

Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers (IRFU)

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES,

Spécialité :

Cosmologie

par

Jessica Démoclès

**Etude des scénarios de formation des grandes
structures dans l'Univers avec les amas de
galaxies observés en X et par effet SZ**

Soutenue le 23 septembre 2010

Devant un jury composé de :

Réza	Ansari	<i>Président du Jury</i>
Juan	Macías-Pérez	<i>Rapporteur</i>
Sophie	Maurogordato	<i>Rapporteur</i>
Gabriel	Pratt	<i>co-Encadrant de thèse</i>
Dominique	Yvon	<i>Directeur de thèse</i>

À ma mère

Remerciements

La thèse est un effort soutenu avec ses hauts et ses bas. Pour cela, le nombre de personnes que je dois remercier constitue un chapitre à part entière de ce manuscrit, j'en fais donc ici juste un résumé.

Tout d'abord, je tiens à remercier Dominique Yvon pour m'avoir donnée l'opportunité de faire une thèse sur un sujet intéressant ainsi que chacun des membres du groupe de cosmologie du Service de Physique des Particules (SPP) pour leur accueil : Jim Rich (pour son recul scientifique, sa pédagogie et sa bonne humeur), Jean-Baptiste Melin (pour sa disponibilité et son debuggage IDL), Christophe Magneville (pour sa disponibilité et son débogage C++), Jean-Marc Legoff, Vanina Ruhlmann-Kleider, Nathalie Palanque-Delabrouille, Christophe Yèche et Roy Aleksan.

Je remercie aussi mon collègue de bureau Sotiris Loucatos pour tous ses conseils (et son agrafeuse) et mon parrain Bertrand Vallage pour sa disponibilité.

Ma thèse se partageant entre le SPP et le SAp (Service d'AstroPhysique), je tiens à remercier particulièrement Monique Arnaud et Gabriel Pratt pour m'avoir accueillie là-bas et initiée à l'analyse de données en X ainsi que Etienne Pointecouteau pour son « tutorial » de la chaîne d'analyse de données de XMM. Je remercie aussi mon collègue de bureau au SAp Jean-Luc Sauvageot (pour les discussions intéressantes et l'ambiance très conviviale de son bureau), Rocco Piffaretti (pour sa bonne idée du Cluster-Ph) et tout le groupe X en général pour la très bonne ambiance qui y règne.

Je remercie chaque membre du jury pour avoir accepté d'examiner mon travail. En particulier, Sophie Maurogordato et Juan Macias-Pérez pour avoir accepté d'en être rapporteurs et Réza Ansari pour le présider.

Je remercie aussi les nombreux thésards et post-docs du SPP et SAp pour leur bonne humeur et les discussions sur l'après-thèse : Gurvan Bazin, Matthieu Vivier, Ana Torrento Coello, Somnath Choudhury, Pierre Dupré, Rachel Quéval, Claudio Giganti, Guillaume Loisel, Nicolas Clerc, Gilles Maurin, Gilles Ferrand ainsi que tous les habitués des repas du vendredi.

Je tiens à remercier aussi Christine pour sa patience et sa gentillesse par rapport au désordre de mon bureau.

Pour leur soutien important je tiens à remercier tous mes amis du magistère de physique (en particulier du groupe d'Avoriaz pour leur corrections collectives), du GBU d'Orsay (en particulier Isaline Chevalet pour les soirées) et du connect de Gentilly.

Enfin, pour son soutien actif, je tiens à remercier ma famille sans qui je n'aurais pas pu arriver jusque là. En particulier, je veux remercier ma mère pour les nuits blanches qu'elle a passé à me tenir compagnie pendant la rédaction de ce manuscrit.

COSMOLOGY MARCHES ON



Fig. 1 : <http://www3.tsl.uu.se/flechl/misc.html>

Table des matières

Introduction générale	1
1 La cosmologie moderne	5
1.1 C'est l'histoire d'un univers en expansion...	6
1.1.1 Le principe cosmologique	6
1.1.2 L'expansion de l'Univers	7
1.1.3 La fuite des galaxies	8
1.2 ... dont la dynamique est liée à son contenu	9
1.2.1 Un cadre mathématique donné par la relativité générale	9
1.2.2 Métrique de RW et Equation de Friedmann	11
1.3 Qui passe par une phase chaude et dense.	13
1.3.1 L'histoire thermique de l'Univers	13
1.3.2 La prédiction de la nucléosynthèse primordiale	16
1.3.3 Le fond diffus cosmologique	19
1.4 Lorsque le côté sombre resurgit	21
1.4.1 La matière noire	21
1.4.2 l'énergie noire	23
1.5 « The big picture »	29
1.5.1 L'inflation	29
1.5.2 Les paramètres cosmologiques	32
2 La formation des structures dans l'Univers	35
2.1 Les anisotropies du fond diffus cosmologique	36
2.2 Evolution des modes sub-horizon avec l'analyse de Jeans	38
2.3 Le spectre de puissance de la matière noire	43
2.4 Régime non linéaire : le modèle du halo	45
2.4.1 Modèle d'effondrement sphérique	45
2.4.2 Le formalisme de Press et Schechter	46
2.4.3 Discussion autour de la fonction de masse	48
2.4.4 Abondances de halo et cosmologie	51
3 Les amas de galaxies	57
3.1 Composants et observations	58
3.1.1 Observation optique des amas de galaxies	58
3.1.2 Observation X avec l'émission bremsstrahlung du gaz	61

3.1.3	Observation millimétrique avec l'effet Sunyaev Zel'dovich	63
3.2	Relation d'échelle et profils des amas de galaxies	66
3.2.1	Où la physique des baryons est oubliée : le modèle auto-similaire	66
3.2.2	Où on la retrouve...	71
3.2.3	L'entropie	73
3.2.4	Impact sur la cosmologie	74
4	Modele d'observation des amas SZ	77
4.1	Introduction	77
4.2	Simulation des amas	78
4.2.1	Fonction de masse des amas	79
4.2.2	Calcul de M_{500}	80
4.2.3	Relations d'échelle	81
4.2.4	Profils	83
4.3	Modélisation des observations	85
4.3.1	Composants du ciel millimétrique	85
4.3.2	Modélisation des expériences	89
4.3.3	Extraction des amas	91
4.4	Procédure d'association	92
4.4.1	Evaluation des dépendances de la distance d'association	93
4.4.2	Seuil d'association en flux du catalogue simulé	94
4.4.3	Détermination du critère d'association	96
4.4.4	Validation du critère	100
4.4.5	Estimation du taux d'associations fortuites	101
4.5	Le Monte Carlo et la construction d'un modèle	101
4.5.1	La contamination	101
4.5.2	La complétude	103
4.5.3	La photométrie	107
4.5.4	Vérification de la cohérence du modèle	113
4.6	Stabilité du modèle à la physique des amas	116
4.7	Précision sur les paramètres cosmologiques	118
4.7.1	Principe de l'analyse de Fisher	119
4.7.2	Calcul des contours de χ^2 avec la matrice de Fisher	120
4.7.3	Application aux distributions observées	121
4.7.4	Résultats	123
4.8	Conclusion	128
5	Analyse de deux groupes de galaxies dans les données de XMM	131
5.1	Introduction	131
5.2	Les groupes fossiles	132
5.3	Présentation des deux groupes fossiles observés	133
5.4	Réduction des données	134
5.4.1	Etalonnage et soustraction du fond	135
5.4.2	Analyse spectrale	145
5.5	Profils 3D	146

5.5.1	Le profil de densité électronique	147
5.5.2	Obtention du profil de température	150
5.6	Profil de masse	152
5.7	Cas de <i>RXCJ0216.7-4749</i> : influence de l'AGN central	155
5.7.1	Prise en compte de l'AGN	156
5.7.2	Résultats	158
5.8	Discussion du profil de masse de <i>RXCJ2315.7-0222</i>	162
5.8.1	Contribution de la galaxie centrale	163
5.8.2	Déformation du profil de matière sous l'effet du potentiel gravitationnel des baryons	167
5.8.3	Eventuelle contribution d'un AGN central	170
5.8.4	Discussion	174
5.9	Discussion sur l'ensemble des deux fossiles	175
5.10	Conclusion	178
Conclusions et perspectives		181
A XMM		185
A.1	Présentation du satellite	185
A.2	Focalisation de photons X	186
B Testing adiabatic contraction of dark matter in fossil group candidates		187

Introduction générale

*Les cieux racontent la gloire de Dieu,
Et l'étendue manifeste l'oeuvre de ses mains.
Psaume 19 :2*

« La cosmologie est en marche » ! Cette expression accompagnant les deux vignettes de la figure 1 illustre bien l'avancée de la cosmologie et de la compréhension de notre Univers . Les cents dernières années ont vu se construire une image de l'Univers cohérente qui est à la fois le résultat d'avancées théoriques¹ et du progrès technique permettant de diversifier les observations.



Fig. 2 : *Lancement de Planck le 14 mai 2009 qui permet de détecter les amas de galaxies par effet Sunyaev-Zel'dovich.*

¹Combinant des raisonnements précis et de bonnes intuitions et judicieuses approximations comme le montre l'histoire de la constante cosmologique ou encore celle du formalisme de Press et Schechter pour l'abondance des amas ou encore le modèle auto-similaire de Kaiser pour les relations d'échelle...

Ainsi, de l'image d'un univers statique, on passe à celle d'un univers en expansion accélérée qui est passé par une phase chaude et dense dont on observe le rayonnement fossile : le fond diffus cosmologique, véritable mine d'information sur l'Univers.

Cette image est bien décrite dans le cadre du modèle cosmologique Λ CDM qui fait office de modèle standard de la cosmologie moderne. Néanmoins, attaché à ce succès, il introduit de nouveaux défis :

1. l'inflation qui est le mécanisme physique par lequel on explique, entre autres choses, l'homogénéité du fond diffus cosmologique à 10^{-5} près ainsi que l'origine des fluctuations de densité ;
2. la matière noire qui constitue près de 85% de la densité de matière de l'Univers et qui est le principal moteur de la formation des structures à partir de ces fluctuations de densité ;
3. l'énergie noire qui est un fluide emplissant tout l'espace caractérisé par une pression négative et responsable de l'accélération de l'expansion.

On se situe alors à une époque charnière pour la cosmologie où les observations jouent un rôle fondamental pour contraindre les modèles théoriques. En particulier, on est intéressé par l'étude d'objets (au sens large) dépendants différemment de ces aspects pour poser des contraintes indépendantes.

Cette thèse dans son ensemble constitue une étude de faisabilité de l'utilisation des amas de galaxies pour contraindre la cosmologie. Elle peut se diviser en trois parties distinctes qui prises ensembles donnent une vision globale de l'exploitation des amas en cosmologie.

Je présente dans un premier chapitre le modèle cosmologique général validé par les observations en pointant du doigt les grands défis de ce modèle (chapitre 1). Dans le chapitre 2, je décris le scénario de formation des structures dans l'Univers dans lequel les amas apparaissent naturellement comme les plus grandes structures ayant eu le temps de se former par effondrement gravitationnel. Pour une revue plus complète et pédagogique, on pourra se référer au livre fraîchement ré-édité de James Rich [83].

Dans ce contexte dominé par la matière noire, on observe les amas et on s'attend à ce qu'ils forment une population auto-similaire dont les propriétés statistiques sont tout à fait intéressantes pour une exploitation en cosmologie (chapitre 3). J'introduis ainsi le formalisme de la fonction de masse ainsi que les relations d'échelle des amas essentielles pour leur exploitation !

L'exploitation efficace des amas se fait à deux niveaux :

1. comprendre ce qu'on observe en particulier pour être capable de calculer le volume du ciel sondé et l'erreur sur le flux mesuré.
Dans cette optique, le chapitre 4 présente un modèle d'observation basé sur une simulation du ciel observé sur laquelle on fait tourner un monte-carlo de la chaîne d'analyse expérimentale.
2. l'établissement de relation d'échelle masse-observable physique robuste. Cela passe inévitablement par la compréhension de la physique du milieu intra-amas (ICM) et de son influence sur les prédictions basées sur les modèles purement gravitationnels.

Dans ce but, je présente les résultats de l'analyse de deux groupes fossils de galaxies observés en X avec le satellite XMM (chapitre 5).

Je conclus ensuite en remettant les résultats de mon travail dans le contexte actuel. La cosmologie est véritablement en marche et les amas de galaxies font partie de la progression !

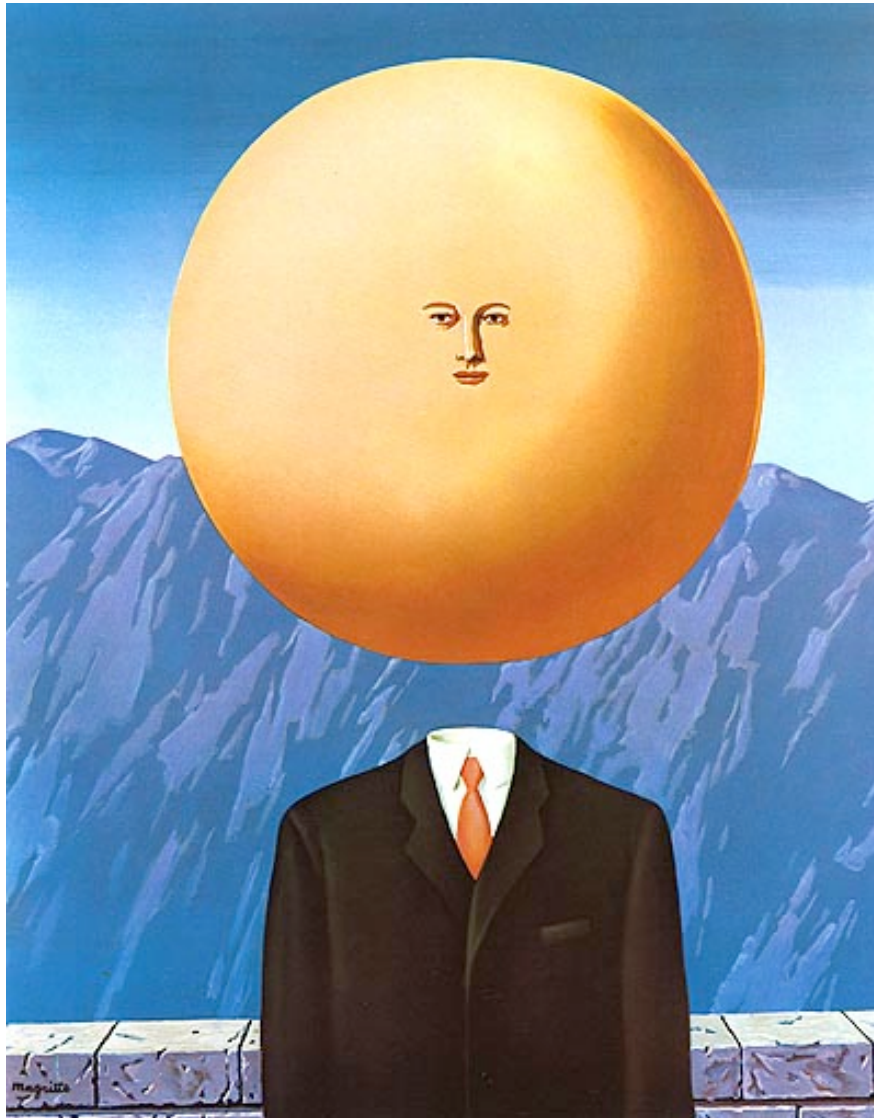


Fig. 3 : *René Magritte*

1

La cosmologie moderne

La cosmologie moderne est la branche de la physique qui a pour objet d'étude l'Univers observable. Par cela, on entend que la cosmologie s'intéresse à une description de l'Univers en tant qu'objet caractérisé par une densité (contenu), une certaine structure géométrique (métrique), et une dynamique (histoire et évolution). On est donc intéressé par tout ce qui peut être significatif pour décrire le *comportement* de l'Univers de manière générale.

Le cosmologiste observe l'Univers et en tire des conclusions. Il élabore des modèles physiquement viables qu'il confronte ensuite avec le résultat de ses observations. Ainsi, la cosmologie moderne commence avec le cadre théorique de la relativité générale qu'Einstein publia en 1915 (partie 1.2) et par l'observation de la fuite des galaxies par Hubble en 1929 (partie 1.1.3). Ceci aboutit dans les années 1930 à la conception d'un univers homogène et isotrope en expansion.

La conception de modèle de Big-Bang commence dans les années 1940 par le travail de Gamov et ses collaborateurs Alpher et Herman qui pour expliquer la synthèse et l'abondance des éléments légers de manière cosmologique (paragraphe 1.3.2) propose que l'Univers passe par une phase suffisamment dense et chaude avant de se refroidir en se dilatant (partie 1.3). En 1948, ils prévoient alors l'existence d'un rayonnement de corps noir emplissant tout l'espace comme reliquat de cette phase dense : le fond diffus cosmologique qui sera découvert en 1965 par Penzias et Wilson (paragraphe 1.3.3).

Pour discriminer parmi plusieurs modèles de Big-Bang possibles, on s'intéresse à des objets astrophysiques révélateurs de propriétés sous-jacentes de l'Univers que l'on quantifie dans des paramètres cosmologiques. Ainsi, le modèle qui fait aujourd'hui consensus est un modèle de Big-Bang auquel on attribue le nom de Λ CDM car sa dynamique est dominée par de mystérieux composants : l'énergie noire ou constante cosmologique et la matière noire froide (*Cold Dark Matter* en anglais) (partie 1.4). Ce modèle est soutenu par l'observation d'objets qu'on qualifie de sondes cosmologiques et qui nous permettent de poser des contraintes sur des modèles paramétriques d'univers.

1.1 C'est l'histoire d'un univers en expansion...

1.1.1 Le principe cosmologique

Le principe cosmologique découle de deux principes fondamentaux :

- le principe Copernicien fait que l'on passe d'une conception géocentrique à une conception où nous n'occupons aucune place particulière au sens statistique dans l'Univers .
- le principe de relativité selon lequel deux expériences menées dans des conditions identiques à deux endroits différents quelconques dans l'Univers donneraient les mêmes résultats : les lois de la physiques s'expriment pareillement dans ces deux endroits.

Il constitue un postulat décrivant l'Univers lui-même simplifiant grandement sa mise en équation dans une théorie ayant pour but de le décrire, d'une part, ainsi que l'interprétation des observations que l'on peut en faire !

En effet, le cadre théorique de la cosmologie se situe dans la relativité générale (RG) formulée par Einstein dans les années 1915. La théorie de la relativité générale permet alors de décrire l'Univers par une équation à 10 composantes qui se trouve simplifiée dans le cas d'un univers ayant des symétries. Le principe cosmologique décrit un univers dont les propriétés sont invariantes par translation et par rotation dans l'espace. Cet univers est donc homogène et isotrope dans l'espace¹. Ceci permet de choisir un système de coordonnées tel que la métrique ait la forme

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dl^2$$

où ds^2 est l'intervalle spatio-temporel défini en relativité restreinte et indépendant du choix des coordonnées. dl^2 représente la partie spatiale de la métrique pouvant se mettre sous la forme $dl^2 = R(t)^2 f(r)^2 dr^2$ avec $f(r) = \frac{1}{1 - kr^2}$ avec k un facteur numérique qu'on explicitera plus tard² et t le temps propre de l'observateur dont la ligne d'univers est orthogonale aux coordonnées spatiales.

Lorsqu'Einstein postule ce principe, il n'a aucune base observationnelle, c'est donc juste par commodité calculatoire. Aujourd'hui, ce principe est soutenu par les observations à grandes échelles (LSS pour « Large Scale Structures »). En effet, même si *localement* la distribution de matière est fortement hiérarchisée avec les étoiles regroupées en galaxies et les galaxies regroupées en groupes, amas et super-amas de galaxies délimités par des grands vides (*cosmic web* ou toile cosmique), à grandes échelles $\sim 200\text{Mpc}$ la distribution apparaît homogène comme le montre les résultats du relevé de galaxies 2dFGRS (*2 degree Field Galaxy Redshift Survey*) (Colless et al., 2003)[26] (figure 1.1) et SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) (Gott et al., 2005)[38]. L'isotropie quant à elle est très bien vérifiée dans le fond diffus cosmologique qui constitue un des principaux piliers du modèle de Big-Bang et dont on reparlera par la suite. En effet, le fond diffus cosmologique est homogène et isotrope sur le ciel à 10^{-5} près.

¹A ne pas confondre avec le principe cosmologique fort ou parfait qui postule l'invariance des propriétés de l'Univers aussi bien par translation dans le temps que dans l'espace énoncé par Hoyle dans les années 1950 pour sa théorie de l'Univers stationnaire avec l'existence d'un champ qui permettait la création continue de

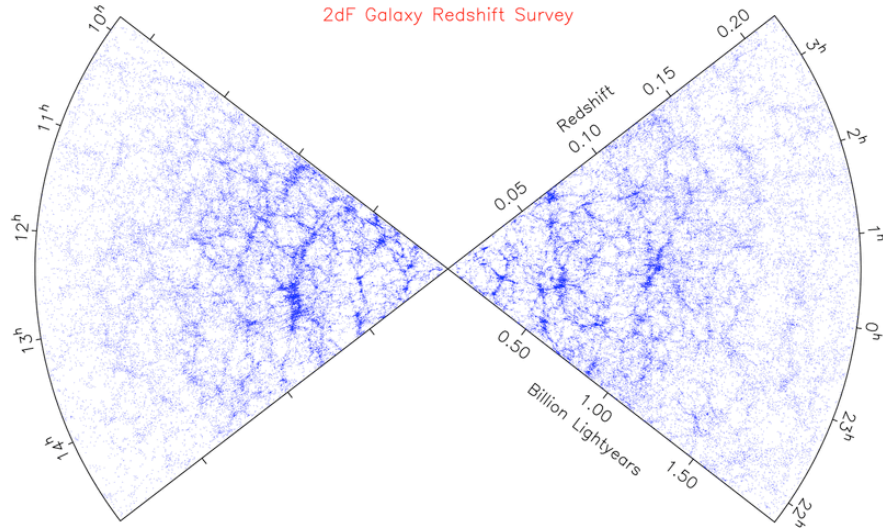


Fig. 1.1 : Justification de l'homogénéité de l'Univers aux grandes échelles avec la distribution des galaxies. figure de Colless et al. 2003 [26]

1.1.2 L'expansion de l'Univers

Une des conséquences du principe cosmologique est la loi d'expansion (ou de contraction) de l'Univers dont nous verrons l'illustration dans le paragraphe 1.1.3 avec la récession des galaxies. En effet, la distance propre d'un point P à un point P_0 origine d'un système de coordonnées est celle parcourue par un photon pour lequel la relativité restreinte donne $ds = 0$ soit :

$$d_p = \int_0^r R(t) f(r') dr' = R(t) F(r)$$

Si on compare cette distance à deux instants différents t et t_0 , on obtient :

$$d_p(t_0) = \frac{R(t_0)}{R(t)} d_p(t)$$

La distance entre deux points de la métrique change en fonction du temps de façon à ce que deux objets immobiles situés respectivement en P et P_0 vont se voir attribuer une vitesse radiale d'expansion ou de contraction globale de l'Univers :

$$v = \frac{d d_p}{dt} = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} d_p$$

$R(t)$ représente un facteur d'échelle. On utilise aussi sa version normalisée $a(t) \equiv R(t)/R(t_0)$ telle que $a(t_0) \equiv 1$.

Ce résultat accompagné de l'existence d'un temps universel fait que décrire l'Univers passe aussi par le fait de décrire son évolution : l'Univers a une histoire.

matière mais incapable d'expliquer l'existence d'un rayonnement fossile tel que le fond diffus cosmologique .

²On note ici que la dimension de longueur est portée par le facteur $R(t)$. \vec{r} représente les coordonnées spatiales sans dimension.

1.1.3 La fuite des galaxies

L'observation de l'Univers local c'est-à-dire de notre Galaxie et de ses proches voisines commencent dès les années 1780 avec Herschel qui reconnaît à notre Voie lactée une structure aplatie et observe les premières galaxies en dehors de la nôtre. Cependant, il les identifie alors comme des *nébuleuses* dont la location extra-galactique ne sera vraiment mise en évidence qu'avec les progrès de la photométrie dans les années 1920-1930.

Avant de savoir si un objet appartient à la Galaxie ou pas, il faut être capable d'estimer sa distance et de connaître la taille de la Galaxie. Pour cela, les astronomes de l'époque découvrent qu'il existe une relation entre la période et la luminosité des céphéides qui sont des étoiles variables présentes dans le nuage de Magellan. En observant la courbe de lumière d'une céphéide (*i.e.* la variation de sa luminosité apparente en fonction de sa période), on peut déterminer sa luminosité intrinsèque. Le rapport luminosité intrinsèque sur flux observé renseigne alors sur sa distance par rapport à l'observateur. Elles constituent des chandelles standards³.

C'est en utilisant un procédé basé sur l'estimation de distance de galaxies grâce aux céphéides que Hubble, en 1929, mesure la distance de galaxies et met en évidence le fait que celles-ci s'éloignent de nous d'autant plus rapidement que leur distance est déjà grande soit :

$$v = H_0 \times d$$

où H_0 est la constante de Hubble⁴. Un observateur appartenant à une autre galaxie observerait pareillement que les galaxies s'éloignent de lui d'autant plus qu'elles sont loin. Ceci est révélateur de l'expansion globale de la structure de l'Univers lui-même, comme prévue par le principe cosmologique. On identifie alors H_0 comme la mesure actuelle du taux d'expansion de l'Univers.

Ceci se traduit dans les spectres des galaxies observées par un décalage vers le rouge semblable à celui obtenu par effet Doppler en relativité restreinte et qui va conduire à une observable : le décalage vers le rouge *redshift* noté z qu'on définit par :

$$z \equiv \frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_2} \simeq \frac{v_{12}}{c} \quad (1.1)$$

où ν_1 est la fréquence d'émission du rayonnement, ν_2 la fréquence à laquelle il est mesuré par un observateur et v_{12} la vitesse relative entre la source et l'observateur. Tandis que $z \equiv \frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_2}$ est une définition exacte, la deuxième expression est une approximation non relativiste.

Pour deux signaux consécutifs (période de l'onde) émis à t_1 (reçu à t_2) et à $t_1 + \delta t_1$ (reçu à $t_2 + \delta t_2$) respectivement on a :

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{cdt}{R(t)} = \int_0^r f(r')dr' = \int_{t_1+\delta t_1}^{t_2+\delta t_2} \frac{cdt}{R(t)}$$

³Les chandelles standards constituent une classe d'objets ayant tous la même luminosité intrinsèque. Mesurer leur luminosité apparente donne accès à leur distance

⁴On remarque que la constante de Hubble a la dimension inverse d'un temps.

car par définition $ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 f(r)^2 d\vec{r}^2 = 0$ pour les photons. On a donc :

$$\begin{aligned} \int_{t_1+\delta t_1}^{t_2+\delta t_2} \frac{cdt}{R(t)} - \int_{t_1}^{t_2} \frac{cdt}{R(t)} &= 0 \\ &= \phi(t_2 + \delta t_2) - \phi(t_2) - (\phi(t_1 + \delta t_1) - \phi(t_1)) \\ &= \dot{\phi}(t_2)\delta t_2 - \dot{\phi}(t_1)\delta t_1 \end{aligned}$$

où $\phi(T)$ est la primitive de $c/R(t)$.

On en déduit que

$$\frac{\delta t_2}{R(t_2)} = \frac{\delta t_1}{R(t_1)}$$

et avec $\delta t = 1/\nu$ on a $\nu_1/\nu_2 = R(t_2)/R(t_1) = a(t_2)/a(t_1)$ d'où :

$$z \equiv \frac{a(t_2)}{a(t_1)} - 1 \tag{1.2}$$

1.2 ... dont la dynamique est liée à son contenu

1.2.1 Un cadre mathématique donné par la relativité générale

La théorie de la relativité générale (RG) est associée (plus ou moins directement) à plusieurs principes :

- le principe de relativité selon lequel les lois de la physique prennent la même forme dans deux référentiels inertiels différents,
- le principe de Mach (1893) pour qui les référentiels inertiels sont définis par rapport à la distribution globale de matière dans l'Univers ,
- le principe d'équivalence entre la masse inertielle m_i telle qu'elle apparaît dans la seconde loi de Newton et la masse gravitationnelle m_g présente dans l'expression de la force de gravitation subie par un corps dans un champ de gravitation \vec{g} .

Ce dernier reformulé en 1911 par Einstein à la suite de la théorie de la relativité restreinte RR (qui est une théorie sans gravitation) peut être résumé de la manière suivante : en tout point de l'espace temps, il est possible de définir un référentiel localement inertiel tel que les lois sont données selon la relativité restreinte. En d'autres termes, autour de chaque événement P, il est possible de se placer dans un référentiel tel qu'on efface les effets du champ gravitationnel.

En RR, un référentiel inertiel est caractérisé par :

1. une métrique d'espace temps plate $d^2s = \eta_{\alpha\beta}dX^\alpha dX^\beta$ où $\eta_{\alpha\beta}$ est la matrice de Minkowski avec la signature $(-+++)$
2. une accélération nulle donc une équation de mouvement telle que $d^2X^i/dT^2 = 0$

On définit un référentiel localement inertiel tel que sa métrique diffère de la métrique RR qu'au second ordre. On l'écrit $d^2s = G_{\alpha\beta}dX^\alpha dX^\beta$ avec $G_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 G_{\alpha\beta}}{\partial X^\gamma \partial X^\delta} \Delta X^\gamma \Delta X^\delta$

Pour traduire les effets du champ gravitationnel, il suffit d'écrire le changement de ce référentiel localement inertiel à un référentiel arbitraire. Pour un référentiel localement inertiel caractérisé par les coordonnées $\{X^\alpha\}$ et un référentiel arbitraire par $\{x^\mu\}$, on obtient une nouvelle équation du mouvement qui est celle d'une particule dans un champ de gravitation arbitraire, appelée équation des géodésiques :

$$\frac{d^2 x^i}{dt^2} = -(\Gamma_{\mu\nu}^i - \frac{dx^i}{dt} \Gamma_{\mu\nu}^0) \frac{dx^\mu}{dt} \frac{dx^\nu}{dt} \quad (1.3)$$

où $\Gamma_{\nu\rho}^\mu$ est le symbole de Christoffel est simplement obtenu avec $\Gamma_{\nu\rho}^\mu = \frac{\partial x^\mu}{\partial X^\alpha} \frac{\partial^2 X^\alpha}{\partial x^\nu \partial x^\rho}$.

On peut alors réécrire la métrique d^2s par :

$$d^2s = G_{\alpha\beta} dX^\alpha dX^\beta = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.4)$$

tel que $g_{\mu\nu} = G_{\alpha\beta} \frac{\partial X^\alpha}{\partial x^\mu} \frac{\partial X^\beta}{\partial x^\nu}$ est le tenseur métrique décrivant le champ gravitationnel. C'est une matrice 4×4 symétrique en μ et ν possédant donc 10 composantes indépendantes.

Ecrire les équations du champ de gravitation dans le cadre de la RG revient à trouver l'équation liant le champ de gravitation à sa source : le tenseur impulsion-énergie $T^{\mu\nu} \equiv \rho u^\mu u^\nu$ pour un fluide parfait de pression nulle $p = 0$, où ρ définit la densité d'énergie et u^μ (u^ν) sa quadri-vitesse. L'expression la plus simple apparaît sous la forme :

$$G^{\mu\nu}[g] = \chi T^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

où $G^{\mu\nu}[g]$ est une fonctionnelle de $g^{\mu\nu}$ et de ses dérivées et χ une constante multiplicative.

Pour trouver la forme de $G^{\mu\nu}$, on utilise la contrainte de la conservation de l'énergie : $\nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0$ soit $\nabla_\nu G^{\mu\nu} = 0$.

On trouve alors

$$G^{\mu\nu} = R^{\mu\nu} - 1/2 g^{\mu\nu} R$$

où $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ et $R^{\mu\nu}$ est le tenseur de Riemann (1854) utilisé pour caractériser les propriétés de courbure d'un espace à N dimensions. Dans le cadre de la RG, la gravitation apparaît sous la forme d'un effet géométrique.

La constante multiplicative, quant à elle, est déterminée en étudiant la limite non relativiste de l'équation qui pour $c \gg v$ avec v vitesse caractéristique du système, on retrouve les résultats donnés par la théorie newtonienne. Cela donne $\chi \equiv 8\pi G_N/c^4$.

L'équation 1.5 devient :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G_N T_{\mu\nu} \quad (1.6)$$

La dynamique de l'Univers est alors directement reliée à son contenu en matière énergie.

1.2.2 Métrique de RW et Equation de Friedmann

La métrique de Robertson-Walker Les symétries découlant du principe cosmologique permettent d'exprimer la métrique générale vue précédemment sous la forme de la métrique de Robertson et Walker RW :

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (1.7)$$

où on a pris $c = 1$ et avec le paramètre k caractérisant la courbure de l'espace qu'on peut choisir prenant les valeurs discrètes de $+1$, 0 ou -1 pour des géométries type sphériques (fermées), plates (ouvertes) ou hyperboliques (ouvertes). On ré-exprime alors la métrique sous la forme :

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + S_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] \quad (1.8)$$

avec le changement de variable $\chi \leftrightarrow r$ avec la fonction $S_k(\chi) = \{\sin \chi, \chi, \sinh \chi\}$ pour $k = \{+1, 0, -1\}$. Le système de coordonnées définit par $\{r, \theta, \phi\}$ ou respectivement par $\{\chi, \theta, \phi\}$ représente un système de coordonnées suivant l'expansion globale de l'Univers : les coordonnées comobiles. Pour des coordonnées radiales, la distance propre d'un objet est donnée par $\chi \times R(t)$. On définit, de même, le temps conforme η comme $d\eta = dt/R(t)$ où t est le temps propre.

Equation de Friedmann-Lemaître En considérant le contenu de l'Univers comme un fluide parfait, le tenseur énergie-impulsion prend la forme :

$$T_{\mu\nu} = -pg_{\mu\nu} + (p + \rho)u_\mu u_\nu \quad (1.9)$$

où ρ et p sont respectivement la densité d'énergie et la pression du fluide.

Les équations d'Einstein 1.6 se simplifient alors sous la forme des équations de Friedmann-Lemaître pour la métrique de RW (équations FRW) :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G_N \rho}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1.10)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G_N}{3}(\rho + 3p) \quad (1.11)$$

où on retrouve le taux de Hubble H défini dans le paragraphe 1.1.3 avec $H(t_0) \equiv H_0$. La conservation de l'énergie $\nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0$ (première loi de thermodynamique : $d(a^3 \rho) = -p da^3$) se traduit par :

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + p) \quad (1.12)$$

Puisqu'on considère le contenu de l'Univers comme un fluide, il existe une équation d'état reliant la pression p à la densité d'énergie ρ notée $w \equiv p/\rho$.

On peut alors calculer l'expression du facteur d'échelle en fonction du fluide dominant le budget densité d'énergie. On classe de manière conservative le contenu de l'Univers en 2

catégories : les particules massives non relativistes avec $w = 0$ et le rayonnement pour les particules relativistes pour qui $w = 1/3$. En utilisant l'équation 1.12, on trouve une équation de dilution :

$$\rho \propto a^{-3(1+w)} \implies \begin{array}{l} \rho_m \propto a^{-3} \\ \rho_r \propto a^{-4} \end{array} \quad (1.13)$$

En intégrant ce résultat dans l'équation 1.10, on obtient :

$$w \neq -1 ; a(t) \propto t^{2/[3(1+w)]} \implies \begin{array}{ll} a(t) \propto t^{1/2} & \text{Rayonnement Dominated} \\ a(t) \propto t^{2/3} & \text{Matter Dominated} \end{array} \quad (1.14)$$

On définit une densité critique de l'Univers tel qu'on ait un univers plat ($k = 0$)

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G_N} \quad (1.15)$$

On définit la densité de l'Univers par rapport à la densité critique :

$$\Omega_X \equiv \frac{\rho_X}{\rho_c} \quad (1.16)$$

En particulier, l'observation des différentes sondes cosmologiques pointent vers un univers dont la densité totale est proche de la densité critique pour avoir un univers plat avec $\Omega_{TOT} \approx 1$.

L'univers Einstein-de Sitter se définit comme le cas particulier où $\Omega_{TOT} = \Omega_M = 1$.

Age de l'Univers ou temps de regard en arrière Une des conséquences de l'expansion est que l'on peut attribuer un âge à l'Univers . Il s'écrit en fonction du taux d'expansion tel que :

$$H_0 t_0 = \int_0^\infty \frac{dz}{(1+z)H(z)} \quad (1.17)$$

La mesure de l'âge de l'Univers dépend ainsi de la mesure de la constante de Hubble et des paramètres de densité Ω_X . On vérifie ensuite si l'âge estimé de l'Univers selon le modèle Λ CDM est cohérent avec l'âge d'objets astrophysiques comme celui des étoiles vieilles des amas globulaires basé sur les modèles d'évolution stellaire, ou encore, avec l'abondance des éléments radioactifs à longue période (« nucléocosmochronologie » proposée par Hoyle et Fowler en 1960). La première mesure précise de l'âge de l'Univers a été faite par Sandage en 1958 avec une mesure de $H_0 \approx 75 \text{ km.s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ proche de la valeur actuelle mais qui était alors en désaccord avec l'âge estimé de 25 milliards d'années pour les étoiles dans les amas globulaires. Aujourd'hui, on estime un âge de environ 13 milliards d'années.

Mesure de distance De la métrique, on peut déduire différentes grandeurs utiles en cosmologie observationnelle :

- la distance angulaire est le rapport entre la taille angulaire $\Delta\varphi$ sous laquelle on voit un objet et sa taille intrinsèque $l = R(t_0)\Delta\varphi S_k(\chi)/(1+z)$ où $l_c \equiv R(t_0)\Delta\varphi S_k(\chi)$ est sa taille comobile. Soit $D_A(z) = R(t_0)S_k(\chi)/(1+z)$.
- la distance luminosité est la distance tenant en compte des effets de diminution de la luminosité dus à l'expansion. En effet, le flux Φ_0 d'un objet reçu aujourd'hui par un observateur est la puissance lumineuse $\Delta E/\Delta t$ ou luminosité \mathcal{L} émise à travers la surface d'une sphère de rayon croissant comme $\propto 1/a(t)$ avec l'expansion. Ce qui donne

$$\Phi_0 = \frac{\mathcal{L}}{4\pi R(t_0)^2 S_k(\chi)^2 (1+z)^2}$$

La distance luminosité est simplement $D_L(z) = \sqrt{\mathcal{L}/4\pi\Phi_0} = R(t_0)S_k(\chi)(1+z)$
 En utilisant pour les rayons lumineux $ds^2 = 0$ et l'équation de Friedmann pour l'évolution du facteur d'échelle en fonction du contenu de l'Univers on obtient :

$$D_A(z) = \frac{1}{1+z} \int_0^z \frac{dz}{H(z)} \quad (1.18)$$

1.3 Qui passe par une phase chaude et dense.

Le succès des modèles de Big-Bang prédisant la nucléosynthèse et le fond diffus cosmologique est fulgurant !

1.3.1 L'histoire thermique de l'Univers

L'expansion de l'Univers peut être vue au niveau de son contenu en matière énergie comme une détente adiabatique. Si on peut définir une température globale pour l'Univers, cela donne lieu à un refroidissement de l'Univers (puisque lors d'une détente on a $T \propto V^{-\alpha}$, avec $\alpha > 0$). Plus précisément, on peut montrer que pour des espèces à l'équilibre thermique, la conservation de l'entropie donne la température variant en $T(t) \propto 1/a(t)$.

L'Univers, tel qu'il est décrit par les équations FRW, n'est pas en équilibre thermique puisqu'il évolue avec le temps. Cependant, extrapolé dans le passé, il apparaît bien comme un système à l'équilibre thermique (*i.e.* équilibre cinétique) maintenu par un taux élevé de collisions au niveau microscopique entre les différentes espèces de particules présentes, et subissant une transformation quasi-statique sous l'effet de son expansion. Aujourd'hui, on peut définir la température de l'Univers comme étant celle du fond diffus cosmologique qui conserve sa distribution thermique depuis son émission (section 1.3.3). Ainsi, on peut associer une température globale $T(z)$ ou $T(t)$ à l'Univers tout au long de son évolution.

L'Univers primordial apparaît sous la forme d'un bain thermique composé des particules élémentaires du Modèle Standard de Physique des Particules. En effet, d'après la partie 1.2.2, l'Univers jeune est dominé par le rayonnement. Il est aussi suffisamment dense et

chaud pour qu'il se produise en son sein des réactions nucléaires. Ce sont ces interactions entre les différentes espèces de particules qui permettent d'avoir un équilibre thermique (avec collisions élastiques types $\chi\bar{\chi} \rightleftharpoons \gamma\gamma$) et/ou chimique (avec collisions inélastiques types $a+b \rightleftharpoons c+d$).

L'évolution de ces distributions de particules dans le contexte cosmologique d'expansion est décrit dans le cadre de la théorie cinétique par l'équation de Boltzmann qui décrit l'évolution d'une fonction de distribution d'une espèce de particules i telle que :

$$dN_i = F_i(\vec{r}, \vec{q}, t) d^3r d^3q$$

où dN_i est le nombre de particules de l'espèce i dans un volume $d^3r d^3q$ autour de l'état $\{\vec{r}, \vec{q}\}$ et \vec{r} et \vec{q} les vecteurs position et impulsion. Le principe cosmologique fait que dans le contexte de la métrique de RW, la distribution de densité ne dépend pas de la position (homogénéité), ni de la direction (isotropie). On peut donc écrire :

$$F(\vec{r}, \vec{q}, t) \equiv F(\vec{q}, t) \equiv f(E, t)$$

et se placer à l'origine d'un référentiel en chute libre (accompagnant l'expansion globale soit en coordonnées comobiles)

On définit alors les quantités densité numérique n_i , densité d'énergie ρ_i et pression p_i par :

$$n_i = \int d^3q F_i(\vec{q}) \tag{1.19}$$

$$\rho_i = \int d^3q E F_i(\vec{q}) \tag{1.20}$$

$$p_i = \int d^3q \frac{|\vec{q}|^2}{3E} F_i(\vec{q}) \tag{1.21}$$

$$\tag{1.22}$$

En l'absence de collisions, l'équation de Boltzmann se réduit à celle de Liouville avec conservation du volume de l'espace des phases lors d'une transformation :

$$D_t F_i = \partial_t F + \dot{\vec{r}} \partial_r F + \dot{\vec{q}} \partial_q F = 0 \tag{1.23}$$

Ce qui donne dans notre cas avec $q \propto 1/a(t)$

$$\partial_t F = -\frac{\dot{a}}{a} \vec{q} \partial_q F \tag{1.24}$$

Cela correspond bien à une description de l'Univers actuel pour lequel la densité est tellement faible qu'on peut considérer le parcours libre d'une particule infinie et pour lequel on est essentiellement sensible à l'expansion globale. En effet, on retrouve la loi de dilution correspondant à la densité numérique de particule en se replaçant dans les coordonnées physiques $d^3x \equiv a(t)^3 d^3r$ on a :

$$n \propto 1/a(t)^3 \int d^3q F_i(\vec{q}) \text{ soit } \frac{dn}{dt} = -3\frac{\dot{a}}{a}n \text{ qui donne } n(t) \propto 1/a(t)^3$$

Dans l'Univers jeune, la densité est beaucoup plus importante. Avec une densité proche de la densité critique ρ_c , on trouve à l'époque de la recombinaison avec $z \approx 1100$, $\rho(z_{rec}) \approx \rho_c(z_{rec})\rho_{c,0} \times E^2(z_{rec}) \sim \rho_{c,0} \times 10^{12}$. Ceci nous donne en moyenne un nombre conséquent de collisions sur un parcours de l'ordre celui de l'horizon à l'époque. On considère alors l'équation de Boltzmann avec le terme de collision $C[F]$. Dans le cas de réactions à deux corps, on considère le schéma suivant :

$$i + j \rightleftharpoons k + l \quad (1.25)$$

de sorte que prenant en compte la perte de particules i par la réaction $i + j \rightarrow k + l$ et leur gain par la réaction inverse on obtient :

$$\partial_t F(\vec{q}, t) = \frac{\dot{a}}{a} \vec{q} \partial_q F(\vec{q}, t) - C(ij \rightarrow kl) + C(kl \rightarrow ij) \quad (1.26)$$

où les termes de collision $C(ij \rightarrow kl)$ et $C(kl \rightarrow ij)$ prennent en compte respectivement tous les moyens de perdre et de produire une particule i d'impulsion q_i . Deux paramètres apparaissent alors comme significatifs : le taux d'expansion de l'Univers qui croît comme la racine carré du temps (premier terme du membre de droite), et le taux d'interaction des particules d'une espèce qui dépend de leur section efficace d'interaction (donnée par la physique des particules), de leur vitesse moyenne (qui est fonction de la température) ainsi que bien évidemment de leur densité soit : $\Gamma \simeq n_i \langle \sigma v \rangle$.

Intuitivement, on comprend qu'il y a compétition entre les interactions entre les différentes espèces de particules et l'expansion générale de l'Univers qui a pour effet d'augmenter le libre parcours moyen des particules entre deux collisions. Deux espèces seront en équilibre thermique l'une avec l'autre tant que $\Gamma \gtrsim H$ ce qui correspond à un minimum d'une interaction par particule en un intervalle de temps de l'ordre de ce qu'il faut pour que la température globale et la densité n'aient changé de manière significative dû à l'expansion.

L'évolution est donc le fait du taux de réactions nucléaires et de l'expansion de l'Univers . Pour $\Gamma \ll H$, on se retrouve dans le cas précédent décrivant l'Univers actuel où les collisions peuvent être négligées. Pour $\Gamma \gg H$, on peut négliger le terme dû à l'expansion. Dans ce cas, on obtient comme solution les distributions de Fermi-Dirac ou Bose-Einstein resp. pour les fermions et les bosons :

$$f_i(\vec{q}_i) \equiv \frac{F_i(\vec{q}_i)}{g_i/(2\pi)^3} = \frac{1}{\exp[(E - \mu_i)/T] \pm 1} \quad (1.27)$$

Là encore, deux cas sont à distinguer :

- le cas relativiste pour lequel la création de paire est possible par $i + \bar{i} \rightleftharpoons \gamma\gamma$ et l'espèce i est maintenue en équilibre thermique avec le bain de photons tel que $T \gg m$. L'intégration de 1.19 donne alors des grandeurs dépendantes de la température à l'image de corps noir avec $n \propto T^3$
- et le cas non-relativiste pour lequel seul l'annihilation est encore possible avec $T \ll m$ et pour lequel $n \propto (mT)^{3/2} e^{-m/T}$.

Ensuite chaque fois qu'on a un taux d'interaction spécifique Γ_i qui tombe en dessous du taux d'expansion, on parle de découplage spécifique (chimique). On a gel d'une espèce lorsque

t (s)	T (eV)	description
10^{-45}	10^{28}	temps de Planck, aucune théorie de la physique ne le décrit période où les 4 interactions fondamentales sont unifiées, besoin d'une théorie de la gravitation quantique
$10^{-43} \lesssim t \lesssim 10^{-35}$	$10^{28} \gtrsim T \gtrsim 10^{24}$	Théorie de la grande unification où les interactions faibles, fortes et électromagnétiques sont unifiées se terminant par une brisure de symétrie aboutissant à la séparation de l'interaction forte
$10^{-35} \lesssim t \lesssim 10^{-32}$	$10^{24} \gtrsim T \gtrsim 10^{22}$	inflation période où l'Univers subit une expansion exponentielle sous l'effet d'un champ scalaire : l'inflaton et qui se termine par la désintégration de celui-ci en particules du modèle standard
10^{-12}	3×10^{11}	brisure électrofaible
$10^{-12} \lesssim t \lesssim 10^{-6}$	$3 \times 10^{11} \gtrsim T \gtrsim 10^9$	Transition de phase <i>QCD</i> et baryogénèse
$1 \lesssim t \lesssim 3$	$10^6 \gtrsim T \gtrsim 5 \times 10^5$	création de paire et espèce en équilibre avec le bain de photons
$3 \lesssim t \lesssim 180$	$5 \times 10^5 \gtrsim T \gtrsim 6 \times 10^4$	nucléosynthèse primordiale
5×10^4 années	0.8	équivalence matière-rayonnement
5×10^5 années	0.26	découplage des photons et émission du fond diffus cosmologique
$5 \times 10^5 \lesssim t \lesssim 10^9$ années	$0.2 \gtrsim T \gtrsim 1.5 \times 10^{-3}$	« dark ages » (désignant une période où aucun processus astrophysiques n'émet de rayonnement électromagnétique) on a seulement la raie à 21cm de l'hydrogène puis réionisation ($30 > z > 6$) premières étoiles (population 3)
$1. \times 10^9$ années	1.3×10^{-3}	formation des galaxies
1.3×10^{10} années	2.3×10^{-4}	maintenant domination par l'énergie noire

Tab. 1.1 : *Tableau de l'histoire thermique de l'Univers .*

le taux d'interaction de celle-ci est devenu trop faible pour qu'elle interagisse avec quoique ce soit. Cela donne lieu à des densités reliques que l'on peut essayer de mesurer. C'est justement le fait du pilier observationnel qu'est l'abondance des éléments légers prédit par la nucléosynthèse primordiale de Gamov.

Voilà les principes décrivant l'Univers primordial. Le tableau 1.3.1 résume l'histoire de l'Univers par rapport à sa température.

1.3.2 La prédiction de la nucléosynthèse primordiale

Un des succès du modèle de Big-Bang vient de la prédiction des abondances en éléments légers par la nucléosynthèse primordiale lors des trois premières minutes de l'Univers et qui ne peut avoir lieu que si celui-ci passe par une phase suffisamment chaude pour qu'il se produise des

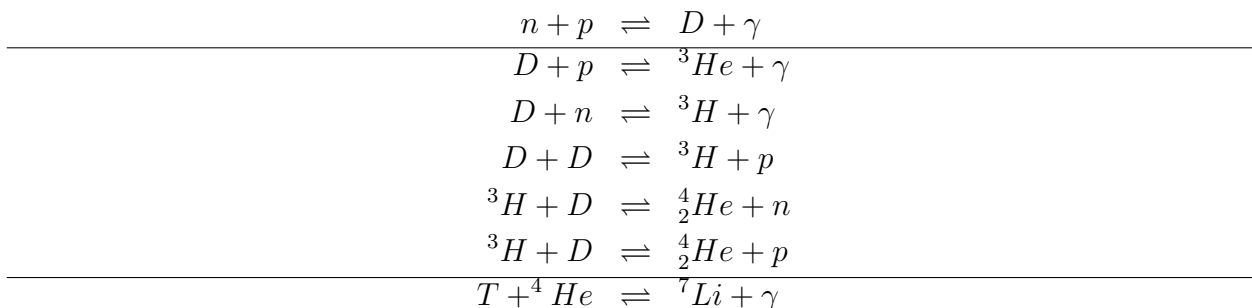
réactions nucléaires (Olive et al 2000 [68]).

La théorie de la nucléosynthèse primordiale vient du travail de Gamov et de ses collaborateurs Alpher et Herman proposant une synthèse “cosmologique” des éléments dans l’Univers primordiale. Une autre théorie, soutenue par le partisan d’un univers stationnaire Fred Hoyle⁵, proposait une origine purement stellaire des éléments. En fait, seuls les éléments légers jusqu’au lithium peuvent être synthétisés dans l’Univers primordial. Les éléments plus lourds tels que O, C, N ou Fe sont formés aux coeurs des étoiles par nucléosynthèse stellaire. En effet, Fermi dès 1950 montre que, du fait de l’expansion, l’Univers est déjà trop dilué quand les espèces dont ils ont besoin pour être synthétisés à leur tour sont stabilisées.

Au dessus d’une température de l’ordre de $T \sim 1\text{MeV}$ ($t \sim 1s$), neutrons et protons sont en équilibre thermique et chimique via $e^+ + n \rightleftharpoons p + \bar{\nu}_e$ et $\nu_e + n \rightleftharpoons p + e^-$ avec un rapport de densité donné par la distribution de Boltzmann tel que $n/p = e^{-\Delta m/T}$ avec Δm la différence de masse entre les deux. Le taux de réaction est donné par $\Gamma \sim G_F^2 T^5$ dépendant du couplage interaction faible G_F et le taux d’expansion $H \sim \sqrt{g_* G_N T^2}$ dépend de la constante de gravitation G_N , toutes deux données par la théorie du modèle standard de physique des particules⁶.

Lorsque la température diminue, $\Gamma \lesssim H$ et neutrons et protons se découplent. La densité des neutrons continue à décroître par désintégration β $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ menant à un rapport de $n/p \sim 1/7$ au moment du début des réactions nucléaires.

La nucléosynthèse commence par la synthèse du deutérium D à $T \sim 0.1\text{MeV}$ température où le deutérium peut commencer à être synthétisé efficacement sans être détruit par photodissociation. On a :



Ensuite, faute d’avoir l’existence de noyaux stables de numéro atomique 5 ou 8 combiné avec le fait que, dès $T \sim 0.03\text{MeV}$, l’effet de la barrière coulombienne est déjà important et que l’Univers est déjà trop dilué pour la mise en place des réactions à trois corps, il n’y a pas formation de noyaux plus lourds.

On comprend aisément que l’efficacité de la nucléosynthèse dépend essentiellement de la densité de baryons que l’on rapporte à la densité des photons du fond diffus cosmologique

⁵Fred Hoyle à qui on doit le nom de Big-Bang au modèle standard

⁶Le facteur g_* dépend du nombre d’espèces relativistes à la température T et peut par exemple être utilisé pour contraindre le nombre de famille de neutrinos.

soit : $\eta \equiv \eta_B/\eta_\gamma$. Ce paramètre est relié à la fraction de baryon du budget énergétique de l'Univers Ω_b par :

$$\Omega_b = 3.66 \times 10^7 \eta h^{-2} \quad (1.28)$$

Ce qui donne $\eta \sim 6 \times 10^{-10}$ pour $\Omega_b h^2 \sim 0.022$ et qui est ensuite utilisé pour prédire les abondances prévues par la nucléosynthèse.

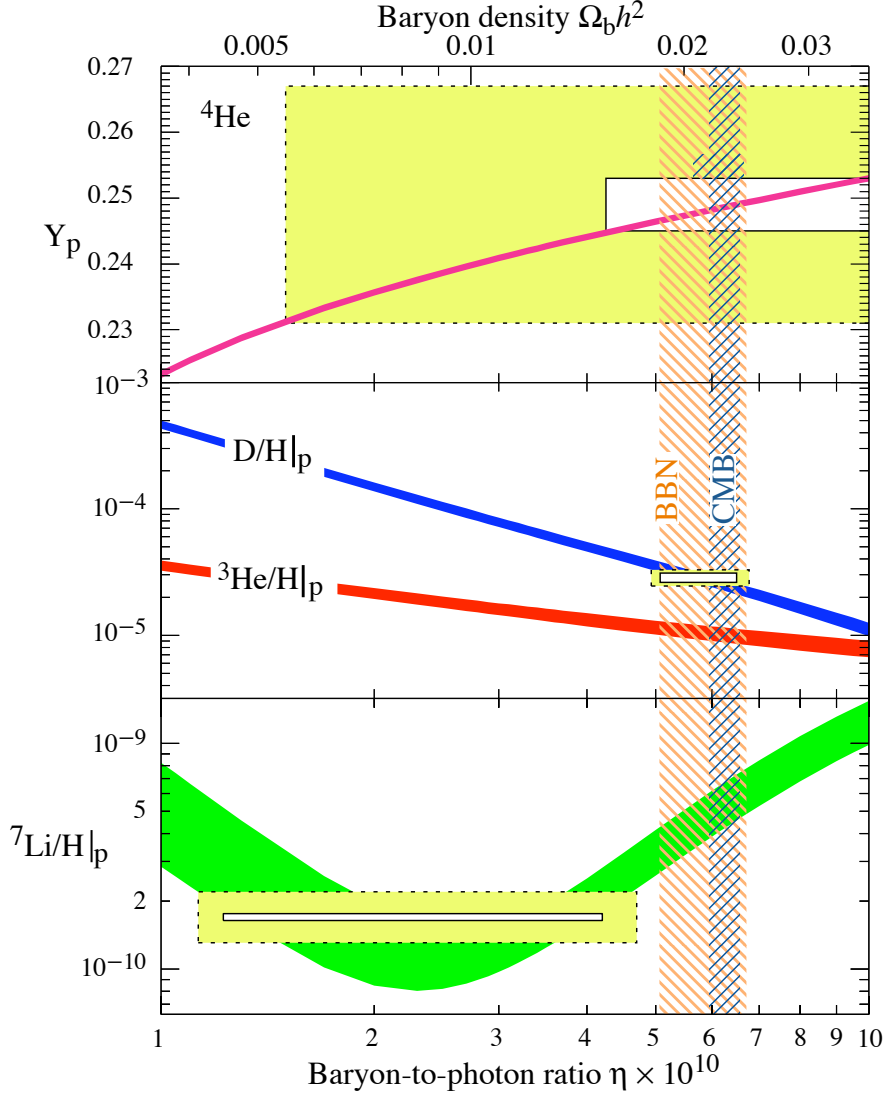


Fig. 1.2 : Abondance du ${}^4\text{He}$, D , ${}^3\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ prédite par la nucléosynthèse primordiale. Les intervalles délimités par les bandes sont donnés à 95% CL. Les boîtes représentent les abondances mesurées (les boîtes blanches sont pour les erreurs statistiques à $\pm 2\sigma$, les boîtes remplies – en jaune – sont pour la combinaison erreurs statistiques et erreurs systématiques). Les bandes verticales représentent resp. la mesure de Ω_b et du rapport η contrainte par le fond diffus cosmologique (bande étroite) et la nucléosynthèse (bande large). Figure extraite de C. Amsler et al. (Particle Data Group), *Physics Letters B*667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition

Les observations donnent des limites supérieures (*e.g.* pour ${}^4\text{He}$ car non détruit dans nucléosynthèse stellaire) ou inférieures (*e.g.* D car détruit) sur l'abondance primordiale de ces éléments. Pour cela, on observe dans des régions où la nucléosynthèse stellaire, qui constitue alors un polluant, est peu importante donc dans des régions de faible métallicité. On trouve des corrélations avec les abondances des métaux qu'on extrapole à métallicité nulle. Par exemple, pour estimer l'abondance de ${}^4\text{He}$, on observe dans les nuages d'hydrogène ionisé HII des galaxies naines. On obtient une fraction de masse sur masse baryonique Y_p :

$$Y_p = \frac{2(n/p)}{1 + n/p} \simeq 0.25$$

en accord avec les prédictions de la nucléosynthèse et des rapports $\text{He}/\text{H} \sim 0.08$, $\text{D}/\text{H} \sim 10^{-5}$ et $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-10}$.

La nucléosynthèse primordiale est donc capable d'expliquer les abondances mesurées aujourd'hui des éléments légers⁷ (figure 1.2) ! De plus combinée avec d'autres observables de l'Univers telles que le rayonnement du fond diffus cosmologique, on dispose de contraintes indépendantes sur le paramètre η et Ω_b qu'on peut espérer utiliser pour contraindre la physique au delà du modèle Standard ou encore la physique des processus astrophysiques d'évolution des abondances.

1.3.3 Le fond diffus cosmologique

Aussi prédit par Gamov et ses collaborateurs à la fin des années 1940, le fond diffus cosmologique est accidentellement détecté la première fois en 1965 par Penzias et Wilson alors qu'ils travaillaient sur un nouveau type d'antenne radio pour les laboratoires Bell. Cette découverte leur valut à chacun un quart du prix nobel de physique en 1978.

Le spectre du rayonnement du fond diffus cosmologique a la forme d'un spectre de Planck de corps noir dans toutes les directions de l'espace à 10^{-5} près, ce qui témoigne du fait que l'Univers est passé par une phase dense et chaude où matière et rayonnement étaient fortement couplés. Du fait de ces interactions, aucun rayonnement de photons ne peut nous parvenir. Il faut attendre que la température baisse suffisamment pour que les noyaux ne soient plus détruits par photo-dissociation, empêchant ainsi les électrons libres de diffuser les photons. On appelle (un peu abusivement) recombinaison ce moment où l'Univers devient transparent et les photons peuvent voyager librement jusqu'à nous. Ce rayonnement fossile nous parvient donc de la surface de dernière diffusion quand l'Univers était à $T \sim 3000$ K.

Le monopole $l = 0$ du développement de la température correspond à la température moyenne du rayonnement. Il a été mesuré par *COBE* avec l'instrument *FIRAS*⁸ [57] :

$$T_\gamma = 2.725 \pm 0.001 \text{ K}(1\sigma)$$

⁷Mis à part le problème de l'abondance de ${}^7\text{Li}$ qui comme on le voit sur la figure 1.2 est en dessous de l'abondance prédite. Cela fait appel à de la physique stellaire encore mal contrôlée.

⁸Far Infrared Absolute Spectrophotometer

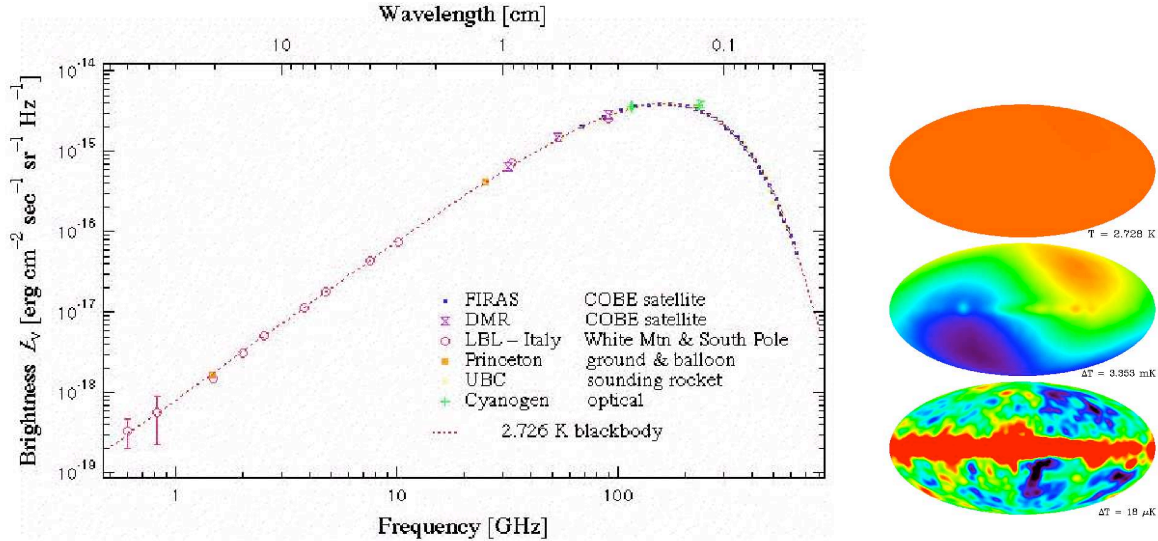


Fig. 1.3 : Spectre de corps noir dérivé des données de COBE du fond diffus cosmologique à gauche. Différents aspects du ciel avec de haut en bas le monopole à la température moyenne T_γ de corps noir, le dipole du mouvement de la galaxie par rapport au fond diffus cosmologique et les anisotropies détectées par COBE. Figures venant de [http : //aether.lbl.gov/www/projects/cobe/COBE_Home/DMR_Images.html](http://aether.lbl.gov/www/projects/cobe/COBE_Home/DMR_Images.html)

Il nous permet notamment de mesurer la densité de photons dans l'Univers $n_\gamma \sim 411 \text{ cm}^{-3}$ d'après les considérations sur l'histoire thermique de l'Univers .

Les photons conservent la même distribution thermique qu'ils avaient au moment où ils se découplent car, par définition, au moment où ils se découplent, ils se propagent librement. L'évolution de leur distribution est donc donnée par l'équation de Liouville qui donne pour l'impulsion une dépendance en

$$\vec{q} \propto 1/a$$

soit

$$\begin{aligned} d^3x d^3q F(q, z < z_{dec}) &= F\left(q \times \frac{1+z_{dec}}{1+z}, z_{dec}\right) d^3x d^3\left(q \times \frac{1+z_{dec}}{1+z}\right) \\ &\propto \frac{1}{\exp\left[\frac{q}{T_{dec}} \times \frac{1+z_{dec}}{1+z}\right] - 1} \\ &\propto \frac{1}{e^{q/T} - 1} \end{aligned}$$

avec $T(z) \equiv T_{dec} \times \frac{1+z}{1+z_{dec}} \equiv T_{dec} \times \frac{a_{dec}}{a}$. On retrouve ainsi la dépendance de la température avec l'âge de l'Univers qu'on avait en décrivant son expansion comme une détente adiabatique et qui nous donne un redshift pour la surface de dernière diffusion de $z \sim 1100$.



Fig. 1.4 : Image montage du « bullet cluster »(1E0657-558). Sont superposées les images du gaz en X (en rouge), les images NIR des galaxies et les images issues de l'analyse de l'effet de lentilles gravitationnelles (en bleu) qui permettent de sonder la masse gravitationnelle totale. La distribution du gaz est séparée de celle des galaxies. Sur cette figure, on voit que les barycentres de la masse des deux amas en train de fusionner suit la distribution des galaxies qui se comportent comme des particules non collisionnelles. (Clowe et al 2006 [25])

1.4 Lorsque le côté sombre resurgit

1.4.1 La matière noire

La masse manquante Jusqu'à maintenant, l'unique caractéristique de la matière que l'on a énoncé est son équation d'état qui est telle que $w = 0$. En réalité, depuis les débuts de la cosmologie observationnelle ~ 1930 , les observations de la dynamique des galaxies ou des amas de galaxies (figure 1.4) pointent vers ce qu'on appelle le « problème de la masse manquante »(Trimble 1987 [98] pour une revue historique). De même, les scénarios de formation des structures dans l'Univers à partir de fluctuations dans le champ de densité, dont l'empreinte mesurée dans le fond diffus cosmologique n'excède pas $\sim 10^{-5}$ en amplitude, nécessitent l'intervention d'un composant de la matière non couplé au rayonnement pour reproduire la distribution de la matière à grandes échelles : la matière noire.

Ainsi, selon le modèle cosmologique consensuel, la matière est composée à près de 85% de matière noire. Les contraintes provenant de la formation des structures indiquent que cette matière est essentiellement froide c'est-à-dire non relativiste, noire c'est-à-dire qu'il ne s'agit pas de matière ordinaire baryonique⁹.

⁹Les expériences recherchant comme candidat à la masse manquante parmi les MAssive Compact Halo Objects (MACHOs) par effet de micro lentilles comme EROS ont montré que leur contribution étaient

La recherche de matière noire Les candidats pour décrire la nature de la matière noire :

- doivent être des particules stables sur les échelles cosmologiques pour ne pas s'être désintégrées aujourd'hui,
- ne doivent interagir que faiblement par l'interaction électromagnétique (donc particules neutres) donc n'interagir qu'essentiellement par l'interaction gravitationnelle,
- doivent être des particules non relativistes dès le commencement de la formation des galaxies et donc se présenter sous la forme d'une densité relique aujourd'hui.

Le calcul de cette densité relique se fait selon les principes de base énoncés dans la partie 1.3.1. Si on considère un candidat à la matière noire produit thermiquement c'est-à-dire suivant le scénario équation de Boltzmann :

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma_\chi v\rangle(n_\chi^2 - n_{\chi,eq}^2) \quad (1.29)$$

(où χ désigne le candidat matière noire) et gèle de sa densité lorsque le taux de réaction devient inférieur au taux d'expansion $\Gamma \equiv \langle\sigma_\chi v\rangle n_\chi < H$, on estime une densité relique de :

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}}{\sigma_\chi v} \quad (1.30)$$

Il existe plusieurs candidats (*e.g.* des trous noirs primordiaux formés avant la nucléosynthèse primordiale, les axions qui seraient des particules légères mais générées hors équilibre thermique et donc non couplées aux photons par $a\bar{a} \rightleftharpoons \gamma\gamma$ ou encore une classe de particules massives appelées les WIMPs Weakly Interacting Massive Particles comme il pourrait en exister dans la théorie de la super symétrie SUSY) mais aucune d'entre elles n'a encore été détectée (*e.g. rev Dress & Gerbier PDG 2010*).

Les WIMPs, quant à elles, seraient des particules avec une masse typique de 10GeV à quelques TeV et une section efficace de l'ordre de celle de l'interaction faible.

Il est possible d'estimer la densité de matière noire dans notre Galaxie telle que :

$$\rho_{DM}^{\text{local}} \simeq 0.3 \text{GeV} \cdot \text{cm}^{-3}$$

Basé sur ce chiffre et sur le fait que les propriétés des WIMPs doivent rendre compte de la distribution de matière noire déduite de l'observation des galaxies et des amas, il est possible d'établir des protocoles de détection directe et indirecte de particules de matière noire :

1. La détection directe : la dispersion de vitesse des WIMPs est supposée être du même ordre de grandeur que celle des étoiles dans notre voisinage soit $\approx 100 - 200 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ avec une masse de 10GeV à 10TeV. Les WIMPs interagissent alors avec la matière ordinaire par collisions élastiques conduisant à un recul nucléaire de 1 à 100keV. Le taux d'interaction dépend alors du flux de WIMPs $\approx \rho_\chi \sigma_v \sigma_\chi / m_\chi$ et de leur section efficace d'interaction σ_χ . Ainsi, dans la gamme de masse estimée et considérant une section efficace de l'ordre de celle de l'interaction faible, le modèle standard de la physique

inférieure à 8% (Tisserand et al 2007 EROS Collab [97])

des particules prévoit au plus 1 évènement par jour par kg de détecteur. De nombreuses expériences utilisant des méthodes complémentaires tentent de détecter ainsi les WIMPs mais jusqu'à maintenant cela n'a rien donné de concluant mis à part des limites supérieures sur la section efficace (*e.g.* EDELWEISS¹⁰, CDMS¹¹).

2. La détection indirecte repose sur le fait que les WIMPs peuvent s'annihiler entre eux selon *e.g.* $\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma$. Le produit de leur annihilation peut être un flux de rayons gamma, de neutrons, de positrons antiprotons ou anti noyaux. On s'attend à détecter des produits de leur annihilation avec une plus forte probabilité aux endroits où la concentration de matière noire est plus importante donc typiquement vers le centre galactique. Cela dépend fortement des caractéristiques sous jacente du halo de matière noire (*e.g.* HESS¹², VERITAS¹³).

Ces deux méthodes sont complémentaires.

Théories modifiées de la gravitation : l'exemple de MOND Il existe de théories alternatives qui proposent une modification de la théorie de la gravitation de Newton pour reproduire les différents effets observés. Parmi celles-ci, il y a M^Omodified Newtonian Dynamics de Milgrom (MOND 1983[62][60][61]) qui postule qu'en dessous d'une accélération limite a_0 , la force de gravité devient inversement proportionnelle à la distance et non plus au carré de la distance. Ceci explique bien les courbes de rotation des galaxies. Néanmoins, MOND échoue pour expliquer les caractéristiques des amas de galaxies sans ajouter de matière noire. Plusieurs études ont été faites sur des échantillons plus ou moins importants d'amas de galaxies et la conclusion qui ressort est que : « même si la dispersion entre la masse gravitationnelle totale et la masse visible est réduite dans le cas de MOND par rapport à la théorie newtonienne d'un facteur 4, il est clair qu'il demeure un problème de masse manquante surtout à l'intérieur des régions centrale des amas riches »(Sanders 2003 [86]).

En conclusion, malgré le fait qu'on ignore la nature de la matière noire, son existence est largement admise et on se placera dans ce contexte dans toute la suite du manuscrit.

1.4.2 l'énergie noire

Où l'expansion s'accélère

D'après l'équation 1.11, et pour les composants usuels de la densité totale de l'Univers *i.e.* poussières et rayonnement, l'expansion de l'Univers doit décélérer avec :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G_N}{3}(\rho + 3p) < 0$$

¹⁰<http://edelweiss.in2p3.fr/>

¹¹<http://cdms.berkeley.edu/>

¹²<http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

¹³<http://veritas.sao.arizona.edu/>

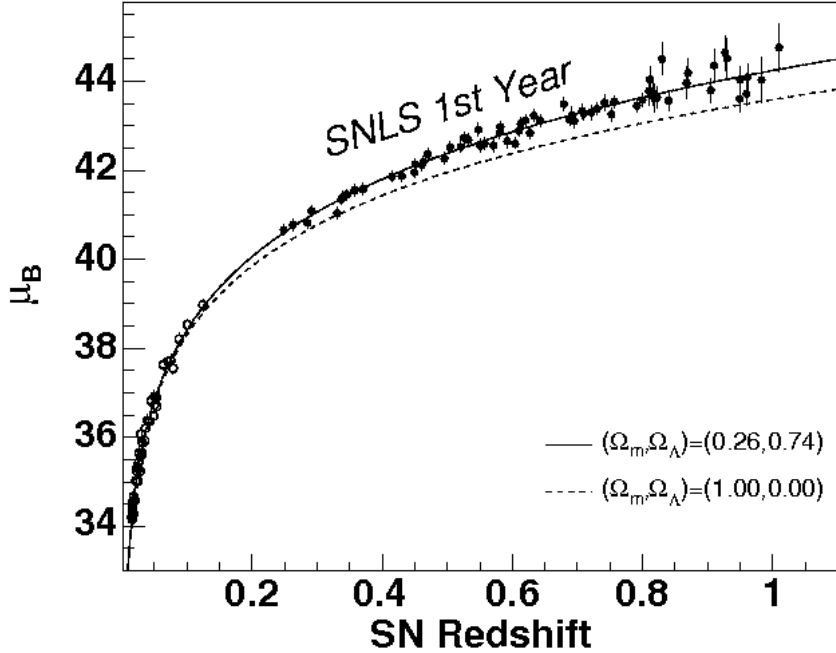


Fig. 1.5 : Relation entre la magnitude apparente μ_B des supernovae de type 1a avec le redshift. Figure de Astier et al 2006 SNLS Collab [[13]]

Or, en 1998, l'analyse de Supernovae de type 1a (SN1a)¹⁴ montre l'opposé : l'Univers est en expansion accélérée (Perlmutter et al 1999 [70], Riess et al 1998 [84]).

En particulier, il existe une relation liant leur magnitude¹⁵ apparente m avec leur magnitude absolue \mathcal{M} qui dépend du paramètre de décélération noté q_0 tel que :

$$q_0 = -\frac{\ddot{a}(t_0)}{a(t_0)H_0^2} \quad (1.31)$$

tel que pour les bas redshift, la distance luminosité peut se mettre sous la forme :

$$D_L \approx H_0^{-1} \left[z + \frac{1}{2}(1 - q_0)z^2 + \dots \right] \quad (1.32)$$

et la magnitude absolue \mathcal{M} est liée à la magnitude apparente m telle que :

$$m = \mathcal{M} + 5 \log D_L + 25 \quad (1.33)$$

¹⁴Les supernovae de type 1a proviennent de l'explosion de naines blanches en système binaire ayant atteint la masse critique de Chandrasekhar $M_{Ch} = 1.44 M_\odot$. Au dessus de cette masse, la pression de dégénérescence des électrons devient insuffisante pour contre-balancer la gravitation et l'étoile s'effondre entraînant une série de réactions nucléaires (caractérisées surtout par la désintégration β du ^{56}Ni en ^{56}Co se désintégrant à son tour en ^{56}Fe par le même processus). Ce sont ces explosions thermonucléaires qui font que la courbe de lumière des SN1a est caractéristique. Elles constituent ainsi des chandelles « standardisables » (Phillips 1993) dans le sens où il est nécessaire d'appliquer quelques corrections empiriques afin que leur courbes de lumière soient toutes superposables. Ensuite, les SN constituent des objets très lumineux ce qui permet de les détecter jusqu'à des redshifts de l'ordre de $z \sim 1$.

¹⁵La magnitude d'un objet définie dans une certaine gamme de fréquences correspond au rapport entre le flux mesuré et un flux de référence en échelle logarithmique décimale.

Le diagramme de l'évolution de la magnitude apparente en fonction du redshift des SN1a donne donc une mesure de $q_0 \approx -0.55$ soit $\frac{\ddot{a}}{a} > 0$, l'Univers est en expansion accélérée. Ceci est possible, si on ajoute un fluide parfait caractérisé par $p_{DE} = w_{DE}\rho_{DE}$ emplissant l'espace tel que l'équation 1.11 :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G_N}{3}\rho_{DE}(1 + 3w_{DE}) > 0 \quad \rightarrow \quad w_{DE} < -1/3 \quad (1.34)$$

Ce fluide qu'on qualifie d'énergie noire (DE) pour désigner le fait qu'il n'est couplé ni à la matière ordinaire, ni à la matière noire. Pour un tel fluide, les équations 1.13 et 1.14 prennent la forme générale :

$$\rho_{DE} \propto a^{-3(1+w)} \quad \Longrightarrow \quad a(t) = \left[\frac{3(1+w)}{2} H_0 t \right]^{\frac{2}{3(1+w)}} \quad (1.35)$$

où on s'est placé dans un univers plat avec $k = 0$ et $w \neq -1$.

D'autres sondes cosmologiques comme le fond diffus cosmologique, les amas de galaxies ou l'empreinte des oscillations acoustiques du fluide de baryons BAO sur la fonction de corrélation des galaxies pointent vers le besoin d'un nouveau composant responsable aux 3/4 du bilan énergétique de l'Univers. La combinaison de ces observations et le succès du modèle de Big-Bang chaud et de formation des structures jusqu'à lors désignent un fluide uniformément réparti dans l'Univers et dont la loi d'évolution de la densité serait suffisamment lente pour permettre la formation des structures avant qu'il commence à dominer la dynamique de l'Univers. Notamment, le redshift d'équivalence densité de matière - énergie noire est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_{DE}(z_{eq})}{\Omega_M(z_{eq})} &= 1 \\ \frac{\Omega_{DE,0}(1+z_{eq})^{3(1+w)}}{\Omega_{M,0}(1+z_{eq})^3} &= 1 \\ \frac{\Omega_{DE,0}}{\Omega_{M,0}}(1+z_{eq})^{3w} &= 1 \end{aligned} \quad (1.36)$$

Avec les mesures actuelles, on a $\Omega_{M,0} \approx 0.3$, $\Omega_{DE,0} \approx 0.7$ avec $w_{DE} \approx -1$, l'équation 1.37 donne :

$$z_{eq} \approx \left(\frac{1}{2} \right)^{1/(3w)} - 1 \approx 0.26 \quad (1.37)$$

Les candidats pour l'énergie noire

Le mystère de la constante cosmologique Λ et l'énergie du vide Les propriétés ainsi énoncées de l'équation 1.6 restent inchangées par l'ajout d'une constante multiplicative de $g^{\mu\nu}$. Einstein ajouta alors à son équation une constante Λ aujourd'hui appelée constante cosmologique pour lui permettre d'avoir un univers statique.

Dans sa version complète l'équation d'Einstein est alors :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi G_N T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \quad (1.38)$$

et les équations de Friedmann-Lemaître :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G_N \rho}{3} - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.39)$$

On peut ainsi associer une densité d'énergie à Λ telle que :

$$\rho_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{8\pi G_N}$$

L'équation générale 1.11 requiert alors que $p_\Lambda = -\rho_\Lambda$ soit $w = -1$. La constante cosmologique se caractérise par un fluide à pression négative.

En particulier, les équations de dilution et d'évolution du facteur d'échelle donnent :

$$\rho_\Lambda = \text{cst} \quad ; \quad a(t) \propto e^{\sqrt{\Lambda/3}t} \quad (1.40)$$

Dans ce cas, l'Univers subit une expansion exponentielle. Ainsi, la constante cosmologique d'Einstein se pose en candidat naturel pour expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers mesurée dans les données des SN1a ¹⁶.

La présence de la constante cosmologique avec celle de la matière noire constitue le modèle Λ CDM qui dès le début des années 1990 présente une alternative intéressante au modèle de De Sitter pour lequel $\Omega_M = 1$ (*e.g.* Estathiou et al 1990 [34]).

Le fait que la constante cosmologique ne soit pas couplée au tenseur énergie-impulsion donne envie d'associer la constante cosmologique à l'énergie du vide. Cette idée de contribution de l'énergie du vide apparaît dès 1968 avec Zel'dovich.

L'énergie du vide est mathématiquement équivalente à la constante cosmologique c'est-à-dire caractérisée par une équation d'état $w = -1$. Le problème est qu'on peut écrire la densité de l'énergie du vide sous la forme [35] :

$$\rho_{vide} = \frac{1}{2} \sum_{\text{champs}} g_i \int_0^\infty \sqrt{k^2 + m^2} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \simeq \sum_{\text{champs}} \frac{g_i k_{max}^4}{16\pi^2} \quad (1.41)$$

tel que l'énergie de l'état fondamental de chaque mode du champ est $\hbar\omega/2$ et g_i est le nombre de spin et k_{max} est le cut-off la coupure parce que la somme diverge. En prenant le cut-off

¹⁶L'histoire de la constante cosmologique n'a pas toujours été lié à l'accélération de l'Univers . Après que l'expansion de l'Univers ait été acceptée, elle ne fut pas complètement mise au placard. Elle fut gardée de côté par quelques cosmologistes comme Eddington pour résoudre le problème lié à l'âge de l'Univers. Puis, elle fut récupérée pour expliquer la concentration de quasars au redshift $z \sim 2$. Enfin, avec l'émergence des modèles inflationnaires dans les années 1980 prédisant un univers plat combinée avec les observations des structures aux grandes échelles pointant vers un univers peu dense, elle présentait un bon candidat pour expliquer la densité d'énergie manquante pour avoir $\Omega_{TOT} = 1$. Frieman et al 2008 [35] présente une revue intéressante à ce sujet.

à la masse de Planck *i.e.* $M_{pl} \equiv \sqrt{\hbar c / (8\pi G_N)} \simeq 2 \times 10^{18} \text{GeV}$, là où on s'attend à ce que la théorie quantique des champs exprimée dans la métrique classique ne marche plus, on se retrouve avec une densité d'énergie du vide $\rho_{vide} \sim 10^{72} \text{GeV}$ tandis que les mesures donnent $\Omega_\Lambda \approx 0.7$ soit $\rho_\Lambda \sim 10^{-48} \text{GeV}$! On trouve une différence de 120 ordres de grandeur! C'est le problème de la constante cosmologique.

La solution de la physique des particules avec la super symétrie SUSY prévoit une symétrie entre les bosons et les fermions telle que chaque fermion possède un partenaire super symétrique boson et vice versa, de manière à ce que fermions et bosons s'annulent donnant une énergie du vide nulle. Comme aucun partenaire super symétrique n'a été découvert, il est dit que les partenaires super symétriques sont plus lourds que leur homologue MS. Il y a donc un moment où la super symétrie est brisée conduisant à une annulation non parfaite avec une densité d'énergie $\rho_{vide} \sim M^4$. Les théories préfèrent $M \sim 1 \text{TeV}$ se qui donne une différence de 60 ordres de grandeur.

Champs scalaires Comme pour l'inflation (paragraphe 1.5.1), une accélération de l'expansion de l'Univers peut provenir d'un champ scalaire. Un champ scalaire Φ avec un Lagrangien $\mathcal{L} = 1/2 \partial^\mu \Phi \partial_\mu \Phi - V(\Phi)$ peut s'écrire sous la forme d'un fluide parfait avec :

$$\rho = \dot{\Phi}^2/2 + V(\Phi); \quad p = \dot{\Phi}^2/2 - V(\Phi) \quad (1.42)$$

$\Phi \equiv \Phi(\vec{x}, t) = \Phi(t)$ pour un champ spatialement homogène. $\dot{\Phi}^2/2$ est l'énergie cinétique et $V(\Phi)$ est l'énergie potentielle.

L'équation d'état peut s'écrire :

$$w = \frac{-1 + \dot{\Phi}^2/2V}{1 + \dot{\Phi}^2/2V} \quad (1.43)$$

avec $\dot{\Phi}^2/2V \ll 1$, roulement lent, $w \approx -1$. On retrouve la constante cosmologique avec $\rho_{vide}(t) \simeq V[\Phi(t)]$.

Les champs scalaires élargissent les possibilités liées à l'énergie noire en permettant, notamment, à l'équation d'état w de varier avec le temps. Bien que cela ne résolve pas le problème de la nature de l'énergie noire, on peut alors le paramétriser comme :

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a) = w_0 + w_a z / (1 + z) \quad (1.44)$$

Où on s'intéresse à l'autre côté de l'équation L'accélération de l'expansion de l'Univers peut refléter un écart à la RG. Ceci revient à une modification du côté géométrique de l'équation 1.6 ce qui change les équations de Friedmann qui gouverne l'évolution du facteur d'échelle et aussi la croissance des fluctuations. En effet, la constante cosmologique entraîne l'apparition d'une longueur caractéristique dans la théorie de la RG. En effet, d'après l'équation 1.39, la constante cosmologique a la dimension de l'inverse du carré d'une distance :

$$[\Lambda] = T^{-2} = L^{-2} \implies l_\Lambda \equiv 1/\sqrt{\Lambda}$$

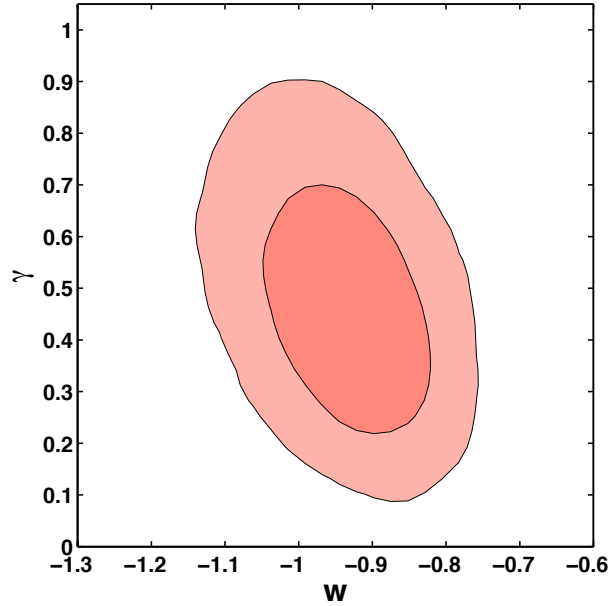


Fig. 1.6 : Contraintes sur l'écart à la RG et sur l'énergie noire. Les contours sont exprimés à 68% et 95% de degré de confiance dans le plan γ - w pour le modèle cosmologique w CDM plat avec la combinaison XLF, CMB, SN1a et f_{gas} . Figure de Rapetti et al 2009 [79].

(modulo la constante de la vitesse de la lumière). Or avec $\Omega_\Lambda \approx 0.7$, cela donne

$$\frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \sim 10^{26} \text{m} \sim d_{H0} \quad (1.45)$$

où d_{H0} est l'horizon de Hubble.

On s'intéresse à des nouvelles théories qui tendent vers la GR à grand redshift et dont l'écart à la RG se manifeste aux échelles cosmologiques. Pour contraindre ces théories, on utilise des expériences sensibles aux effets de la gravitation à ces échelles donc typiquement des expériences mesurant l'effet ISW (Integrated Sachs Wolfe ¹⁷ ou encore via l'évolution de l'abondance des amas de galaxies avec le redshift.

En GR, l'évolution des fluctuations (chapitre 2) est donnée par l'équation suivante :

$$\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta} = 4G_N\pi\rho\delta$$

on peut paramétriser l'évolution du taux de croissance sous la forme (*e.g.* Lahav et al 1991 [54], Wang et Steinhardt 1998 [108])

$$f(a) \equiv \frac{d \ln \delta}{d \ln a} = \Omega_M(a)^\gamma$$

¹⁷L'effet ISW se caractérise par le changement d'énergie d'un photon passant à travers un puits de potentiel. En particulier, du fait de l'accélération de l'expansion de l'Univers, la profondeur du puits de potentiel varie avec le temps.

ce qui donne :

$$\frac{d\delta}{da} = \frac{\Omega_M(a)^\gamma}{a} \delta \quad (1.46)$$

avec γ l'indice de croissance. Cette dernière expression reproduit l'expression obtenue dans le cadre de la GR pour $\gamma \approx 0.55$ à 0.1% près! Ainsi, un écart à la GR peut être mesuré en terme de γ . Des contraintes sur γ ont été calculées avec des données utilisant l'abondance des amas avec $\gamma = 0.51 \pm 0.16$ dans le cadre d'un Λ CDM (Rapetti et al 2009 [79]).

1.5 « The big picture »

Le paradigme actuel est celui d'un univers passant par une phase inflationnaire à l'issue de laquelle il y a génération des perturbations du champ de densité gaussiennes au premier ordre. Ces fluctuations vont croître pour former les grandes structures par effondrement gravitationnel de halos de matière noire. Cet univers est maintenant en expansion accélérée sous l'effet d'une énergie noire caractérisée par une pression négative. C'est le modèle Λ CDM .

1.5.1 L'inflation

L'inflation est une étape hypothétique dans l'histoire de l'Univers où celui-ci subit, sous l'action d'un champ scalaire : l'inflaton Φ , une expansion exponentielle d'un facteur $\mathcal{N} \equiv \ln\left(\frac{a_f}{a_i}\right) \gtrsim 70$ où a_i (resp. a_f) est le facteur d'échelle au début (resp. à la fin) de l'inflation. On situe cette étape à l'échelle des théories de grande unification $T \sim 10^{15}$ GeV. En particulier, l'inflation ne peut avoir lieu après 1 MeV car elle modifierait toutes les prédictions de la nucléosynthèse qui constitue un des piliers du modèle cosmologique! Elle permet de régler plusieurs problèmes¹⁸ :

platitude La mesure du paramètre de densité $\Omega_{tot} = \sum \Omega_x$ donne $\Omega_{tot} \approx 1$ ce qui correspond à un univers plat. Avoir $\Omega_{tot} \simeq 1$ aujourd'hui requiert que Ω_{tot} soit rigoureusement égale à 1 dans le passé aussi. En effet, en utilisant l'équation de Friedmann $\Omega_{tot}(a) = \frac{\rho(a)}{3H^2(a)/8\pi G}$ et $H(a) \equiv \dot{a}/a$, on a :

$$\Omega_{tot}(a) - 1 = \frac{\Omega_{tot} - 1}{1 - \Omega_{tot} + \Omega_m a^{-1} + \Omega_\Lambda a^2 + \Omega} = \frac{\Omega_{tot} - 1}{a^2 H^2} \quad (1.47)$$

¹⁸A la base, l'inflation avait été introduite pour régler le problème des défauts topologiques ou monopôles. En effet, lors de son évolution l'Univers connaît différentes transitions de phase pouvant donner lieu à l'apparition de défauts topologiques qui devraient se manifester par une densité d'énergie totale de l'Univers $\Omega_{tot} \gg 1$. La mesure de $\Omega_{tot} \sim 1$ est donc problématique. Si après leur formation l'Univers connaît une importante phase d'expansion, ces défauts peuvent être suffisamment dilués pour ne plus être significatifs à l'issue de cette phase.

Dans l'ère dominée par le rayonnement, l'équation 1.47 donne $\Omega_{tot}(a) - 1 \approx (\Omega_{tot} - 1) \times a^2$. On peut ainsi montrer qu'il faut que $|\Omega_{tot} - 1| \lesssim 10^{-60}$, ce qui implique des conditions initiales très finement ajustées. C'est le problème de la platitude du modèle standard.

horizon On a vu que l'équation du mouvement des photons est donnée en relativité restreinte et générale par $ds^2 = 0$ soit $dt = a(t)d\chi$. La distance parcourue par les photons en un temps t est donc donnée par

$$\Delta\chi = \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{a(t)}$$

En utilisant les solutions de l'équation de Friedmann, on trouve une distance finie ce qui implique l'existence d'un horizon de particules D_H . Ceci pose un problème dans le sens où deux régions distinctes du ciel ne peuvent être causalement liées que si elles sont à l'intérieur de la même zone de diamètre $D_H(t)$. Autrement dit, deux régions éloignées de plus que D_H ne peuvent être causalement liées car l'information n'a pas le temps de circuler de l'une à l'autre. Or à l'époque de la recombinaison qu'on verra dans la section 1.3.3, cet horizon est de l'ordre de $\theta \sim 1\text{deg}$ sur la surface de dernière diffusion. Il y a donc un problème sur l'explication de l'isotropie et l'homogénéité du fond diffus cosmologique à 10^{-5} près.

Les solutions apportées par l'inflation La période d'inflation se caractérise par l'accélération de l'expansion de l'Univers définie par $\ddot{a}(t) > 0$. Avec $\ddot{a}(t) = \frac{d(aH)}{dt} > 0$, on en déduit que cela se traduit en une décroissance du rayon de Hubble en coordonnées comobile $1/(Ha)$. Des fluctuations à la base en contact causal à l'intérieur de l'horizon vont en sortir durant l'inflation pour y ré-entrer par la suite. On peut donc attribuer l'existence de fluctuations comme les fluctuations quantiques associées à l'inflaton qui vont être magnifiées à l'échelle de l'horizon pour ensuite s'effondrer gravitationnellement et former les structures.

En effet, on a vu qu'on peut définir un horizon des particules au delà duquel le temps mis par un photon pour connecter les deux régions est supérieur à l'âge de l'Univers (équation 1.17). Avec :

$$\chi_{hor}(t) \equiv \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{a(t)}$$

On peut remplacer dt par da/\dot{a} ce qui donne :

$$\chi_{hor} = \int_{a_1}^{a_2} \frac{da}{a\dot{a}} = \int_{a_1}^{a_2} \frac{da}{a^2 H(a)}$$

avec l'équation de Friedmann 1.11, on voit que pour $\rho(a) \sim \text{cst}$ entre a_1 et a_2 l'intégrale diverge pour $a_1 \rightarrow 0$!

De même, avec le facteur aH augmentant, on règle naturellement le problème de la platitude de l'équation 1.47.

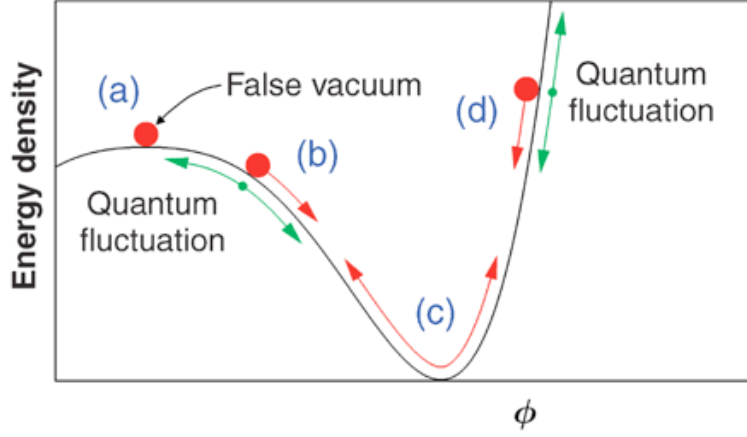


Fig. 1.7 : *Potentiel de l'inflation. Les flèches rouges indiquent le mouvement du champ scalaire dans son potentiel. a), b) et d) roulement lent. c) brisure de l'hypothèse de roulement lent donnant lieu à la désintégration de l'inflation en particules du modèle standard et la fin de l'inflation. Figure extraite de Guth et al 2005.*

Les étapes de l'inflation : Le scénario le plus simple décrivant une période inflationnaire de l'Univers se terminant sur un univers tel qu'on l'a dépeint jusqu'ici, met en jeu un champ scalaire Φ associé à un potentiel $V(\Phi)$ tel que sa densité d'énergie ρ_Φ et sa pression p_Φ s'écrivent de manière analogue aux champs scalaires caractérisant les modèles d'énergie noire de l'équation 1.42.

En particulier, on peut définir $\xi \equiv \frac{1/2\dot{\Phi}^2}{\rho_\Phi}$ la fraction de l'énergie totale en énergie cinétique. L'équation de conservation de l'énergie 1.12 donne :

$$d_t \rho_\Phi + 6\xi d_t(\ln a) \rho_\Phi = 0 \quad \Leftrightarrow \quad d_t(\ln \rho_\Phi) = -6\xi d_t(\ln a) \quad (1.48)$$

où d_t est la dérivée temporelle et $d_t(\ln a) = H$.

Pour $\xi = \text{cst}$, on en déduit que $\rho_\Phi \propto a^{-6\xi}$. Avec par définition $0 \leq \xi \leq 1$, on sépare deux régimes :

- $1/2\dot{\Phi}^2 \ll V(\Phi)$: domination par le potentiel. On a alors $\rho_\Phi \sim \text{cst}$ et une période d'inflation exponentielle $a \propto e^{Ht}$
- $1/2\dot{\Phi}^2 \gg V(\Phi)$: domination par l'énergie cinétique. On a alors dilution de la densité d'énergie $\rho_\Phi \sim 1/a^6$

On en déduit que pour qu'il y ait inflation, il faut se placer en condition de roulement lent « slow roll » $1/2\dot{\Phi}^2 \ll V(\Phi)$. Toujours en reprenant les équations 1.10 et 1.12 :

$$H^2 = \frac{8\pi}{3} G_N (1/2\dot{\Phi}^2 + V(\Phi)) \simeq \frac{8\pi}{3} G_N V(\Phi) \quad ; \quad \ddot{\Phi} + 3H\dot{\Phi} + V'(\Phi) = 0 \quad (1.49)$$

où $V'(\Phi)$ est la dérivée du potentiel par rapport à Φ ; on remarque que cette condition correspond à un régime dominé par le terme d'amortissement $3H\dot{\Phi}$ tel qu'on peut définir les paramètres du slow roll :

$$\epsilon(\Phi) = \frac{m_{Pl}^2}{16\pi} \left(\frac{V'(\Phi)}{V(\Phi)} \right)^2 \quad ; \quad \eta = \frac{m_{Pl}^2}{8\pi} \frac{V''(\Phi)}{V(\Phi)} \quad (1.50)$$

où $m_{Pl} \equiv \sqrt{\frac{\hbar c}{8\pi G}}$ est la masse de Planck réduite. On a inflation tant que $\epsilon \ll 1$ et $|\eta| \ll 1$.

Sur la figure 1.7, on montre qu'on sort de l'inflation lorsque ces conditions ne sont plus respectées *i.e.* lorsqu'on approche du minimum de potentiel avec $V(\Phi) \approx 0$. Il y a alors oscillations autour du minimum et désintégration du champ Φ en particules du MS dont l'énergie est convertie en énergie du bain thermique. De ce fait, on appelle la fin de l'inflation le réchauffage « reheating ».

Ces particules portent la traces des fluctuations quantiques du champ Φ qui durant la période d'inflation sont sorties de l'horizon pour $\lambda \gtrsim H^{-1}$ (avec $H \approx \text{cst}$ durant l'inflation) pour ensuite rentrer avec toutes la même amplitude¹⁹.

Les scénarios inflationnaires prédisent des fluctuations gaussiennes dont le spectre est indépendant de l'échelle²⁰. C'est le fameux spectre Harrison-Zel'dovich caractérisé par un indice spectral $n_s = 1$. Ils prévoient aussi l'existence de perturbations de nature tensorielle : les ondes gravitationnelles primordiales.

1.5.2 Les paramètres cosmologiques

Les paramètres cosmologiques sont les grandeurs permettant de faire le lien entre les différents modèles décrivant l'Univers et les observations qu'on en fait.

On peut globalement classer les paramètres cosmologiques en 2 classes différentes :

- ceux caractérisant la dynamique globale de l'Univers et la contribution des différents composants *e.g.* matière noire, matière baryonique, rayonnement ou énergie noire à sa densité totale. Autrement dit ceux figurant dans l'équation de Friedmann-Lemaitre pour un univers homogène

$$\sum_i \Omega_i = \frac{k}{a^2 H^2}$$

- ceux liés à l'Univers inhomogène c'est-à-dire tout ce qui attrait à la description et à l'évolution des fluctuations de densité jusqu'à la formation des grandes structures.

Rien que cela donne un total de environ 11 paramètres auxquels on peut rajouter des paramètres plus spécifiques aux sondes utilisées pour étudier l'Univers . Pour la cosmologie avec les amas de galaxies, on est plus intéressé aux paramètres dont dépend la formation des structures soit entre autres directement Ω_{DM} , Ω_B , σ_8 .

¹⁹Principe d'incertitude d'Heisenberg avec $\Delta\Phi d_H \sim 1$ avec d_H la taille de l'horizon qui est $d_H \sim H^{-1}$

²⁰En réalité, l'inflation prédit une déviation à cette indépendance d'échelle avec $n_s - 1 \equiv -6\epsilon + 2\eta$.

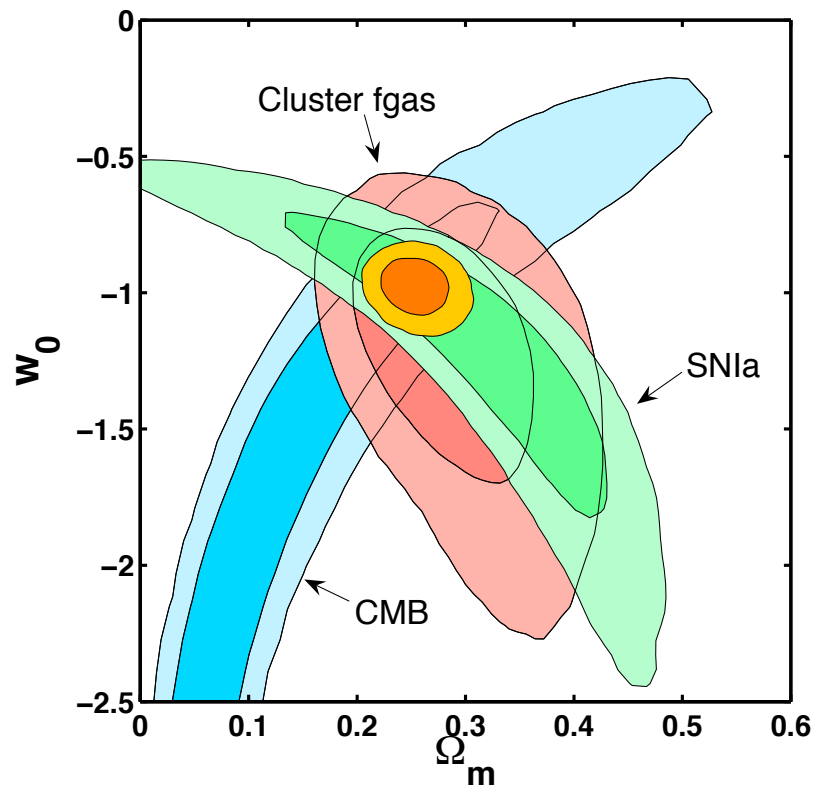


Fig. 1.8 : *Contraintes sur les paramètres cosmologiques dans le plan $\Omega_M - w$. figure tirée de Allen et al 2008 [4]*

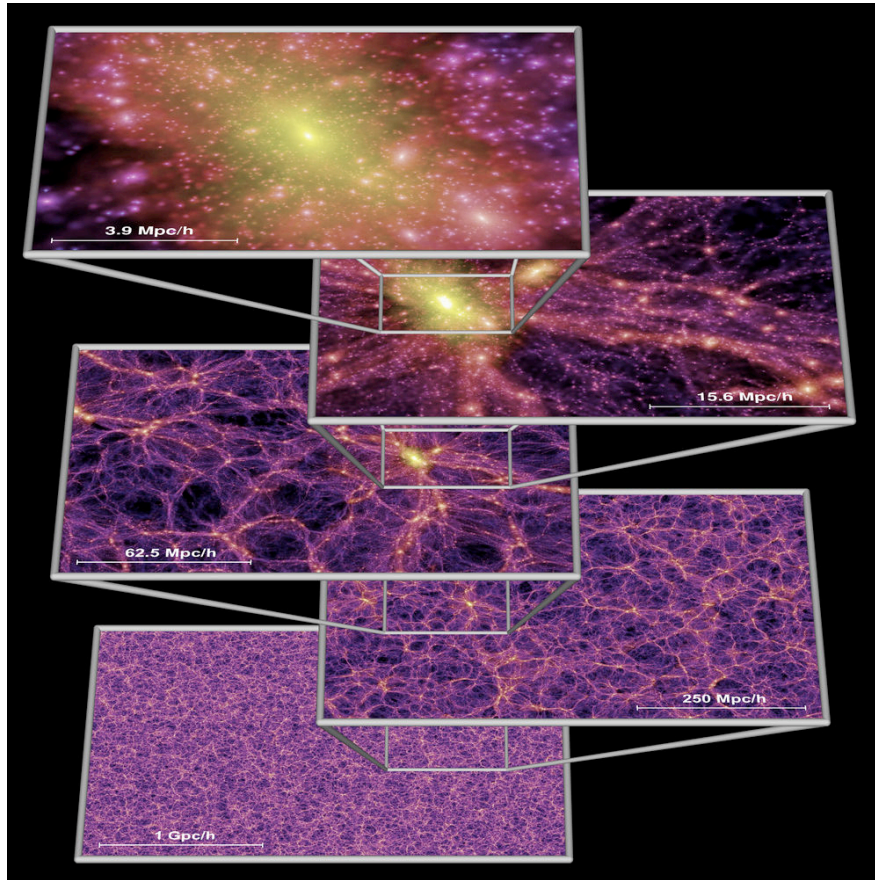


Fig. 1.9 : *Springel et al 2005 [91]*

2

La formation des structures dans l'Univers

Dans ce chapitre, je fais la revue du scénario de formation des structures associé au modèle Λ CDM . Dans ce scénario, la domination à près de 85% de la matière par une matière noire non collisionnelle et non relativiste joue un rôle moteur. En effet, les structures se forment autour des pics du champ de densité de la matière noire par effondrement gravitationnel. Les structures se forment des petites échelles vers les grandes : c'est le scénario dit « bottom-up ».

Le fond diffus cosmologique porte la trace des fluctuations de densité, au moment de la recombinaison, à partir desquelles les structures dans l'Univers se sont formées (paragraphe 2.1).

Durant l'ère de domination du rayonnement, les fluctuations sont gélées et oscillent dans le fluide de baryon-photon (paragraphe 2.2). Les fluctuations de baryons continuent d'osciller jusqu'à la recombinaison où à l'issue de celle-ci ils s'effondrent dans le potentiel gravitationnel creusé par la matière noire. Dans un univers dominé par la matière (comme le nôtre avant la domination par l'énergie noire et après la recombinaison), une surdensité va suivre l'expansion générale jusqu'à ce qu'elle se découple et s'effondre pour former une structure liée (paragraphe 2.4.1).

La formation des amas fait appel au régime non linéaire de la formation des structures pour laquelle le formalisme introduit par Press et Schechter donne un outil statistique intéressant : la fonction de masse (paragraphe 2.4.2).

Pour plus de détails sur la formation des structures, on pourra consulter le livre de James Rich [83] ainsi que les cours de master 2 de Yannick Mellier et Michael Joyce 2007.

2.1 Les anisotropies du fond diffus cosmologique

Lorsqu'on soustrait la composante moyenne de température du fond diffus cosmologique, on obtient la figure du dipôle correspondant au mouvement du Système Solaire dans le référentiel du fond diffus cosmologique¹. Lorsqu'on soustrait cette seconde composante, on a accès aux anisotropies du fond diffus cosmologique². On peut alors écrire :

$$T_{CMB}(\theta, \phi) = (2.725 \pm 0.001)\text{K} + (3.358 \pm 0.017)\text{mK} \cos \theta + \sum_{l \geq 2, m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.1)$$

où les Y_{lm} sont les harmoniques sphériques et les a_{lm} les coefficients de la décomposition tel que :

$$a_{lm} = \int \Delta T(\vec{n}) Y_l^{m*}(\vec{n}) d\vec{n} \quad (2.2)$$

Les modèles théoriques prédisent que les a_{lm} sont en très bonne approximation gaussiens de moyenne nulle $\langle a_{lm} \rangle = 0$ car les non-gaussianités sont très faibles et seraient 1 ou 2 ordres de grandeur en dessous des limites actuelles des observations. En effet, ils dérivent des perturbations de densité qui sont prévues gaussiennes au premier ordre par les scénarios inflationnaires.

L'hypothèse d'isotropie du ciel fait que les m sont supposés équivalents. En général, on moyenne alors sur les m qui, variant de $-l$ à $+l$, donnent le facteur $2l + 1$. On définit C_l comme la variance des a_{lm} :

$$\langle a_{lm} a_{l'm'}^* \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l \quad (2.3)$$

où la moyenne est sur l'ensemble des réalisations.

Les a_{lm} étant des variables aléatoires gaussiennes, toute l'information est contenue dans le spectre des anisotropies C_l mais comme on n'observe qu'une seule réalisation du ciel³ on utilise l'estimateur

$$\hat{C}_l = \frac{1}{2l + 1} \sum_{m=-l}^{m=l} |a_{lm}|^2 \quad (2.4)$$

avec pour chaque mode l , on ne peut mesurer que $(2l + 1)/2$ modes indépendant car on a la condition de réalité du ciel qui se traduit par $a_{lm} = a_{l-m}^*$.

$$V_{cosmic} \equiv \langle (\hat{C}_l - C_l)^2 \rangle$$

Ce qui définit la variance cosmique.

Les anisotropies primaires sont interprétées comme signatures de fluctuations de densité existant au moment de la recombinaison. Ces fluctuations de densité étant générées lors

¹Ceci constitue un excellent moyen pour mesurer la vitesse de la galaxie et du Groupe Local dont elle fait partie $v_{LG} = 627 \pm 22 \text{ km s}^{-1}$. Il est difficile d'obtenir une mesure autrement et fait que la galaxie dont la vitesse est connue le plus précisément est la nôtre.

²Détectées pour la première fois par le satellite COBE en 1992 avec une résolution de 7 degrés puis par WMAP avec une résolution de 13 arcmin et maintenant avec Planck avec une résolution de 7 arcmin à 143GHz!

³Un observateur à l'autre bout de l'Univers aurait accès à une autre réalisation.

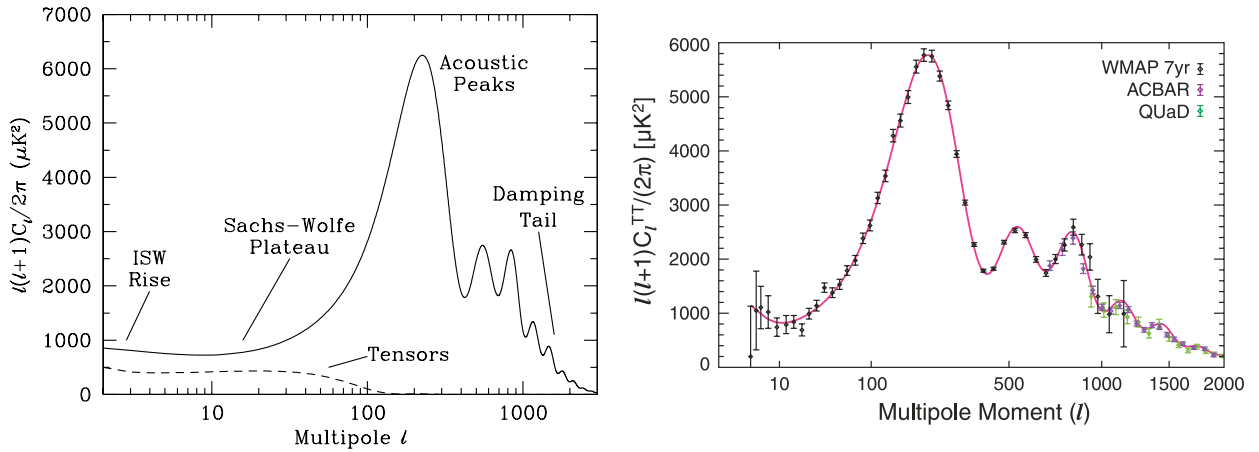


Fig. 2.1 : Spectre de puissance des fluctuations. A gauche le modèle. A droite, l'ajustement sur les données de WMAP 7ans tiré Komatsu et al 2010 [52].

de l'inflation et décrites par un champ gaussien, la donnée intéressante pour décrire ces anisotropies de température est celle du spectre de puissance $\langle \Delta T \rangle^2$. La puissance par $\ln l$ des fluctuations de température est donnée par :

$$\Delta_T^2(l) = \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l \quad (2.5)$$

avec $C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle$. On classe les processus sculptant ce spectre en 3 effets majeurs dépendant de l'échelle de la fluctuation au moment du découplage (échelle et effet physique vitesse, potentiel, densité) :

1. perturbations de potentiel gravitationnel : l'effet Sachs-Wolfe dû aux perturbations de potentiel gravitationnel Φ . Les photons sortant des régions surdenses doivent lutter contre le potentiel gravitationnel et perdent donc de l'énergie subissant un redshift gravitationnel.

$$\delta \frac{T}{T_0} = -\frac{\Phi}{c^2}$$

Le potentiel plus important des régions surdenses conduit à une élévation de la température de ces régions au moment de la recombinaison.

$$\delta \frac{T}{T_0} = \frac{2}{3} \frac{\Phi}{c^2}$$

L'effet Sachs-Wolfe est une combinaison des deux effets, ce qui donne :

$$\delta \frac{T}{T_0} = -\frac{1}{3} \frac{\Phi}{c^2}$$

2. perturbations de vitesse : Le plasma baryons-photons a une vitesse par rapport au référentiel cosmique moyen non nulle à la recombinaison dû aux oscillations acoustiques. Cela conduit à des décalages Doppler sur la fréquence des photons et donc à des fluctuations en température.

3. perturbations tenseurs : les mécanismes de génération des fluctuations génèrent des modes scalaires qui sont les fluctuations de densité mais aussi des modes vecteurs et tensoriels. Les modes vecteurs sont des modes évanescents tandis que les modes tensoriels, c'est-à-dire de perturbations de la métrique, peuvent créer des anisotropies de températures aux bas l dues à des ondes gravitationnelles primordiales! En générale, on cherche ces modes plutôt dans la polarisation du fond diffus cosmologique .

Un paramètre important pour l'évolution des fluctuations de densité est l'horizon de Hubble c'est-à-dire la taille des régions causalement connectées au moment du découplage. En effet, comme on verra dans la section suivante, pour des fluctuations $\lambda < d_H$, il y a oscillation et pour $\lambda > d_H$, croissance des fluctuations.

d_H au moment de la recombinaison correspond à $l \sim c/H(z_{rec}) \approx 200$. Donc au dessus de cette échelle (donc pour les petits l), on est en mode super-horizon donc dominé potentiel et le spectre de température reflète complètement le spectre des fluctuations qui est quasiment invariant d'échelle et qui fait que les fluctuations de densité entrent dans l'horizon avec toutes la même taille et qui correspond à une fluctuation de densité constante 10^{-5} !

Pour les échelles plus petites soit pour les plus grands l il y a les oscillations acoustiques. Puis les toutes petites échelles sont quasiment lissées dû au « free-streaming » des neutrinos dont le découplage a lieu avant celui des photons puis à l'amortissement dû à l'épaisseur de la surface de dernière diffusion (« Silk damping »).

Il existe ensuite des anisotropies dites secondaires c'est-à-dire provenant du parcours des photons du fond diffus de la surface de dernière diffusion jusqu'à nous. Le plus intéressant pour nous dans cette thèse est l'interaction des photons avec les électrons du gaz chaud du milieu intra-amas ICM : l'effet Sunyaev-Zel'dovich qui sera détaillé dans le chapitre suivant.

2.2 Evolution des modes sub-horizon avec l'analyse de Jeans

On s'intéresse dans un premier temps à l'évolution des perturbations dans un fluide parfait. On se place dans le régime newtonien qui vérifie donc les hypothèses suivantes :

- on se place en champ faible pour un traitement sans la relativité générale
- on se place dans un échelle plus petite que le rayon de Hubble car dans la théorie newtonienne l'interaction gravitationnelle est instantanée
- on considère des fluides non relativistes

L'évolution d'un fluide parfait dans un champ gravitationnel Φ obéit aux équations de Euler et à l'équation de Poisson de manière à ce que sa pression p , sa densité ρ et son champ de vitesse \vec{u} suivent :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0 \\
 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} + \frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \Phi &= 0 \\
 \nabla^2 \Phi &= 4\pi G \rho
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Ce système d'équations a une solution triviale en $u_0 = 0$, $\rho = \text{const}$ et on peut considérer des perturbations autour de cette solution telles que $\nabla \Phi_0 = 0$:

$$\begin{aligned}
 \rho &= \rho_0 + \delta\rho \\
 p &= p_0 + \delta p \\
 \vec{u} &= \vec{u}_0 + \delta\vec{u} \\
 \Phi &= \Phi_0 + \delta\Phi
 \end{aligned}$$

pour lesquelles la pression et la densité sont reliées par l'équation d'état $p = w\rho$. On considère des fluctuations adiabatiques pour lesquelles :

$$c_s^2 \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)$$

où c_s est la vitesse du son.

Le système d'équation 2.6 appliqué aux fluctuations donne une équation du second ordre en $\delta\rho$ d'oscillateur harmonique :

$$(\delta\ddot{\rho}) - c_s^2 \nabla^2 (\delta\rho) = 4\pi G \rho_0 (\delta\rho) \tag{2.7}$$

dont la solution se met sous la forme :

$$\delta(\vec{x}, t) = A \exp \{ -i\vec{k} \cdot \vec{x} + iwt \} \tag{2.8}$$

où on définit le contraste de densité $\delta(\vec{x}, t) \equiv \frac{\delta\rho(\vec{x}, t)}{\rho_0}$ et où w et \vec{k} obéissent à la relation de dispersion :

$$w^2 = c_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0$$

et $k = |\vec{k}|$.

Ainsi, pour $w^2 > 0$, w est réel et les fluctuations vont osciller comme des ondes acoustiques ; tandis que pour $w^2 < 0$, w est imaginaire et les fluctuations vont croître exponentiellement. En particulier, on définit la longueur caractéristique de Jeans k_J :

$$k_J \equiv \left(\frac{4\pi G \rho_0}{c_s^2} \right)^{1/2} \tag{2.9}$$

On définit de même la masse de Jeans M_J comme la masse contenue dans une sphère de rayon $\lambda_J = \pi/k_J$:

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \lambda_J^3 \rho_0 = \frac{\pi^{5/2}}{6} \frac{c_s^3}{G^{3/2} \rho_0^{1/2}} \tag{2.10}$$

Pour $M \gg M_J$ (i.e. $k^2 \ll k_J^2$), les fluctuations croissent exponentiellement sur une échelle de temps :

$$\tau_{dyn} = (\mathcal{I}m w)^{-1/2} \simeq (4\pi G \rho_0)^{-1/2}$$

tandis que l'échelle de réponse de la pression est donné par le temps mis par une onde acoustique pour parcourir la perturbation : $\tau_{pres} \sim \lambda/c_s$. Ainsi, pour $\tau_{dyn} < \tau_{pres}$, la pression n'a pas le temps de contre-balancer les effets gravitationnels et la fluctuation croît.

Lorsqu'on considère l'expansion de l'Univers, les solutions non perturbées se transforment :

$$\rho_0 = \rho_{m,0} a^{-3}(t), \quad \vec{u}_0 = \frac{\dot{a}}{a} \vec{x}, \quad \nabla \Phi_0 = \frac{4\pi G \rho_0}{3} \vec{x}$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle et \vec{x} la coordonnée comobile de position.

Au premier ordre on a :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \delta + \frac{\dot{a}}{a} (\vec{x} \cdot \nabla) \delta + \nabla \cdot \delta \vec{u} = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \delta \vec{u}}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a} \delta \vec{u} + \frac{\dot{a}}{a} (\vec{x} \cdot \nabla) \delta \vec{u} + c_s^2 \nabla \delta + \nabla \delta \Phi = 0 \quad (2.12)$$

$$\nabla^2 \delta \Phi = 4\pi G \rho_0 \delta \rho \quad (2.13)$$

On peut passer dans l'espace Fourier avec $\delta(\vec{x}, t) = \sum \delta(\vec{k}, t) = \frac{V}{(2\pi)^2} \int \delta(\vec{k}, t) \exp\{i(\vec{k} \cdot \vec{x})\} d^3k$.

V est un volume suffisamment grand. $\delta(\vec{k}, t)$ est tel que $\langle \delta(\vec{k}, t) \rangle = 0$ et $\delta(\vec{k}, t) = \delta(\vec{k}, t)^*$

$$\dot{\delta}_k - \frac{i\vec{k}}{a} \cdot \delta \vec{u}_k = 0 \quad (2.14)$$

$$\frac{d(a\delta \vec{u}_k)}{dt} - i\vec{k} c_s^2 \delta_k - i\vec{k} \delta \Phi_k = 0 \quad (2.15)$$

$$\delta \Phi_k = -\frac{4\pi G \rho_0}{k^2} a^2 \delta_k \quad (2.16)$$

Si on décompose le champ de vitesse en fonction de ses composantes rotationnelles \vec{u}_\perp et irrotationnelles \vec{u}_\parallel tel que :

$$\delta \vec{u} = \vec{u}_\perp + \vec{u}_\parallel, \quad \delta \vec{u}_k = \vec{u}_\perp(\vec{k}) + \vec{u}_\parallel(\vec{k})$$

$$\nabla \cdot \vec{u}_\perp = 0, \quad \nabla \times \vec{u}_\parallel = 0$$

$$\vec{k} \cdot \vec{u}_\perp(\vec{k}) = 0, \quad \vec{k} \cdot \vec{u}_\parallel(\vec{k}) = |\vec{k}| |\vec{u}_\parallel(\vec{k})|$$

ce qui donne pour le champ de vitesse :

$$\frac{d(a\vec{u}_\perp(\vec{k}))}{dt} = 0 \implies \vec{u}_\perp \propto a^{-1}(t) \quad (2.17)$$

$$\vec{u}_\parallel(\vec{k}) = \frac{a}{ik} \dot{\delta}_k + \frac{\text{const}}{a(t)} \quad (2.18)$$

Ainsi, la partie rotationnelle du champ de vitesse ne dépend pas du champ de densité et décroît comme a^{-1} . On ne conserve que la partie irrotationnelle pour laquelle on omet l'indice \parallel . Comme dans le cas statique, on obtient une équation du second ordre avec un terme supplémentaire d'amortissement du à l'expansion en $2\dot{a}/a$:

$$\ddot{\delta}_k + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta}_k + \left(\frac{c_s^2 k^2}{a^2} - 4\pi G\rho_0\right)\delta_k = 0 \quad (2.19)$$

De même, on retrouve le nombre d'onde de Jeans : $k_J^2 \equiv 4\pi G\rho_0/c_s^2$.

Pour les modes croissants ($k \ll k_J$), on peut obtenir une solution exacte dans l'Univers de-Sitter avec $\Omega_0 = \Omega_M = 1$. On a donc $\dot{a}/a = (2/3)t^{-1}$ et $\rho_0 = (6\pi Gt^2)^{-1}$. L'équation 2.19 devient :

$$\ddot{\delta} + \frac{4}{3t}\dot{\delta} - \frac{2}{3t^2}\delta = 0$$

et dont la solution se met sous la forme :

$$\delta(\vec{x}, t) = A(\vec{x}) \times \delta_+(t) + B(\vec{x}) \times \delta_-(t)$$

où δ_+ et δ_- sont respectivement les modes croissants et décroissants tels que :

$$\delta_+(t) = \delta_+(t_i) \left(\frac{t}{t_i}\right)^{2/3}, \quad \delta_-(t) = \delta_-(t_i) \left(\frac{t}{t_i}\right)^{-1}$$

où t_i est l'instant choisi pour normaliser les modes. En particulier, on remarque que les fluctuations croissent alors selon le facteur d'échelle avec

$$\delta_+ \propto a(t)$$

Au bout d'une certaine période seul le mode croissant demeure et on peut écrire de manière générale :

$$\delta(\vec{x}, t) = A(\vec{x})D_g(t)$$

où D_g est le facteur de croissance linéaire. Celui-ci ne dépend pas de l'échelle k de la fluctuation ce qui résulte dans le fait que toutes les perturbations telles que $M > M_J$ vont croître de la même façon par effondrement gravitationnel.

De manière générale, il faut prendre en compte les différents composants de l'Univers sur l'évolution des perturbations d'un fluide non relativiste i et l'équation prend la forme suivante :

$$\ddot{\delta}_i + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta}_i + \left[\frac{c_{s,i}^2 k^2}{a^2}\delta_i - 4\pi G\rho_{tot} \sum_j \epsilon_j \delta_j\right] = 0 \quad (2.20)$$

où $\epsilon_j \equiv \rho_j/\rho_{tot}$ représente la fraction de la masse contenue dans l'espèce j .

Les solutions générales se mettent sous la forme d'un terme décroissant et d'un terme croissant. Ainsi pour un univers dominé par la radiation, on trouve pour un fluide de baryons et photons des fluctuations qui croient comme

$$\delta_b(t) = \delta_b(t_i)[1 + A \ln(t/t_i)]$$

et dans un univers dominé par la courbure⁴ on a

$$\delta_b(t) = A + Bt^{-1}$$

Ainsi, on trouve que les perturbations dans un composant non relativiste croissent essentiellement dans l'ère dominée par la matière $\Omega_M \simeq 1$. On remarque aussi l'effet de l'expansion sur la croissance des structures. En effet, on passe d'une croissance exponentielle sans expansion avec une croissance en loi de puissance.

De même, l'analyse de Jeans du fluide de baryons montre que les structures ne peuvent pas se former avant le découplage baryons-photons du à la pression des photons. Durant la période de recombinaison, le fluide de photons-baryons ne peut plus être considéré comme un fluide parfait car le libre parcours moyen des photons augmente $\lambda_\gamma = (n_e \sigma_T)^{-1}$ et les photons peuvent diffuser des sur-densités vers les sous-densités effaçant les fluctuations aux plus petites échelles (« Silk damping »).

Les modes « super-horizon » Tant que les baryons sont couplés aux photons *i.e.* avant la recombinaison, ils forment un fluide dont la vitesse de propagation des ondes acoustiques est proche de celle de la lumière avec $c_s \sim c/\sqrt{3}$. La longueur d'onde de Jeans évolue alors comme la taille de l'horizon $\lambda_J \simeq H^{-1}$. Pour traiter les modes en dehors de l'horizon, il faudrait alors se placer dans un contexte relativiste et considérer des perturbations à la métrique avec un choix de jauge particulier[83]. Néanmoins, une approximation avec un traitement newtonien donne, quoique non justifié, les bonnes solutions.

Une perturbation dans un univers plat de densité ρ_0 peut être traitée localement comme un univers fermé caractérisé par l'équation :

$$H^2 = \frac{8\pi G_N}{3} \rho_1 - \frac{k}{a^2} \quad (2.21)$$

avec $k > 0$. Le reste de l'univers suit l'équation de Friedmann tel que :

$$H^2 = \frac{8\pi G_N}{3} \rho_0 \quad (2.22)$$

Dans un premier temps, la perturbation suit l'expansion générale et est décrite avec le même H . Son contraste de densité s'exprime alors comme :

$$\delta = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} = \frac{k/a^2}{8\pi G_N \rho_0/3} \quad (2.23)$$

Son contraste de densité évolue alors comme $\delta \propto 1/(\rho_0 a^2)$. On en déduit alors que durant la domination du rayonnement avec $\rho_0 \propto a^{-4}$, $\delta \propto a^2$ et durant la domination de la matière, soit $\rho_0 \propto a^{-3}$, on retrouve $\delta \propto a$ comme le résultat obtenu pour l'analyse de Jeans.

⁴Avec $\sum_i \Omega_i = 1 - \Omega_k$, si on se place dans un univers dominé par la matière *i.e.* $\Omega_i \equiv \Omega_M$ ce cas est équivalent à un univers peu dense $\Omega_M \ll 1$.

2.3 Le spectre de puissance de la matière noire

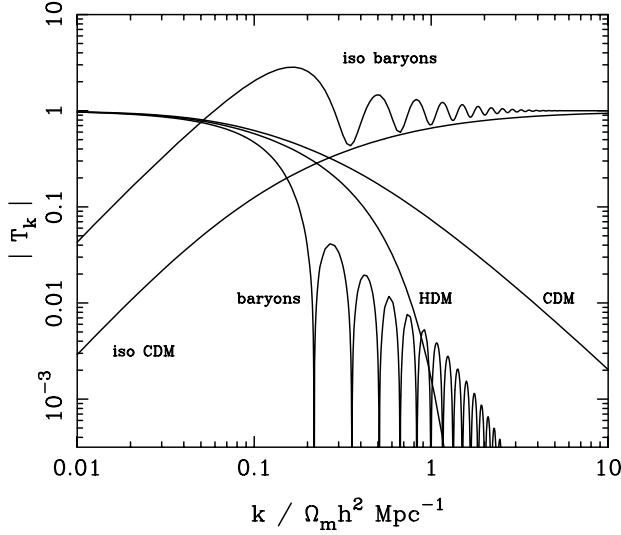


Fig. 2.2 : Fonction de transfert en fonction de l'échelle pour différents composants de la matière. Figure extraite de C. Amsler et al. (Particle Data Group), *Physics Letters B* 667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition

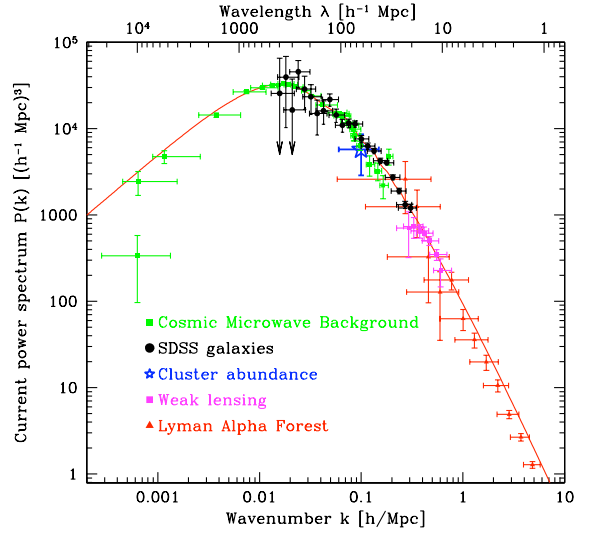


Fig. 2.3 : Spectre de puissance CDM. Figure extraite de Tegmark et al 2004 [94].

On caractérise le champ de perturbation de densité avec le contraste de densité introduit dans le paragraphe précédent : $\delta(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}_0}{\bar{\rho}_0}$ où $\bar{\rho}_0$ est la densité moyenne. Passant dans l'espace de Fourier on définit le spectre de puissance du champ de densité $P(k) \equiv \langle |\delta_k|^2 \rangle$ qui décrit complètement le champ si on le considère gaussien⁵.

On définit alors la variance des perturbations de masse M où M est la masse contenue dans des sphères de rayon $R \simeq 1/k$:

$$\sigma^2 \equiv \left\langle \left| \frac{\delta M}{M} \right|^2 \right\rangle \quad (2.24)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int P(k) |W_k|^2 d^3k \quad (2.25)$$

$$\propto k^{n+3} \quad (2.26)$$

où $W_k = W_k(R)$ est la fonction fenêtre « top-hat » dans l'espace de Fourier telle qu'elle vaille 1 pour $kR \ll 1$ et qu'elle tende rapidement vers 0 pour $kR \gg 1$. On suppose une forme en

⁵On définit de même la fonction de corrélation

$$\psi(\vec{r}) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int |\delta_k|^2 e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k$$

loi de puissance pour le spectre de puissance $P(k) \propto k^n$. Avec $M \propto k^{-3}$ on trouve :

$$\frac{\delta M}{M} \propto M^{-(n+3)/6}$$

(où on a la contrainte sur l'indice spectral $n > -3$ pour conserver l'homogénéité à grande échelle). En particulier, les fluctuations du potentiel gravitationnel en $G_N \delta M / r$ vont se comporter comme $\delta \Phi \propto k^{(n-1)/2}$. Soit pour $n = 1$, les fluctuations de potentiel sont invariantes d'échelle (et c'est ce qui fait que les fluctuations entrent dans l'horizon avec toutes la même amplitude). On retrouve ainsi le spectre en $P(k) \propto k$ prédit par les modèles d'inflation.

Du paragraphe précédent, on voit que le facteur de croissance D_g ne dépend pas de l'échelle des fluctuations. Elles croissent toutes de la même façon du moment que elles sont plus grandes que la masse de Jeans. Dans l'ère dominée par le rayonnement cette échelle correspond à la taille de l'Univers cH^{-1} . Lorsque les perturbations entrent dans l'horizon durant cette époque, elles cessent donc de croître pour commencer à osciller sous l'effet de la pression du fluide photon-baryon. Tout ceci modifie le spectre de puissance $P(k)$ et est pris en compte dans une fonction de transfert $T(k) \equiv \frac{\delta_k(z=0)}{\delta_k(z)D_g(z)}$. Le spectre de puissance linéaire est alors donné :

$$P(k) \propto k^n T^2(k) \quad (2.27)$$

La figure 2.2 montre la fonction de transfert pour plusieurs types de matière. En particulier, on est intéressé par la fonction de transfert des baryons qui oscillent tant qu'ils sont couplés aux photons c'est-à-dire jusqu'à la recombinaison avant de s'effondrer dans les puits de potentiel creusés par la matière noire.

Le paradigme de la formation des structures se base sur la matière noire froide. C'est une matière qui interagit exclusivement par l'interaction gravitationnelle et dont la vitesse des particules est suffisamment faible (pression nulle $w \approx 0$) pour qu'elles soient incapables de lisser les fluctuations de densité par diffusion vers des régions moins denses. Un tel spectre de puissance ne possède donc qu'une échelle caractéristique : celle des fluctuations entrant dans l'horizon à l'époque d'égalité rayonnement-matière $l_{EQ} \sim cH_0^{-1}(\Omega_M z_{EQ})^{-1/2}$. Les échelles plus grandes croissent d'un facteur $\sim (kl_{EQ})^2$ (avec $D_g \propto a^2$ durant l'ère de domination du rayonnement) tandis que les plus petites échelles oscillent. Avec une fonction de transfert $T(k) = 1$ pour les plus grandes échelles, ceci se traduit par :

$$\begin{aligned} T(k) &\approx (kl_{EQ})^{-2} & k \gg l_{EQ}^{-1} & \Rightarrow \frac{\delta M}{M} \sim \text{const} \\ T(k) &\approx 1 & k \ll l_{EQ}^{-1} & \Rightarrow \frac{\delta M}{M} \sim M^{-2/3} \end{aligned}$$

Ce qui se traduit par une formation des structures hiérarchiques où les fluctuations à basse échelle atteignent le régime non linéaire avant celles aux grandes échelles.

Le spectre de puissance de la matière noire est ainsi montré sur la figure 2.3. En particulier, on voit qu'à bas k *i.e.* aux grandes échelles, il suit essentiellement le spectre primordial $P(k, t) = T^2(k, t)P(k, t_0) \propto k^m$ avec $m = 1$. Aux plus grands k *i.e.* aux plus petites échelles $m \approx -3$. Les amas de galaxies se situant à la charnière entre les très grandes échelles $m = 1$

des modes super horizon et les plus basses échelles $m = -3$. Ils sont à une échelle qui correspond aujourd'hui à $\approx 8h^{-1}\text{Mpc}$ et pour laquelle $\sigma \sim 1$ et on peut calculer $m \approx -1$.

Dans cette image, les baryons diminuent la densité apparente de la matière noire (restant liés aux photons jusqu'à la recombinaison) ce qui se traduit par un décalage de la fonction de transfert sans altérer sa forme qu'on paramétrise par $q = k(\Gamma h)^{-1}\text{Mpc}$ où $\Gamma = \Omega_M h \exp[-\Omega_b(1 + \sqrt{2h}/\Omega_M)]$

2.4 Régime non linéaire : le modèle du halo

2.4.1 Modèle d'effondrement sphérique

Le modèle du halo décrit la formation d'une structure à partir d'une sur-densité dans la distribution de la matière noire. C'est particulièrement bien adapté pour décrire la formation des amas de galaxies à partir des fluctuations de densité puisque dans le modèle standard les amas apparaissent composés à 85% de matière noire.

On part donc d'une sur-densité de symétrie sphérique dont l'équation de mouvement d'une couche de masse s'écrit :

$$\frac{d^2 r_{sh}}{dt^2} = -\frac{GM_{sh}}{r_{sh}^2} - \frac{1+3w}{2}\Omega_\Lambda H_0^2(1+z)^{3(1+w)}r_{sh} \quad (2.28)$$

où M_{sh} est la masse contenue dans r_{sh} . En ne considérant que le terme de gauche et le premier terme de droite, on reconnaît l'équation du mouvement de Newton. Le second terme vient de la contribution de l'énergie noire. Néanmoins, ce dernier peut être négligé dans la limite d'un univers dominé par la matière ce qui est vérifié pour la majeure partie de la formation des structures. Après intégration, on obtient :

$$\left(\frac{dr_{sh}}{dt}\right)^2 = \frac{2GM_{sh}}{r_{sh}} - A$$

où A est une constante positive pour que le système soit lié. La solution de cette équation est décrit par une cycloïde de paramètre θ variant entre 0 et 2π telle que :

$$r_{sh} = r_{ta} \frac{1 - \cos \theta_M}{2} \quad (2.29)$$

$$t = t_c \frac{\theta_M - \sin \theta_M}{2\pi} \quad (2.30)$$

La sur-densité va donc dans un premier temps suivre l'expansion générale avant d'atteindre un rayon maximal $r = r_{ta}$ en $\theta_M = \pi$ et s'effondrer sur elle-même au temps t_c tel que $r_{ta} = [(2GM_{sh}t_c^2)/\pi^2]^{1/3}$ en $\theta_M = 2\pi$. Durant la première phase d'expansion, la masse comprise dans une couche M_{sh} reste constante. Mais durant l'effondrement, la nature non collisionnelle de la matière noire fait que différentes couches peuvent s'interpénétrer et le rayon de la couche r_{sh} n'atteint jamais le point de singularité $r = 0$ en $\theta_M = 2\pi$ mais les différentes couches

commencent à osciller avec des amplitudes qui vont décroître avec le temps jusqu'à ce que toute la masse soit accumulée dans un rayon r_b . En effet, le fait que l'effondrement ne soit pas parfaitement radial et que le potentiel gravitationnel fluctue dans le temps conduisent à un phénomène de « relaxation violente » [87]. Le rayon final est alors donné par le théorème d'équilibre du viriel ($E_{grav} = -2E_{cin}$)⁶ pour lequel on a $r_b \sim r_{ta}/2$ dans le cas de symétrie sphérique.

On définit ainsi le rayon viriel comme le rayon à l'intérieur duquel la densité moyenne vaut $\Delta_v \bar{\rho}_0$ où $\bar{\rho}_0(z)$ est la densité moyenne de l'Univers à l'époque de la virialisation et Δ_v est un facteur numérique tel que :

$$\Delta_v \equiv \frac{\bar{\rho}(< r_v, t_v)}{\bar{\rho}_0(t_v)}$$

On peut le calculer dans le cadre d'un univers de de-Sitter (dominé par la matière et sans constante cosmologique) pour lequel on a $\bar{\rho}_0(t) = 1/(6\pi Gt^2)$.

On a donc :

$$\frac{\bar{\rho}(< r, t)}{\bar{\rho}_0(t)} = \frac{M}{4/3\pi r^3} \times 6\pi Gt^2 = \frac{9}{2} \frac{(\theta_M - \sin \theta_M)^2}{(1 - \cos \theta_M)^3} \quad (2.31)$$

On prend $t_v = t(\theta_M = 2\pi)$, soit on obtient une valeur pour Δ_v de $\Delta_v = 18\pi^2 \approx 178$. De manière générale, on définit souvent la taille d'un amas par rapport à une valeur numérique Δ fois la densité critique $\rho_c(z)$ de l'Univers au redshift de l'amas. En particulier, la mesure de la taille correspondant à $\Delta = 200$ est souvent utilisé comme approximation de la taille virielle.

2.4.2 Le formalisme de Press et Schechter

D'après la partie précédente, on constate que la formation des amas fait appel au régime non linéaire de formation des structures avec un contraste de densité $\delta \gg 1$ au moment de la virialisation ($\Delta_v \equiv 1 + \delta \approx 178$ dans le cas de de-Sitter).

L'idée de Press et Schechter en 1974 est d'extrapoler le régime linéaire pour déterminer un critère de formation d'une structure liée gravitationnellement.

Partant du modèle du halo introduit précédemment, on a pour le contraste de densité δ :

$$1 + \delta = \frac{M}{4/3\pi r^3} \times 6\pi Gt^2$$

Avec dans le régime linéaire les équations paramétriques du temps et du rayon pouvant se mettre sous la forme :

$$\frac{r}{r_{ta}} \simeq \frac{\theta_M^2}{4} - \frac{\theta_M^4}{48}; \quad \frac{t}{t_c} \simeq \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\theta_M^3}{6} - \frac{\theta_M^5}{120} \right)$$

⁶Les amas étant sans cesse en train d'accréter la matière aux alentours, on peut ajouter à cette égalité un terme supplémentaire venant de la pression effective exercée par la matière tombant dans le potentiel gravitationnel des amas : $E_{grav} + 2E_{cin} = 4\pi P_b r_b^3$. Le taux avec lequel la matière s'accrète sur l'amas dépend de sa distribution en fonction du rayon. [106]

On peut donc écrire le contraste de densité linéaire en fonction du temps de l'effondrement :

$$\delta_{lin} = \frac{3}{20} \left(12\pi \frac{t}{t_c} \right)^{2/3} \quad (2.32)$$

Reprenant les étapes du modèle de halo, la sur-densité atteint sa taille maximale en $t = t_c/2$ soit pour un contraste de densité linéaire de $\delta_{lin}^{ta} = 1.06$ (le contraste de densité non linéaire vaut alors $\delta^{ta} \approx 4.55$). Ceci peut être interprété comme le fait qu'à la brisure de l'hypothèse linéaire $\delta_{lin} \sim 1$, la sur-densité se découple de l'expansion générale. On obtient alors une structure liée gravitationnellement à l'issu de l'effondrement pour $t = t_c$ avec $\delta_{lin}^c \equiv \delta_c \approx 1.69$. On appelle δ_c le contraste de densité critique au delà duquel une sur-densité forme une structure liée.

Ainsi, Press et Schechter postulent que toutes les perturbations de densité continuent à croître selon le modèle linéaire décrit par le facteur de croissance linéaire D_g , introduit dans la section 2.2, même lorsque leur amplitude devient non linéaire. La variance de la distribution des fluctuations à l'échelle de masse M s'écrit donc :

$$\sigma^2(M, z) = \frac{D_g^2(z)}{(2\pi)^3} \int P(k) |W_k(M)|^2 d^3k \quad (2.33)$$

où $W_k(M)$ est la fonction fenêtre « top-hat » dans l'espace de Fourier.

Lorsque le contraste de densité prédit par la théorie linéaire atteint la valeur critique de δ_c , on considère que la région incluse dans cette sur-densité s'est effondrée et a formé une structure liée.

Press et Schechter se placent dans le cas où la distribution des fluctuations dans la matière noire est décrite par un champ gaussien invariant d'échelle. La probabilité d'avoir une sur-densité de contraste de densité $\delta(M, t_i)$ est alors :

$$P_G[\delta(M, t_i)] d\delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp - \frac{\delta^2(M, t_i)}{2\sigma^2} d\delta \quad (2.34)$$

La fraction de la masse totale de l'univers contenue dans des structures effondrées de masse supérieure à M est donc donnée par la somme des sur-densités de contraste de densité supérieur ou égal au contraste critique à un instant t_i :

$$F(\geq M) = \int_{\delta_c} P_G[\delta(M, t_i)] d\delta \quad (2.35)$$

et la masse totale des structures de masse comprise entre M et $M + dM$ dans un volume comobile dV_0 est simplement :

$$\left| \frac{\partial F(M, t)}{\partial M} \right| dM \rho_0 dV_0$$

On pose $n(M, z) dV_0$ le nombre de structures de masse supérieure à M contenu dans un volume comobile dV_0 . On a donc :

$$\frac{\partial n}{\partial M}(M, z) = \frac{\rho_0}{M} \left| \frac{\partial F(M, t)}{\partial M} \right| \quad (2.36)$$

En imposant que toute la masse de l'Univers soit contenue dans des objets effondrés, on a :

$$\int_0^\infty n(M, z) M dM = \rho_0 \quad (2.37)$$

et Press et Schechter trouvent :

$$\frac{\partial n(M, z)}{\partial M} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_0}{M} \frac{\delta_c}{\sigma^2} \exp \left\{ -\frac{\delta_c^2}{2\sigma^2} \right\} \left| \frac{\partial \sigma}{\partial M} \right| \quad (2.38)$$

En particulier, on a montré que pour un spectre de puissance $P(k) \propto k^m$, la variance de la distribution de masse est telle que $\sigma^2 = \left\langle \left| \frac{\delta M}{M} \right|^2 \right\rangle \propto M^{-(m+3)/3}$. On peut donc ré-exprimer la dépendance de la fonction de masse avec la masse telle que :

$$\frac{\partial n}{\partial M} dM = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \left(\frac{m}{3} + 1 \right) \frac{\rho_0}{M} \left(\frac{M}{M_\star} \right)^{(m+3)/6} \exp \left\{ - \left(\frac{M}{M_\star} \right)^{(3+m)/3} \right\} \frac{dM}{M} \quad (2.39)$$

où on a défini la masse caractéristique M_\star telle que $\sigma(M_\star) \equiv \delta_c$ et $M_\star \equiv M_\star(t)$. Ainsi, la fonction de masse possède une échelle caractéristique telle que :

- pour $M \ll M_\star$ définissant les halos de faibles masses (petites échelles), on a typiquement $m = -3$ et donc la fonction de masse varie en loi de puissance $n(M) \propto \frac{1}{M^2}$;
- pour $M \gg M_\star$ définissant les halos massifs (grandes échelles), on a typiquement $m = -1$ à l'échelle des amas. La fonction de masse présente alors une coupure exponentielle.

De même, la coupure en masse évolue avec le redshift telle que $\sigma(M_\star, z = 0) = \frac{D_g(z = 0)}{D_g(z)} \sigma(M_\star, z)$.

Ainsi, pour deux redshift différents $z_1 > z_2$, on aura $M_\star(z_1) < M_\star(z_2)$. Il y a donc davantage d'objets massifs à bas redshift qu'à haut redshift, les halos de faibles masses ayant fusionné pour former les structures plus massives.

Le formalisme introduit par Press et Schechter permet de prédire l'abondance de structures en fonction de leur masse. Cette forme est universelle quelque soit la masse et le redshift du halo considéré et dépend de la cosmologie via l'expression de la variance qui dépend du facteur de croissance linéaire. Les simulations numériques montrent que le formalisme de Press et Schechter donne une bonne approximation de l'abondance d'amas (via quelques ajustements qu'on précise dans le paragraphe suivant). Le fait qu'une simple extrapolation du régime linéaire permette de prédire l'abondance d'amas traduit un lien direct entre les pics de densité dans la distribution de matière initiale et l'abondance des structures aujourd'hui.

2.4.3 Discussion autour de la fonction de masse

Depuis le formalisme semi-analytique de Press et Schechter en 1974 (PS), l'abondance des structures est ajustée sur les résultats de simulations numériques à N corps (*e.g.* Jenkins et al 2001 [43], Tinker et al 2008 [95]).

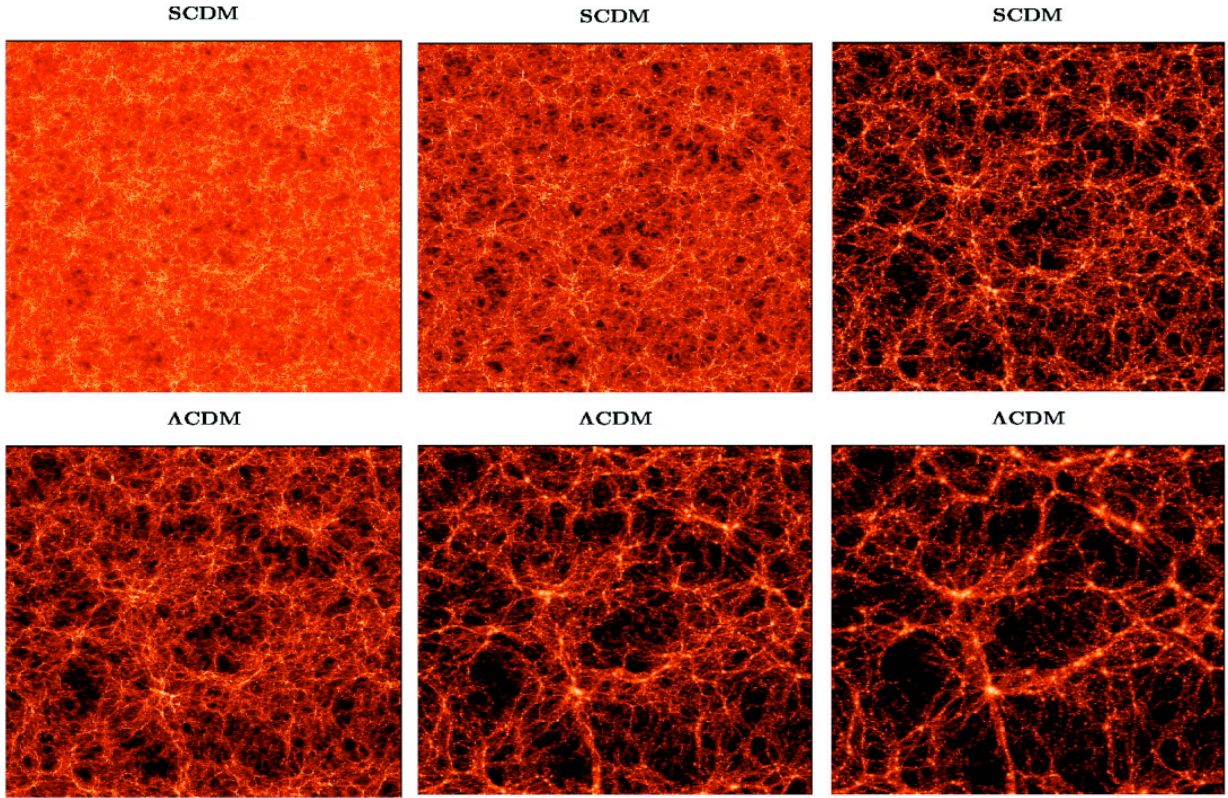


Fig. 2.4 : Simulation à N -corps. Les amas de galaxies sont identifiés comme les pics de densité dans la distribution de la matière noire. Figure extraite de Jenkins et al 1998 [42].

Notamment, PS sur-estime l’abondance des halos de masse proche de M^* et sous-estime leur abondance dans la queue de distribution à haute masse par rapport à l’abondance trouvée dans les simulations numériques (*e.g.* Efstathiou et Rees 1988 , Lacey et Cole 1993 et 1994). En particulier, la fonction de masse de Jenkins et al 2001 que nous utilisons dans le chapitre 4, prédit une abondance 60% en dessous de la prédiction de PS pour $M \simeq M_*$.

De même, Sheth et al 2001[89] trouve une abondance reproduisant plus fidèlement les résultats des simulations numériques en remplaçant l’hypothèse d’effondrement sphérique par un traitement elliptique de l’effondrement.

L’universalité de la fonction de masse avec le redshift est naturellement attendue dans le cas de fluctuations initiales gaussiennes et indépendantes d’échelle dans un univers type de Sitter avec $\Omega_M = 1$ ⁷. Cependant, le spectre de puissance de la matière noire n’est pas rigoureusement invariant d’échelle, comme on l’a vu dans le paragraphe 2.3 avec l’intervention de la fonction de transfert $T(k)$. En particulier, on peut l’exprimer en fonction d’un indice spectrale effectif $n_{eff} \equiv 6 \frac{d \ln \sigma^{-1}}{d \ln M} - 3$ dépendant de l’échelle k .

De nombreux papiers (*e.g.* Sheth et al 1999 [90], Jenkins et al 2001 [43], Tinker et al 2008 [95])

⁷En effet, dans un tel univers, il n’y a pas d’échelle caractéristique. Les fluctuations croissent toutes de la même façon.

basés sur des simulations N corps proposent une paramétrisation de la fonction de masse telle que exprimée en fonction des variables $\{\ln \sigma^{-1}, f(\sigma)\}$ ou $\{\ln \nu, f(\nu)\}$ où la fonction f exprimée en fonction de la masse M est la fraction de la masse contenue dans les halos effondrés de masse $[M, M + dM]$. σ est la variance de la distribution de la masse et $\nu \equiv \left(\frac{\delta_c}{\sigma}\right)^2$. On définit ainsi la fonction de masse en fonction de :

$$f(\sigma, z) \equiv \frac{M}{\rho_0} \frac{dn}{d \ln \sigma^{-1}} \quad \Leftrightarrow \quad \nu f(\nu) = M^2 \frac{n(M, z)}{\rho_0} \frac{d \ln M}{d \ln \nu} \quad (2.40)$$

Exprimée en fonction de ces variables, Jenkins et al trouvent que la fonction de masse est quasi universelle c'est-à-dire possède la même forme quelque soit le redshift des halos et le modèle cosmologique sous-jacent⁸ avec :

$$f(\sigma) = A \exp \left[-|\ln \sigma^{-1} + B|^\epsilon \right] \quad (2.41)$$

avec $A = 0.315$, $B = 0.61$ et $\epsilon = 3.8$ ajustant leur abondance d'halos à une précision de 20%. C'est cette fonction de masse qu'on utilise pour calculer le modèle d'observation des amas dans le chapitre 4.

Néanmoins, il faut prendre en considération trois points importants lorsqu'on utilise la fonction de masse définie à l'aide de simulations numériques pour calculer l'abondance d'amas qu'on va observer :

1. la paramétrisation de la fonction de masse est le résultat de l'ajustement de l'abondance de halos calculée à l'aide d'une simulation donnée c'est-à-dire effectuée dans le cadre d'un modèle cosmologique et de conditions initiales donnés. Il faut donc faire attention lorsqu'on veut l'utiliser dans un autre cadre.
2. les amas de galaxies se forment aux pics de densité de la distribution de matière. La définition des halos et donc le calcul de leur abondance dans une simulation N corps n'est pas triviale. En effet, Jenkins et al 2001 résumant ce problème comme « la conversion d'une représentation discrète d'un champ de densité continu en un jeu d'objets dénombrables ». En clair, l'abondance calculée à l'aide d'une simulation N corps dépend de la résolution de la simulation⁹ et aussi de l'algorithme identifiant les halos.
3. la relation entre la définition de la masse des halos utilisée dans les simulations et celle des amas observés

Jenkins et al 2001 testent leur fonction de masse sur une large dynamique de modèles cosmologiques et comparent leur résultats pour deux algorithmes d'identification des halos différents :

- le *Friend-of-friends* (FOF Davis et al 1985) qui identifie les halos à l'intérieur de contour d'isodensité. Il ne suppose aucune forme a priori pour les halos. Néanmoins, il peut associer dans un même halo deux halos même s'ils sont éloignés de plus d'un rayon de viriel ce qui peut biaiser l'abondance calculée.

⁸Ils ajustent leur abondance de halos issue de simulations différentes dont Λ CDM, mais aussi des cosmologies où la valeur du couple $\{\Omega_M, \Omega_\Lambda\}$ vaut $\{1, 0\}$ et $\{0.3, 0\}$.

⁹Typiquement la masse des particules de matière noire

– le *Spherical Overdensity* (SO de Lacey & Cole 1994) qui définit les halos en tant que pics sphériques dans la distribution de densité. Cet algorithme permet une définition de la masse des halos plus proche de celle des observations [95].

Ils ne trouvent pas de différences significatives. La masse de leur halos est définie en tant que surdensité $\Delta_m = 180$ par rapport à la densité de matière moyenne¹⁰ ρ_0 . Cela correspond approximativement à la masse virielle¹¹ calculée dans un univers type Einstein de Sitter avec $\Omega_M = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$ (voire paragraphe 2.4.1).

Tinker et al 2008 [95] calculent une fonction de masse du modèle Λ CDM plat à 5% de précision et utilisant l'algorithme SO mais pour laquelle l'universalité est brisée. Ils trouvent :

$$f(\sigma, z) = A \times \left[\left(\frac{\sigma}{b} \right)^{-a} + 1 \right] \times \exp\left\{-\frac{c}{\sigma^2}\right\} \quad (2.42)$$

où A est l'amplitude globale de la fonction de masse, a et b contrôlent respectivement la pente et l'amplitude de la loi de puissance à faibles masses et c la coupure exponentielle à grandes masses tels que :

$$\begin{aligned} A(z) &= A_0(1+z)^{-0.14} \\ a(z) &= a_0(1+z)^{-0.06} \\ b(z) &= b_0(1+z)^{-\alpha} \\ \log \alpha(\Delta_m) &= - \left[\frac{0.75}{\log(\Delta_m/75)} \right]^{1.2} \end{aligned}$$

Ils trouvent que l'abondance des halos diminuent lorsque le redshift augmente. Cette évolution est d'autant plus marquée qu'ils considèrent leur halo à des contrastes de densité Δ_m élevés. Ils utilisent un profil de densité suivant le profil NFW (Navarro et al 1997 [65]) pour calculer la masse M_{Δ_m} à un contraste plus grand que $\Delta_m = 200$. En particulier, ils trouvent une abondance d'halos 20% supérieure à celle prédit par Jenkins et al à $z = 0$ et $\Delta_m = 200$ qui se réduit à 5 à 10% à $\Delta_m = 400$ ainsi qu'une abondance à $z = 1.25$ de l'ordre de 20% inférieure à celle obtenue à $z = 0$. Néanmoins cette tendance avec le redshift diminue lorsqu'on va vers de plus grand redshift. Ils attribuent cette évolution à une dépendance supplémentaire au facteur de croissance linéaire plus qu'un effet de n_{eff} .

Dans la suite du manuscrit, on ne considère uniquement la fonction de masse de Jenkins et al 2001 [43] qui ajuste l'abondance des halos dans une large gamme de simulations cosmologiques à 20% près et qui conserve l'universalité.

2.4.4 Abondances de halo et cosmologie

La fonction de masse dépend exponentiellement du facteur de croissance linéaire D_g (équation 2.38 et 2.41) et est ainsi très sensible à la densité de matière dans l'Univers pour laquelle si

¹⁰Comme on le verra dans le chapitre suivant, la masse des amas est définie par rapport à la densité critique $\rho_c(z)$.

¹¹En particulier, Tinker et al 2008[95] montrent que la différence entre $\Delta_m = 180$ et $\Delta_m = 200$ est négligeable pour la fonction de masse de Jenkins et al 2001 [43].

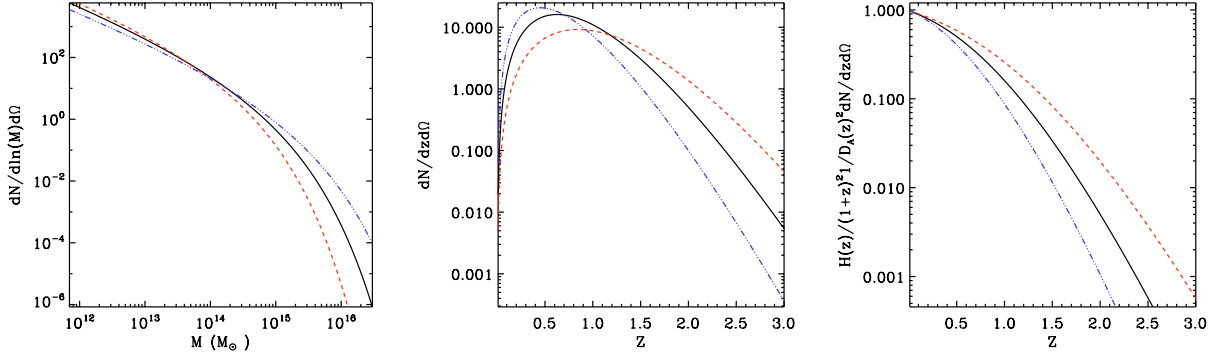


Fig. 2.5 : Fonction de masse des amas de galaxie de Jenkins et al 2001 [43]. Influence de Ω_M avec $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ (univers plat). En ligne continue $\Omega_M = 0.3$. En ligne-tiret $\Omega_M = 0.1$ (rouge). En ligne-tiret-point-point $\Omega_M = 1$ (bleu). De gauche à droite, l'abondance des amas en fonction de leur masse, l'abondance des amas en fonction du redshift et l'abondance des amas par unité de volume comobile pour s'affranchir des effets de volume.

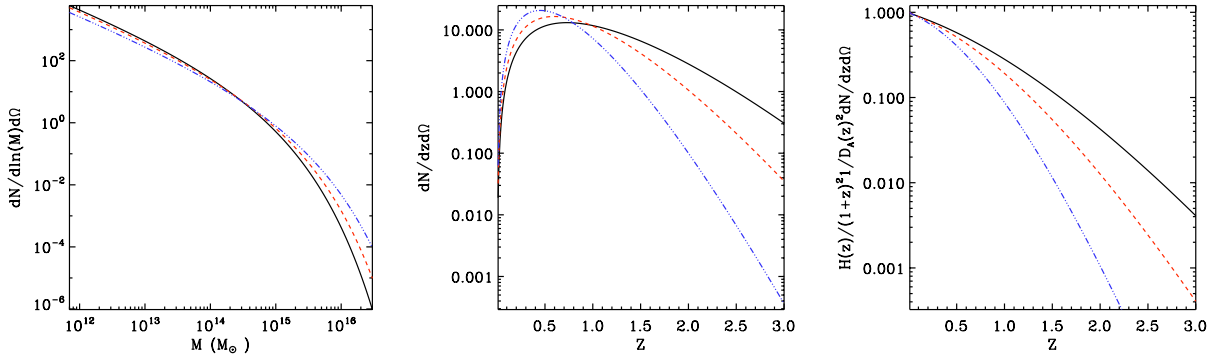


Fig. 2.6 : Même figure 2.5. Influence de Ω_M avec $\Omega_\Lambda = 0$ (univers ouvert et plat). En ligne continue $\Omega_M = 0.3$. En ligne-tiret $\Omega_M = 0.5$ (rouge). En ligne-tiret-point-point $\Omega_M = 1$. (bleu).

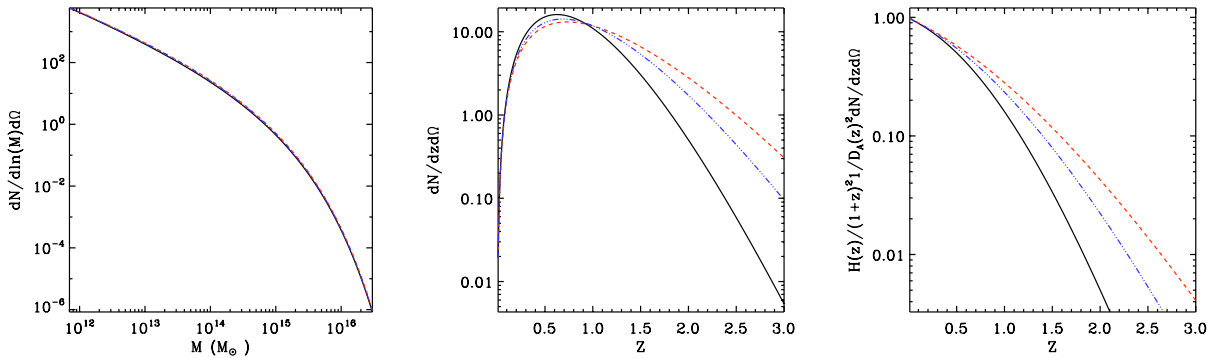


Fig. 2.7 : Même figure 2.5. Influence de Ω_Λ avec $\Omega_M = 0.3$ (univers ouvert et plat). En ligne continue $\Omega_\Lambda = 0.7$. En ligne-tiret $\Omega_\Lambda = 0$. (rouge). En ligne-tiret-point-point $\Omega_\Lambda = 0.3$ (bleu).

$\Omega_M \approx 1$, les structures croissent selon $D_g(z) \propto (1+z)^{-1}$ tandis qu'elles cessent de croître dans un univers peu dense $\Omega_M \ll 1$.

L'abondance d'amas en fonction du redshift $N(z)$ s'obtient en fonction de la fonction de masse telle que :

$$\frac{dN(z)}{dz d\Omega} = \frac{dV}{dz d\Omega} \times n(z) \quad \text{avec le volume} \quad \frac{dV}{dz d\Omega} = D_a^2 \frac{c}{(1+z) \times H(z)} \quad (2.43)$$

Donc lorsqu'on mesure l'abondance d'amas deux effets entrent en jeu :

- un effet de volume (donc géométrique)
- un effet de croissance des structures

Il est intéressant d'observer comment la fonction de masse varie en fonction du redshift et de la masse des halos dans différents cas. Sur les figures 2.5, 2.6, 2.7, on trace la fonction de masse de Jenkins et al 2001 [43] respectivement lorsqu'on a la contrainte d'univers plat avec $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$, lorsqu'on fixe $\Omega_\Lambda = 0$ et lorsqu'on fixe $\Omega_M = 0.3$. De gauche à droite, on trace la distribution du nombre de halos en fonction de leur masse $dN/d \ln M$, cette même distribution en fonction du redshift dN/dz puis, dans le panel de droite, on s'affranchit de l'effet de volume en se plaçant dans un volume comobile $H(z)/[D_a(z)(1+z)]^2 dN/dz$. Ici, on se place dans le cadre du modèle Λ CDM *i.e.* avec une équation d'état de l'énergie noire $w = -1$ constante dans le temps.

Ainsi, on remarque que :

- lorsqu'on augmente Ω_M , on augmente l'abondance d'amas massif (panels de gauche) et la cinétique de formation des structures (panels de gauche)
- lorsqu'on fait varier Ω_Λ avec Ω_M fixé (figure 2.7), la distribution du nombre de halos en fonction de la masse n'est pas modifiés par contre la distribution en fonction du redshift est modifiée notamment parce que le volume à un redshift donné est modifié. Le panel de droite montre aussi que Ω_Λ a une influence sur la croissance des structures dans le sens où il influe sur l'évolution de la densité de matière en fonction du redshift. En effet, on a :

$$\Omega_M(a) = \frac{\Omega_{M,0} a^{-3}}{\Omega_{M,0} a^{-3} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda) a^{-2}} \quad (2.44)$$

L'évolution de Ω_M est montrée sur la figure 2.8 pour trois cas différents de $\{\Omega_M, \Omega_\Lambda\}$: $\{1, 0\}$, $\{0.3, 0\}$ et $\{0.3, 0.7\}$. En particulier, on comprend pourquoi à $\Omega_M = 0.3$ fixé, le cas $\Omega_\Lambda \neq 0$ évolue plus que le cas $\Omega_\Lambda = 0$: Ω_M tend plus rapidement vers 1 dans le premier cas.

Par conséquent, l'influence de l'énergie noire se fait sentir à deux niveaux :

1. la croissance des structures par rapport à l'évolution de Ω_M
2. la mesure de l'abondance de structures au dessus d'une certaine masse M dans un intervalle de redshift dz donne le volume sondé à ce redshift et dépend du taux d'expansion de l'Univers .

Ensuite, la pente de la fonction de masse dépend de Ω_M . La normalisation de la fonction de masse dépend directement de l'amplitude des perturbations linéaires de densité à $z \approx 0$ et à l'échelle de $8h^{-1}$ Mpc soit du paramètre σ_8 ¹².

¹²Le rapport entre σ_8 et l'amplitude des fluctuations mesurée avec le fond diffus cosmologique donne la croissance des structures entre $z \approx 1000$ et $z \approx 0$.

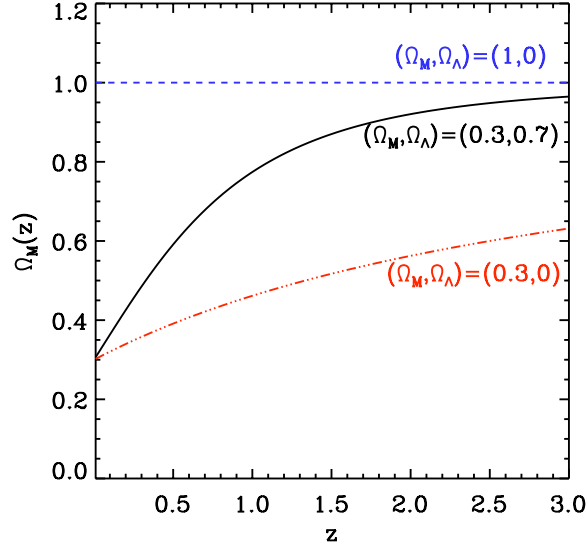


Fig. 2.8 : Evolution du paramètre de densité de matière Ω_M pour différentes valeurs de $\{\Omega_M, \Omega_\Lambda\}$.

Ainsi, l'abondance des amas de galaxie en fonction du redshift et de leur masse est sensible aux paramètres cosmologiques. Elle constitue une sonde intéressante dans la mesure où il est possible d'obtenir une mesure de la masse des amas ainsi que de leur redshift.

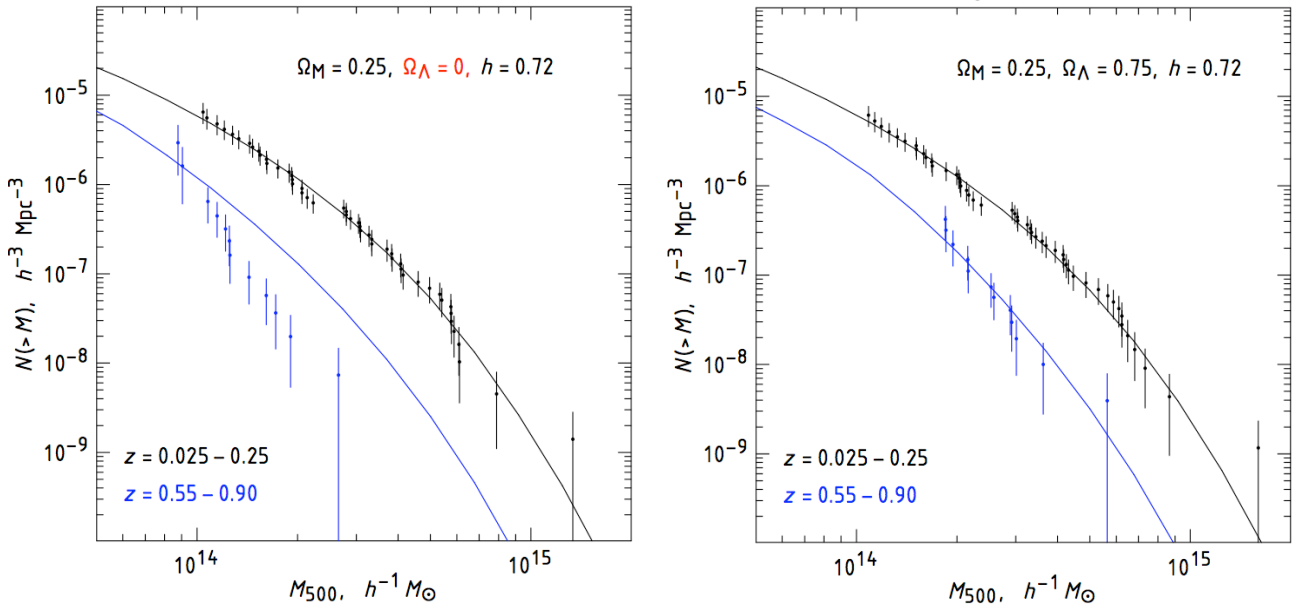


Fig. 2.9 : Abondance d'amas mesurée en fonction de leur masse M_{500} . Figures extraites de Vikhlinin et al 2009 [102]

Un exemple est montré dans les papiers de Vikhlinin et al 2003 et 2009 qui utilisent la forme et l'évolution en fonction du redshift de la fonction de masse pour contraindre les paramètres

cosmologiques.

Sur la figure 2.9, on voit la distribution en masse des amas mesurée pour deux échantillons d'amas de galaxies : 37 amas lointains avec $\langle z \rangle \approx 0.55$ et 49 amas proches avec $z \approx 0.05$. Les deux échantillons de données sont représentés pour deux cosmologies sous-jacentes différentes avec la normalisation de la fonction de masse est contrainte par l'échantillon d'amas locaux. On voit qu'à la fois le modèle utilisé pour l'ajustement et les points de données sont modifiés lorsqu'on change de modèle cosmologique. Ceci est dû au fait que la prédiction de la croissance des structures et la relation distance-redshift utilisée pour la mesure de la masse changent.

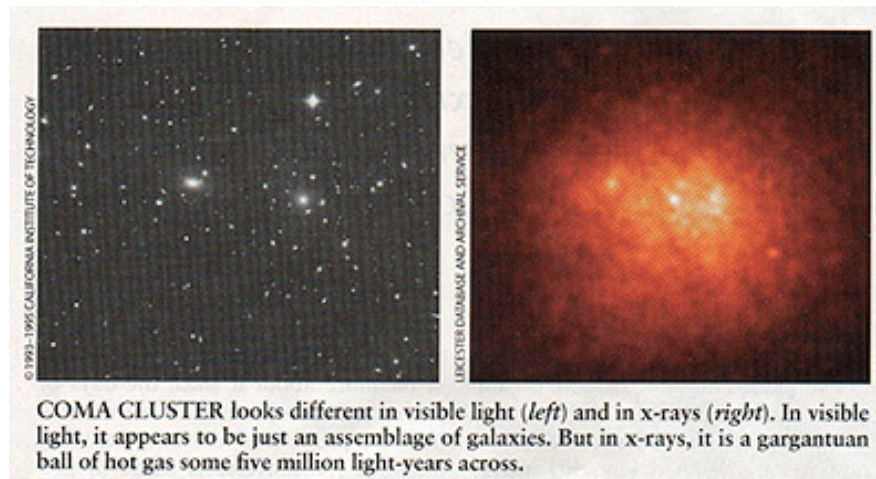


Fig. 2.10 : L'amas Coma à gauche dans le visible et à droite dans le domaine X.

3

Les amas de galaxies

Les amas de galaxies se forment autour de $z \approx 2.$, juste avant que l'énergie noire (ou constante cosmologique) ne domine le bilan d'énergie de l'Univers et empêche la formation de structures liées à plus grande échelle. Les amas de galaxies apparaissent donc naturellement dans le scénario de formation des structures dans l'Univers comme les plus grandes ayant eu le temps de se former par effondrement gravitationnel.

Ils ont été observés dès la fin du 18ème siècle comme concentrations de galaxies. Puis en 1933, Zwicky s'aperçoit que les galaxies ont une trop grande vitesse pour rester liées à l'amas si son potentiel gravitationnel est le résultat de la seule masse des galaxies présentes. Il manque de la masse. Dans les années 1970, on s'aperçoit que les amas sont en plus les sources étendues émettrices de rayonnement X les plus communes du ciel! Néanmoins, là encore, lorsqu'on parvient à mesurer la température du gaz chaud émettant, on remarque que le gaz et les galaxies seules ne peuvent expliquer la masse importante des amas. Ainsi, les amas apparaissent comme étant composés que à 5% de galaxies, à 10% de gaz chaud tandis que la matière noire contribue à près de 85% du potentiel gravitationnel des amas!

On observe les amas en optique (visible et proche Infra-Rouge) via les galaxies de l'amas ou d'arrière plan, en X via l'émission thermique du gaz chaud et dans le millimétrique via l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Ces différentes observations fournissent des estimateurs de la masse plus ou moins robustes et touchés par des systématiques différentes (paragraphe 3.1).

En effet, la masse des amas n'est pas directement observable. Kaiser en 1986 propose un modèle basé sur le modèle du halo où la formation des amas s'effectue à partir de l'effon-

	groupe	amas type	amas riche
nombre de galaxies	10	500	3000
dispersion de vitesse des galaxies σ_{1D}	150 km.s ⁻¹	700 km.s ⁻¹	1500 km.s ⁻¹
luminosité X L_X [2-10]keV	10 ⁴³ erg.s ⁻¹	2 × 10 ⁴⁴ erg.s ⁻¹	5 × 10 ⁴⁵ erg.s ⁻¹
température du gaz	2 keV	5 keV	15 keV
abondance du fer	0.3Z _⊙	0.3Z _⊙	0.3Z _⊙

Tab. 3.1 : *Propriétés générales des amas de galaxies*

drement gravitationnel d'un halo de matière noire (chapitre 2). Dans ce contexte purement gravitationnel, le gaz suit la distribution de matière noire et ses propriétés sont telles qu'il vérifie l'équilibre du viriel et l'équilibre hydrostatique dans le potentiel gravitationnel dominé par la matière noire. Les amas forment alors une population auto-similaire où les systèmes de faible masse sont identiques aux systèmes de plus grande masse à une échelle plus petite. C'est le modèle auto-similaire (paragraphe 3.2.1). Ceci se traduit par une double propriété des amas :

- l'existence de relation liant la masse des amas à leur propriétés observables comme la température, la luminosité X , ou le flux mesuré par effet Sunyaev-Zel'dovich
- l'existence de profils universels : exprimés en fonction de grandeurs normalisées selon les relations d'échelle, les amas sont tous décrits par les mêmes profils. Cela traduit leur similarité de structure interne modelée par des processus de formation identiques (effondrement gravitationnel).

Cette prédiction est vérifiée par les observations avec l'exception près que les relations d'échelle ne suivent pas exactement celles prédites par le modèle purement gravitationnel. En effet, on observe des écarts à ces relations d'autant plus qu'on considère des systèmes de faible masse (paragraphe 3.2.2).

Les relations d'échelle se présentent sous la forme générale de loi de puissance $Q = A(z) \times M^{\alpha_Q}$ où Q est l'observable physique, M la masse et $A(z)$ une fonction du redshift. En particulier, dans l'évaluation du pouvoir cosmologique de l'abondance des amas il est important de prendre en compte ces quantités pour la conversion entre l'abondance d'amas en fonction de l'observable $dn/d \ln Q$ et la prédiction de la fonction de masse exprimée en $dn/\ln \sigma^{-1}$ (paragraphe 3.2.4).

Une revue intéressante sur l'observation des amas de galaxies reste celle de C. L. Sarazin de 1988 : *X-ray Emission from Clusters of Galaxies* [87]. Il y dresse le bilan des observations dans les différentes longueurs d'onde ainsi que l'avancée des modèles théoriques décrivant la physique des amas et les relations d'échelle. Depuis, il y a eu des revues plus récentes dont notamment celles de G. M. Voit : *Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies* [106] et de M. Arnaud plus spécifiquement sur l'observation X des amas pour la cosmologie : *X-ray observations of clusters of galaxies* [7], toutes deux de 2005. Du côté de la comparaison observations et simulations numériques, on pourra consulter la revue de Borgani et al 2008 (chapitre 13 de [47]).

3.1 Composants et observations

3.1.1 Observation optique des amas de galaxies

La première identification des amas de galaxies a été en optique avec l'observation de concentration de galaxies dans les constellations de la Vierge et de Coma Berenices qui sont connues aujourd'hui comme les amas de Virgo et de Coma. C'est aussi de l'observation optique des amas que découlent les premiers recensements d'amas sous la forme de catalogues : les catalogues de Abell (Abell 1958 [1], Abell et al 1989 [2]).

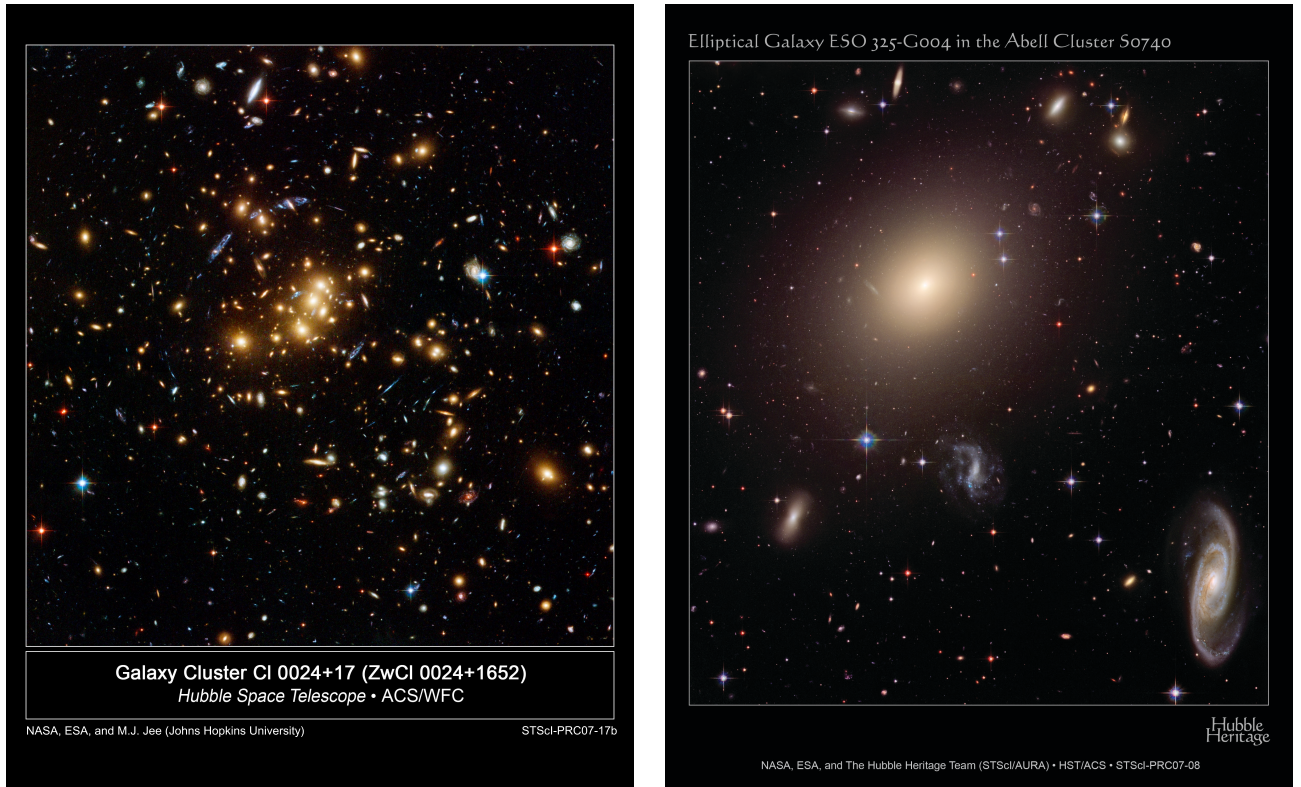


Fig. 3.1 : *Images optiques d'amas de galaxies. A gauche, on voit la population générale de galaxies elliptiques avec les galaxies d'arrière plan subissant l'effet de lentille gravitationnelle du au potentiel gravitationnel important de l'amas. A droite, on voit de plus près la cD (c pour géante et D pour dustless c'est-à-dire avec peu de poussière mais un grand halo) la galaxie centrale principale de l'amas.*

En particulier, la population de galaxies dans les amas renseigne sur son état d'avancement vers l'équilibre. Ainsi, les amas réguliers de forme quasi sphérique apparaissent dominés en leur centre par un galaxie géante elliptique appelée BCG (« *Brightest Cluster Galaxy* »). Ils sont par ailleurs essentiellement composés de galaxies elliptiques rouges, ce qui indique une faible proportion de formation stellaire, avec un rapport galaxies elliptiques E, galaxies lenticulaires SO et galaxies spirales Sp de $E : SO : Sp \sim 3 : 4 : 2$ tandis que les amas irréguliers possèdent un rapport de l'ordre de $E : SO : Sp \sim 1 : 2 : 3$ [87].

L'utilisation de l'information relative aux couleurs des galaxies des amas facilite leur identification en visible et proche infra-rouge (sur figure 3.1 de gauche, on identifie bien les galaxies de l'amas qui apparaissent rouges). En effet, l'identification des amas en tant que concentration de galaxies est soumise aux effets de projection qui fait qu'il n'est pas toujours aisé de déterminer si une galaxie appartient effectivement à un amas ou si elle se trouve uniquement sur la ligne de visée. Une autre information utile est la dispersion de vitesse des galaxies. Une population de galaxies liée par un même potentiel gravitationnel va décrire une distribution de vitesse gaussienne caractérisée par sa dispersion σ_{1D} . En ajustant la distribution de vitesse des galaxies sélectionnées par une distribution gaussienne, on peut rejeter celles qui se trouvent trop excentrées. C'est d'ailleurs comme cela que Zwicky en 1933 a pu déterminer

que la seule masse des galaxies n'expliquaient pas le potentiel gravitationnel total de l'amas Coma. En effet, la dispersion de vitesse des galaxies est liée au potentiel gravitationnel total de l'amas via le théorème du viriel. Si on considère les amas comme des objets isolés, cela s'écrit :

$$2 \times \frac{3}{2} M \sigma_{1D}^2 = G \frac{M^2}{r_G} \quad (3.1)$$

où r_G est calculé par rapport à la séparation des galaxies projetée sur le plan du ciel dans le cas d'une symétrie sphérique $r_G \approx \frac{\pi}{2} M^2 \left(\sum_i \sum_{i < j} \frac{m_i m_j}{r_{\perp, ij}} \right)^{-1}$.

Néanmoins, les amas étant sans cesse en train d'accréter la matière environnante s'écoulant le long des filaments, la masse obtenue par cette égalité n'est pas tout à fait exacte. En particulier, la mesure de la dispersion dépend du nombre de galaxies observées¹. Dans l'idéal, il faudrait une mesure jusqu'au rayon viriel R_V (paragraphe 2.4.1) mais ceci est difficile d'autant plus que les amas à hauts redshifts demandent un temps de pose important et que les amas proches ont une taille virielle sur le ciel qui sort de la couverture du champ².

En effet, plus on va à haut redshift et plus on n'observera que les galaxies les plus lumineuses. Cependant, la distribution de luminosité des galaxies des amas suit la même fonction pour tous les amas. Elle est décrite par la fonction de Schechter (1976), où la densité de galaxies de luminosité comprise dans l'intervalle $[L, L + dL]$ s'exprime :

$$n(L)dL = N^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left[-\frac{L}{L^*} \right] d \left(\frac{L}{L^*} \right) \quad (3.2)$$

où L^* est la luminosité caractéristique et N^* est tel que le nombre de galaxies de luminosité L est $N^* \Gamma(1 - \alpha, L/L^*)$ avec $\Gamma(x, y)$ la fonction gamma incomplète et $\alpha \approx 1$. Il est ainsi possible d'estimer la luminosité optique d'un amas en observant que les galaxies les plus lumineuses et en ajustant leur distribution sur la fonction de Schechter³.

L'observation optique des amas donne aussi accès à un autre estimateur de leur masse par effet de lentille gravitationnelle. Cela est basé sur le principe de la relativité générale prédisant la déviation des rayons lumineux traversant un potentiel gravitationnel Φ d'un angle $\vec{\alpha}$:

$$\vec{\alpha} = \frac{2}{c^2} \int \nabla_{\perp} \Phi dl \quad (3.3)$$

La mesure de l'angle de déflexion dépend de l'intégrale sur la ligne de visée du gradient du potentiel dans le plan perpendiculaire. Ainsi, l'effet de lentille gravitationnelle sonde directement la masse totale des amas. En particulier, cet effet est utilisé pour calibrer la mesure de la masse obtenue via l'hypothèse hydrostatique (paragraphe 3.1.2).

¹Il existe un nombre optimal pour lequel la mesure de la dispersion est suffisamment précise. Il faut donc un minimum de galaxies.

²On peut alors réaliser des mosaïques en observant un même amas en plusieurs fois.

³Il existe aussi une relation entre la masse d'un amas et le nombre de galaxies plus lumineuses que la luminosité caractéristique L^* observées dans un certain rayon qui est choisi fixe. C'est ce que l'on appelle la richesse d'un amas. Ceci implique aussi de la mesure du rapport masse sur luminosité qui n'est pas évident (cf analyse des groupes fossiles) car il dépend, entre autre, de la formation stellaire qui est très modèle dépendant.

3.1.2 Observation X avec l'émission bremsstrahlung du gaz

L'observation des amas dans le domaine du rayonnement X a débuté dès la fin des années 1960 avec la détection de sources X extragalactiques associées aux amas de Perseus et Coma. Très rapidement⁴, les amas de galaxies sont identifiés comme des sources X étendues $d \sim 0.2 - 3 \text{ Mpc}$ ⁵ très brillantes avec une luminosité X pouvant varier de $L_X \sim 10^{43} - 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ provenant d'un milieu ionisé (pas de photo-absorption par du gaz neutre).

L'émission X des amas de galaxies provient du rayonnement de freinage (bremsstrahlung) des électrons libres par les ions du milieu intra-amas (ICM : Intra-Cluster Medium). L'ICM forme un plasma optiquement mince avec une température variant de quelques keV à 10 ou 15keV pour les amas les plus massifs. Il constitue un milieu dilué (avec de l'ordre de 1 atome/litre) où hydrogène et hélium sont complètement ionisés avec une densité électronique évoluant de $\sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ dans les régions intérieures à $\sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ dans les régions plus extérieures.

Une caractéristique intéressante est que l'ICM est enrichi en éléments lourds avec une abondance⁶ typique de $\simeq 0.3Z_\odot$ où Z_\odot est l'abondance solaire. Ceci fait que l'émission thermique des amas est caractérisée par deux composantes :

1. l'émission du continuum dominée par le rayonnement de freinage. L'émissivité à la fréquence ν d'un ion de charge Z dans un plasma avec une température électronique T :

$$\varepsilon_\nu^{ff} = \frac{2^5 \pi e^6}{3m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3m_e k} \right)^{1/2} Z^2 n_e n_i g_{ff}(Z, T, \nu) T^{-1/2} \exp(-h\nu/kT) \quad (3.4)$$

avec n_e et n_i respectivement les densités des électrons et des ions. g_{ff} est le facteur de Gaunt qui corrige des effets quantiques et des effets de collisions sur les grandes distances. Ce dernier est une fonction variant lentement en fonction de la température et de la fréquence.

Lorsque l'énergie des photons devient supérieure à la température $h\nu \gg kT$, on a une coupure exponentielle dont la position dépend fortement de la température en plus du niveau global du continuum à basse énergie. C'est pour cela qu'il faut une bande d'énergie suffisamment large avec $E > k_B T$ pour bien ajuster la coupure exponentielle. Cette composante domine pour les amas plus chauds (typiquement au dessus de 2 à 3 keV) comme on le voit sur la figure 3.2 de gauche.

⁴Les premières observations X étaient faites grâce à des ballons atmosphériques (sensibles uniquement aux *hard X-rays* i.e. $E > 15 \text{ keV}$) et des fusées (les *rockets* dont le temps d'observation n'était que de quelques minutes) parce que le rayonnement X est absorbé par l'atmosphère. *Uhuru* est le premier satellite X et est lancé en décembre 1970.

⁵La détection des amas en X se fait à une certaine fraction de R_{200} . En générale à $r_{max} \lesssim 0.5 \times R_{200}$ avec $R_{200} = 2 - 10 \text{ Mpc}$.

⁶On définit souvent l'abondance ou la métallicité en terme de « [Fe/H] » représentant le logarithme du ratio de l'abondance du Fer comparée à celle du Soleil selon :

$$[Fe/H] = \log_{10} \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_{medium} - \log_{10} \left(\frac{N_{Fe}}{N_H} \right)_{sun}$$

où N_X est le nombre d'atomes de X par unité de volume.

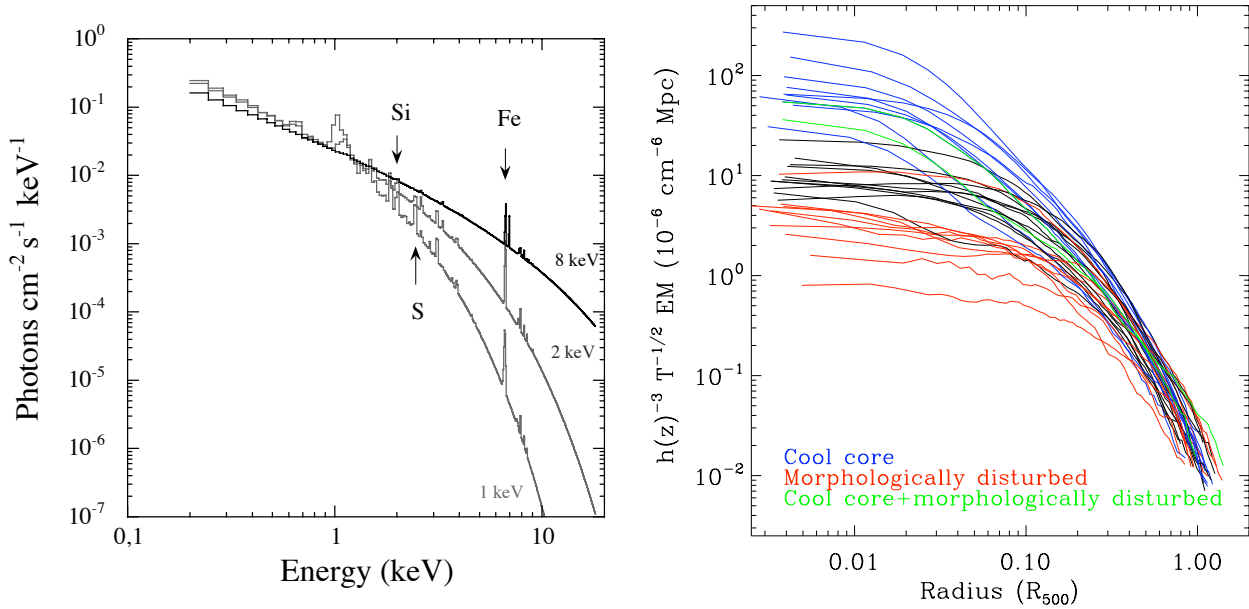


Fig. 3.2 : *A gauche : spectre d'émission d'un plasma mince d'abondance pour différentes températures. Figure extraite de Arnaud 2005 [7]. A droite : profil de mesure d'émission en fonction de l'état dynamique des amas (données du REXCESS). Figure extraite de Pratt et al 2009 [78].*

2. les raies d'émission dont l'intensité dépend de la température et de l'abondance souvent donnée en fonction de l'émission pondérée EW :

$$EW \equiv \int \left(\frac{I_\nu - I_\nu^0}{I_\nu^0} \right) d(h\nu)$$

où I_ν et I_ν^0 sont respectivement les intensités avec et sans la raie. Elles permettent aussi une détermination du redshift. Puisqu'on sait à quelle énergie elles doivent être, en mesurant le décalage du spectre en fonction d'un spectre à $z = 0$, on a le redshift. C'est notamment la détection de ces raies d'émission qui ont attesté de la nature thermique du rayonnement X des amas dans les années 1970⁷. Les raies principales sont celles du Fer K à ~ 6.7 keV et celle du Fer L à ~ 1 keV. Plus on considère des systèmes de températures élevées et moins l'intensité des raies est importante par rapport au niveau du continuum.

L'émission X des amas dépend donc du carré de la densité électronique. En plus de la température⁸ qui comme pour la mesure de la dispersion de vitesse des galaxies σ_{1D} est reliée au

⁷Le satellite Uhuru (1970-1973) était équipé de détecteurs à compteurs proportionnels qui sont des détecteurs gazeux qui détectent les paires d'électrons-ions créées lors du passage d'une particule d'énergie suffisante pour ioniser le gaz. Ils utilisent ensuite le principe d'avalanche de Townsend pour amplifier le signal avant même le passage dans l'électronique. Néanmoins, la résolution spectrale est trop faible pour distinguer entre une émission due à une population d'électrons relativistes avec un spectre en loi de puissance et une émission venant d'un bremsstrahlung avec un spectre thermique en exponentielle.

⁸La température mesurée par l'analyse X est la température spectroscopique. C'est une température moyennée par la mesure d'émission (donc associée à un poids $\propto n_e^2$) et projetée sur le ciel (en plus de la résolution spectrale et spatiale de l'instrument à prendre aussi en compte).

potentiel gravitationnel total de l'amas via le théorème du viriel⁹, l'observation X des amas donne accès au profil de mesure d'émission EM lui-même lié au profil de densité de l'amas par :

$$EM = \int n_e^2 dV \quad (3.5)$$

La figure 3.2 de droite montre ce profil renormalisé par la racine carrée de la température pour un échantillon de 31 amas de galaxies sélectionnés uniquement en fonction de leur luminosité (REXCESS Representative XMM-Newton Cluster Structure Survey, Boehringer et al 2007 [15]).

L'analyse des amas dans le domaine X permet notamment de calculer le profil de masse des amas en utilisant l'hypothèse d'équilibre hydrostatique¹⁰ et de symétrie sphérique des amas (chapitre 5). On peut écrire :

$$\frac{dP_{gas}}{dr} = -\rho_{gas} \frac{d\phi}{dr} = -g\rho_{gas} \quad (3.6)$$

avec $g = GM(\leq r)/r^2$. L'équation d'état des gaz parfaits permet alors d'exprimer la pression en fonction de la densité et de la température :

$$\mu m_{prot} P_{gas} = \rho_{gas} kT \quad (3.7)$$

On obtient un profil de masse :

$$M(\leq r) = -\frac{kT(r)r}{G\mu m_p} \left[\frac{d \ln \rho(r)}{d \ln r} + \frac{d \ln T(r)}{d \ln r} \right] \quad (3.8)$$

3.1.3 Observation millimétrique avec l'effet Sunyaev Zel'dovich

Une autre technique indépendante et efficace pour construire des catalogues d'amas de galaxies est à travers l'effet Sunyaev-Zel'dovich (noté après SZ). Il s'agit d'une anisotropie secondaire du fond diffus cosmologique venant de la diffusion inverse Compton des photons venant de la surface de dernière diffusion par les électrons du gaz chaud intra-amas. Bien que dès la découverte du fond diffus cosmologique en 1965, la distorsion du spectre de corps noir du fond diffus cosmologique par la présence de gaz chaud inter-stellaire ait été prédite

⁹On définit, par ailleurs, le paramètre $\beta \equiv \mu m_p \sigma_{1D}^2 / k_B T$. Ce paramètre intervient pour décrire le profil de densité des amas. Cependant le calcul de sa valeur de cette manière est lié à une hypothèse d'isothermalité alors les amas montrent un profil de température $T(r)$. Cette valeur est alors directement ajustée sur les profils.

¹⁰Cette hypothèse est en générale bien vérifiée pour les amas de galaxies pour lesquels le temps caractéristique pour qu'une onde acoustique traverse un amas de diamètre D et de température T , donnée par

$$t_s \approx 6.6 \times 10^8 \text{ yrs} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^{-1/2} \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right),$$

est inférieur au temps caractéristique de refroidissement par rayonnement thermique t_{cool} [87]. On mesure des biais sur la masse obtenue par cette hypothèse inférieurs ou égale à 10% (*e.g.* [104]).

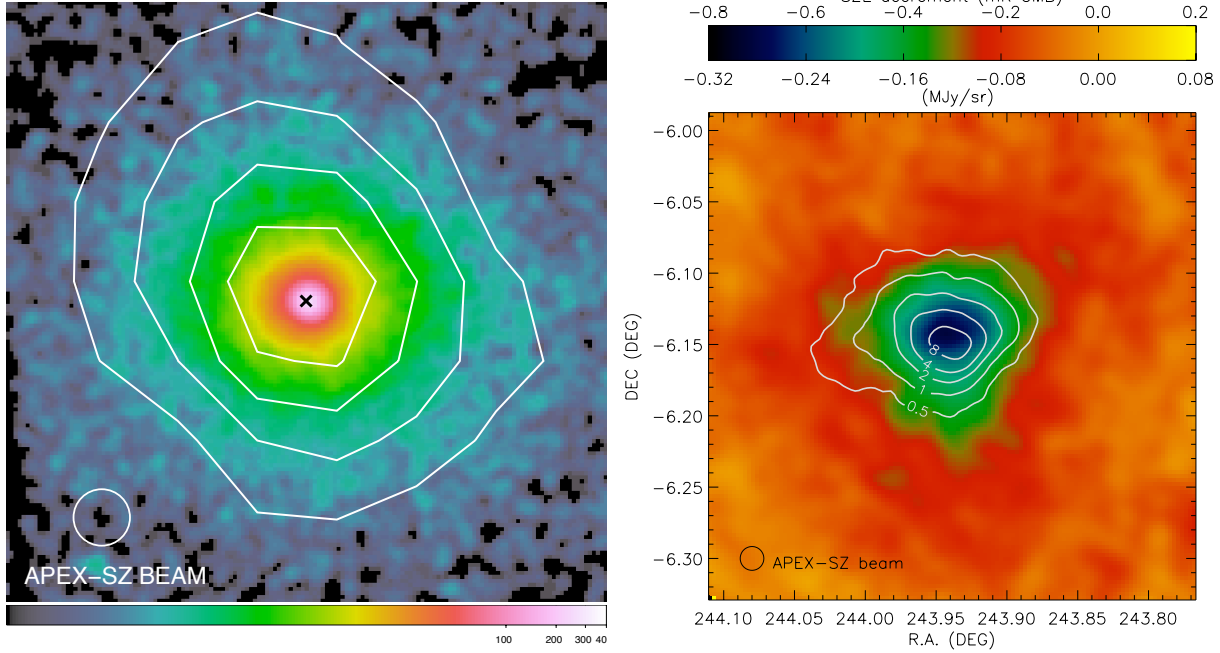


Fig. 3.3 : Observation multi-longueurs de Abell 2163. A gauche : superposition des contours SZ avec APEX à 150GHz sur l'image obtenue avec la caméra MOS1 de XMM-Newton. A droite : superposition des contours de brillance dans la bande 0.5-2 keV obtenus avec le satellite XMM-Newton et de la carte SZ obtenue avec APEX à 150GHz. On voit que le signal SZ à cette fréquence est un décrétement. Le cercle en bas à gauche de chaque figure représente la taille du lobe calculée pour APEX. Figures tirées de Basu et al 2010.

(Weymann 1965, 1966), c'est Sunyaev et Zel'dovich en 1970 (Sunyaev et Zel'dovich 1970, 1972, 1980) qui l'associent aux amas de galaxies et proposent ainsi une nouvelle fenêtre à leur observation.

En réalité, il existe plusieurs effets SZ :

- l'effet SZ thermique provenant de l'énergie cinétique des électrons du gaz intra-amas et qui dépend donc de la température électronique de l'amas. Il est du même ordre de grandeur que les anisotropies du fond diffus cosmologique avec $\Delta T_{SZ;therm}/T_{CMB} \sim 10^{-5}$
- l'effet SZ cinétique dû au mouvement de l'amas dans le référentiel du fond diffus cosmologique. C'est un effet dipolaire qui fait intervenir la vitesse radiale de l'amas. Il est plus faible que l'effet thermique avec $\Delta T_{SZ;cin}/\Delta T_{SZ;therm} \sim 10^{-1}$.
- les effets SZ polarisés. Ce sont des effets quadrupolaires qui peuvent être soit dus au quadrupole du fond diffus cosmologique lui-même ou bien venir du mouvement des amas par rapport au fond diffus cosmologique. Leur amplitude est encore plus faible que l'effet SZ cinétique avec $\Delta T_{SZ;pol}/\Delta T_{SZ;cin} \sim 10^{-2}$

Chacun de ces effets est indépendant du redshift de l'amas considéré et ils sont tous caractérisés par une dépendance spectrale différentes. Ici, on ne s'intéressera qu'à l'effet SZ thermique (qu'on notera tout simplement effet SZ).

Ainsi, l'effet SZ qui nous intéresse principalement ici dépend de la probabilité que possède un

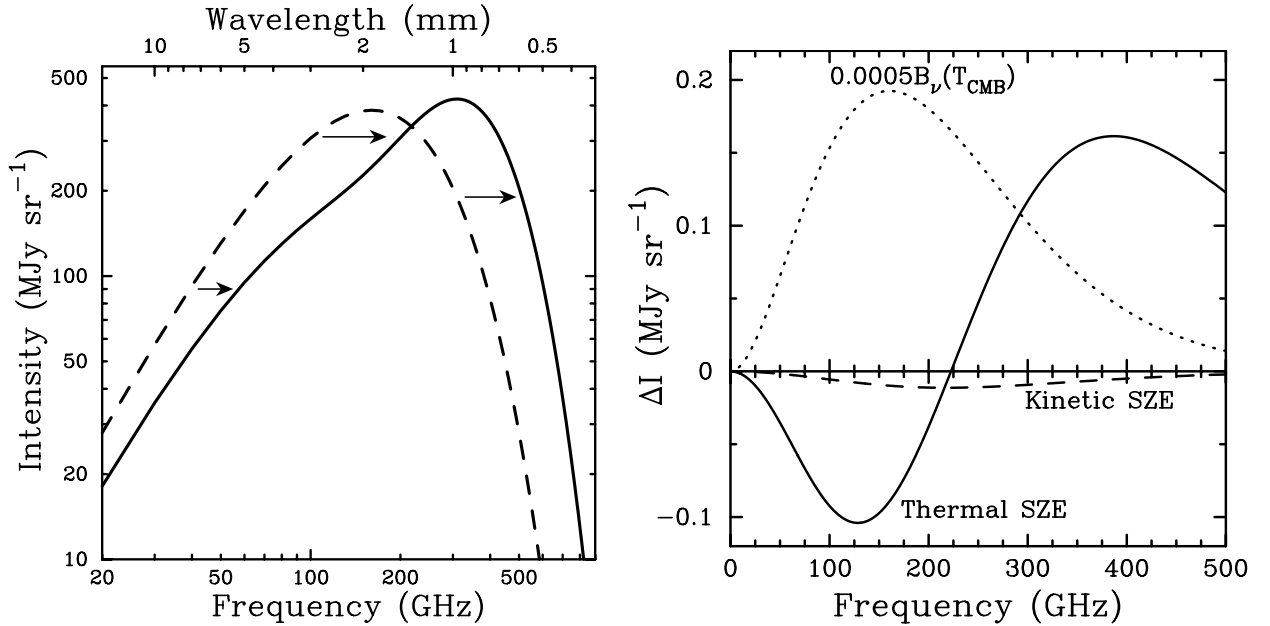


Fig. 3.4 : A gauche, le spectre de corps noir du fond diffus cosmologique non perturbé (pointillé) et déformé par effet SZ par un amas 1000 fois plus massif qu'un amas typique. A droite, la différence des intensités ΔI_{SZ} avec en tirets l'effet SZ cinétique et en trait continu l'effet SZ thermique. En pointillés, le spectre de corps noir multiplié par 0.0005. Figure extraite de Carlstrom, Holder et Reese 2002[22]

photon d'être diffusé par un électron et de la quantité d'énergie qu'il peut gagner en moyenne. La distorsion spectrale produite par l'effet SZ s'écrit alors :

$$\frac{\Delta I_{SZ}}{I_0} = g(x) \times y \quad \text{où} \quad y \equiv \int \frac{k_B T}{m_e c^2} n_e \sigma_T dl \quad (3.9)$$

où $I_0 = 2(k_B T_{CMB})^3 / (hc)^2$ est l'intensité du spectre de corps noir et $x \equiv h\nu / (k_B T_{CMB})$ est la fréquence normalisée. On prend $T_{CMB} = 2.725\text{K}$ la température du corps noir du fond diffus cosmologique. y définit le paramètre Compton et l'intégration se fait sur la ligne de visée.

La distorsion spectrale due à l'effet SZ est calculée à partir de l'équation de Kompaneets qui décrit la variation du nombre d'occupation des photons induit par une diffusion. Le cas des amas excédant $T \gtrsim 10\text{keV}$ nécessite un calcul relativiste. Néanmoins, on ne le prend pas en compte ici car les amas excédants cette température sont rares.

On a pour le cas non relativiste :

$$g(x) = \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) \quad (3.10)$$

Cela se traduit comme montré sur la figure 3.4. On mesure un décrement pour des fréquences $\nu < 217\text{GHz}$ et un incrément au dessus.

Ainsi, l'observable pourvue par l'observation SZ des amas est l'intégrale du paramètre Compton sur la taille angulaire des amas Y_{SZ} :

$$Y_{SZ} = \int y d\Omega = \frac{1}{D_a^2(z)} \frac{k_B \sigma_T}{m_e c^2} \int_S \int_{los} T_e(r) n_e(r) dl dS \quad (3.11)$$

Depuis les premières observations d'amas par effet SZ (*e.g.* DIABOLO Désert et al 1998 [32], OVRO et BIMA Carlstrom et al 2000 [23]), on aboutit, maintenant, à la détection de nouveaux amas notamment avec les expériences comme SPT (Staniszewski et al 2009 [92]) et Planck (chapitre 4). L'effet SZ ouvre une nouvelle fenêtre à l'observation des amas. Il présente une complémentarité avec l'observation dans le domaine X car il varie comme $\propto n_e$ contre $\propto n_e^2$ pour les X. Les X sont donc davantage sensibles à ce qu'il se passe au coeur des amas tandis que l'effet SZ permet de sonder les régions plus externes.

De plus, du fait que la brillance de surface d'un amas observé par effet SZ est indépendante du redshift, l'effet SZ permet de sonder des amas se situant à plus haut redshift¹¹.

3.2 Relation d'échelle et profils des amas de galaxies

3.2.1 Où la physique des baryons est oubliée : le modèle auto-similaire

Le modèle auto-similaire des amas part de l'hypothèse que les propriétés thermodynamiques du milieu intra-amas ICM sont déterminées uniquement par la gravité avec le gaz chauffé à des températures vérifiant le théorème du viriel durant l'effondrement gravitationnel du halo de matière noire (Kaiser 1986 [48]). On l'appelle ainsi « auto-similaire » parce que la théorie de la gravitation n'ayant (en tout cas dans la relativité générale...) aucune échelle privilégiée¹², les amas de différentes masses doivent représenter une population auto-similaire dans le sens où ils sont différentes versions renormalisables des uns des autres.

Les relations d'échelle :

La définition de la masse des amas en tant que système continuant à accréter de la matière le long des filaments, n'est pas aisée. Comme souligné dans Tinker et al 2008[95], la dynamique des amas (permettant d'expliquer les relations d'échelle) préfère la définition de la masse par rapport à la densité critique ρ_c plutôt qu'à la densité moyenne $\bar{\rho}_m$.

¹¹En effet, la brillance de surface en X ou en optique varie en $\propto 1/(1+z)^3$.

¹²Si on considère, en plus, un spectre de puissance approximativement indépendant d'échelle dans Kaiser : « for a class of initial conditions which are at least approximately scale-free ». C'est le cas typique d'un univers type Einstein de Sitter avec $\Omega_T = \Omega_M = 1$. Dans ce cas aucune échelle n'est introduite pour la formation des structures.

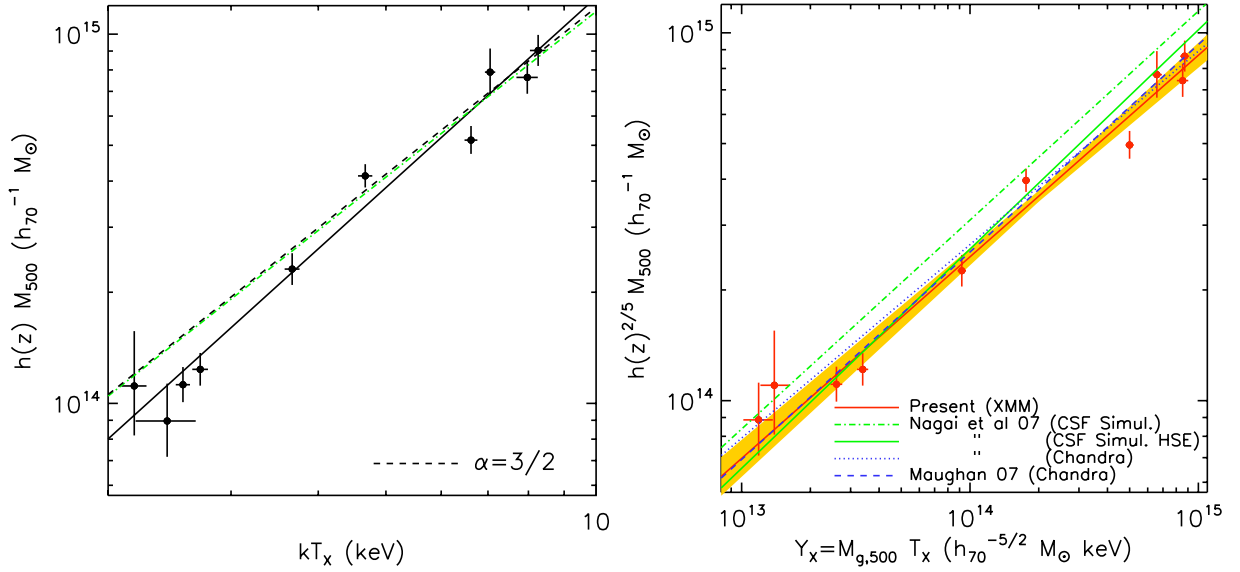


Fig. 3.5 : Relation d'échelle déduite de l'analyse des données X d'un échantillon local de 10 amas relaxés avec $k_B T = [2 - 9]$ keV. A gauche relation entre la température et la masse à R_{500} . Figure extraite de Arnaud et al 2005[10]. Comparaison de la pente prédite par le modèle auto-similaire et la pente dérivée de l'analyse des données. A droite relation entre Y_X et la masse. En jaune la dispersion à 1σ . En vert comparaison avec la prédictions des simulations numériques incluant la formation stellaire de Nagai et al 2007. En lignes continues la masse gravitationnelle des simulations et en tirets la masse modélisée selon une analyse X i.e. avec l'hypothèse d'équilibre hydrostatique. Figure extraite de Arnaud et al 2007 [11]

Ainsi on définit M_{Δ} , la masse d'un amas à un redshift z telle qu'elle s'écrive :

$$M_{\Delta} = \frac{4\pi}{3} R_{\Delta}^3 \Delta \times \rho_c(z) \quad (3.12)$$

où Δ est la surdensité prise par rapport à la densité critique $\rho_c(z)$. On rappelle que $\rho_c(z) = \rho_{c,0} \times E^2(z)$ avec $E^2(z) = [(1+z)^3 \Omega_M + (1+z)^2 \Omega_k + \Omega_{\Lambda}]$ dans le cas du Λ CDM .

On en déduit :

$$r_{\Delta} \propto M_{\Delta}^{1/3} E^{-2/3}(z) \quad (3.13)$$

et suivant le théorème du viriel :

$$\frac{G \mu m_p M_{\Delta}}{2R_{\Delta}} = \beta_T k_B T$$

où β_T est une constante qui dépend de la structure des amas ¹³ et qui dans l'optique où les amas ont tous la même structure (i.e. même profil) est une constante universelle. On obtient naturellement la relation masse température M-T :

$$M_{\Delta} \propto T^{3/2} E^{-1}(z) \quad (3.14)$$

¹³On peut le montrer dans le cas de la sphère isotherme

On obtient ainsi une relation entre la luminosité X, définie par l'intégration de l'émissivité X sur le volume de l'amas, et la température :

$$L_X = \int \epsilon^{ff} dV \propto \int \rho_g^2 \Lambda(T) dV \quad (3.15)$$

où ρ_g est la densité de gaz et $\Lambda(T) \propto \sqrt{T}$ la fonction de refroidissement par émission bremsstrahlung. Avec l'hypothèse que le gaz suit la distribution de matière noire, on peut écrire $\rho_g(r) \propto \rho_{DM}(r)$. On en déduit une relation luminosité-température telle que :

$$L_X \propto M_{\Delta} \rho_c T^{1/2} \propto T^2 E(z) \quad (3.16)$$

On peut aussi déduire une relation liant le flux SZ avec la masse totale des amas. En supposant les amas isothermes $T_e(r) = T_e$, on peut écrire :

$$\int T n_e dldS = T \times \frac{1 + \frac{2}{\mu}}{5m_p} M_{gaz}$$

où la surface apparente de l'amas reliée à sa surface physique par la distance angulaire $d\Omega = \frac{dS}{D_A^2}$. On considère que la composante baryonique des amas est représentative de celle de l'Univers. Ainsi, la masse du gaz (qui contient l'essentiel de la masse baryonique de l'amas) est reliée à la masse totale de l'amas M par :

$$M_{gaz} = f_g \times \frac{\Omega_b}{\Omega_{Mtot}} M$$

où $f_g = 0.9$ est la fraction des baryons dans le gaz (les 10% restant sont sous forme stellaire). On a donc d'après l'équation 3.11 :

$$Y = \frac{k_B \sigma_T}{m_e c^2} \frac{1}{D_A(z)^2} \frac{1 + \frac{2}{\mu}}{5m_p} f_g \frac{\Omega_b}{\Omega_{Mtot}} T M \quad (3.17)$$

$$Y \propto M^{5/3} \left(\frac{E(z)^{1/3}}{D_A(z)} \right)^2 \quad (3.18)$$

Les profils des amas :

L'auto-similarité des amas de galaxies se manifeste dans l'existence de profils universels répercutant la similarité du processus d'accrétion. C'est ce qu'on voit dans les simulations mais aussi dans les données comme le montre le profil de mesure d'émission figure 3.2 et le profil de masse figure 3.6.

Un profil fard pour décrire la distribution de matière dans les amas, et plus particulièrement la distribution du gaz, est le profil β . Ce profil présente l'avantage d'avoir été introduit de manière physique avec la description des amas comme des sphères isothermes en équilibre

hydrostatique. L'équation décrivant un tel système s'écrit¹⁴ :

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = -e^{-\psi}$$

où $\psi = \Phi/\sigma_r^2$, avec Φ le potentiel gravitationnel total et σ_r la dispersion de vitesse radiale des galaxies ; $\xi \equiv 4\pi G\rho_0 r/\sigma_r$ avec ρ_0 la densité centrale. Cette équation ne possède pas de solution analytique et donne une masse infinie. King propose en 1962 une approximation analytique telle que le potentiel prenne la forme :

$$\Phi(r) = -\Phi_0 \frac{\ln(x + (1 + x^2)^{1/2})}{x}$$

où $x = r/r_C$, on a introduit le rayon de coeur r_C , défini de manière à ce que la densité diminue de moitié en $r = r_C$.

L'équilibre hydrostatique avec la symétrie sphérique et l'hypothèse d'isothermalité nous donnent alors

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} = -\frac{\mu m_p}{kT_g} \frac{d\Phi(r)}{dr} \quad (3.19)$$

On obtient alors une distribution de gaz selon le profil :

$$\rho_g(r) = \rho_0 \left(1 + \left(\frac{r}{r_C} \right)^2 \right)^{-3/2\beta} \quad (3.20)$$

avec $\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{kT}$ le rapport entre l'énergie par unité de masse du gaz et des galaxies (qui dans le cas isotrope est juste donnée par σ_r). Ce profil est montré figure 4.2, chapitre 4. Pour $r \ll r_C$, le profil décrit un coeur (un plateau) avec une densité constante $\rho_g(r) = \rho_0$. Pour $r \gg r_C$, la densité varie en $\rho_g(r) \propto r^{-3\beta}$. La distribution des galaxies est quand à elle directement donné par le profil de King telle que $\rho_{gaz} = \rho_{gal}^\beta$ [24].

Le profil de densité du gaz ainsi exprimé donne accès à toutes les quantités mesurables lors d'une analyse des données X d'amas [87]. Par exemple le profil de brillance de surface prend simplement la forme suivante [7] :

$$S(\theta) = S_0 \left(1 + \left(\frac{\theta}{\theta_C} \right)^2 \right)^{-3\beta+1/2}$$

où θ est le rayon projeté sur le ciel en arcmin selon $\theta = r/D_A$. La valeur moyenne sortant de ces ajustements sur les données est $\langle \beta_{fit} \rangle = 2/3$, ce qui correspond à une distribution du gaz plus étendu que celle des galaxies.

¹⁴Il ne s'agit pas exactement de l'équation d'une sphère isotherme qui possède une solution en loi de puissance qui diverge au centre. On obtient cette équation en considérant une distribution de matière suivant celle des galaxies à l'intérieur de l'amas dans l'équation de Poisson. Les galaxies sont telles que leur distribution de vitesse est gaussienne et isotrope donc entièrement caractérisée par leur dispersion radiale σ_r .

Bien que ce modèle émerge d'une image physique cohérente des amas (avec de nombreuses hypothèses notamment celle d'isothermalité du gaz), il est aujourd'hui utilisé surtout en tant que fonction analytique permettant d'ajuster les observations X et le paramètre β n'est ainsi plus interprété comme le rapport énergie par unité de masse du gaz sur celle des galaxies. En particulier, les observations révèlent une distribution du gaz davantage piquée au centre que le simple modèle avec coeur du modèle β . On peut ainsi relever dans la littérature de nombreux profils inspirés du modèle β mais ajoutant davantage de liberté pour mieux décrire le coeur des amas. On peut citer le modèle « AB » de Pratt & Arnaud 2002 [75] qui remplace le coeur à bas rayon par un comportement en loi de puissance ($\rho_g(r) \propto r^{-\alpha}$) :

$$\rho(r) = \rho_0 (r/r_C)^{-\alpha} \left[1 + (r/r_C)^2 \right]^{-3\beta/2 + \alpha/2} \quad (3.21)$$

Ou encore, le modèle de Vikhlinin et al 2006 qui sera détaillé dans le chapitre 5. Bien que non issus de modèles physiques, ces profils cherchent à mieux décrire la distribution de la matière au sein des amas afin, d'ensuite, la comparer avec le résultat de simulations numériques de plus en plus complexes [28] (notamment du fait de la physique du gaz voire paragraphe suivant).

En particulier, un profil intéressant et largement utilisé pour ajuster les observations, est le profil de densité de matière noire NFW (Navarro et al 1997 [65]) issu des simulations numériques à N corps. Il est d'autant plus intéressant qu'il possède deux paramètres et que le modèle du halo caractérise les amas avec deux grandeurs typiques liées à la masse du halo et à sa taille au moment de l'effondrement. Le profil NFW ajuste les profils de densité de matière noire pour une grande dynamique de masse et de cosmologies avec :

$$\rho_{DM}(r) = \frac{\rho_s}{(R/R_s)(1 + R/R_s)^2} \quad (3.22)$$

telle que ρ_s et R_s sont respectivement une densité et un rayon spécifiques reliés à l'époque de formation de l'amas. Pour $R \ll R_s$, $\rho_{DM} \propto R^{-1}$ et à grand rayon $R \gg R_s$, $\rho_{DM} \propto R^{-3}$. R_s correspond au rayon où la pente du profil de densité en échelle logarithmique vaut -2.

En particulier, on définit le paramètre de concentration par $c_\Delta = R_\Delta/R_s$. On peut écrire $\rho_s \equiv \rho_c(z)\delta_c$ qui est relié au paramètre de concentration :

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c_{200}^3}{\ln(1 + c_{200}) - c_{200}/(1 + c_{200})}$$

Il existe une relation entre la concentration et la masse des amas attendue d'après les simulations numériques basées sur la formation des structures dirigée par la matière noire (Bullock et al 2001 [19]). Comparer cette prédiction des simulations aux observations permet d'éprouver ce paradigme.

La figure 3.6 montre justement les profils de masse déduits de l'analyse de données X pour plusieurs amas de températures allant de 1.5 keV à 9 keV (données de Pointecouteau et al 2005 [73] auxquelles j'ai ajouté celles des deux groupes fossiles du chapitre 5). A gauche, on voit ces profils en unités ordinaires de la masse en masse solaire et du rayon en kpc. A droite, on voit ces mêmes profils renormalisés en fonction de leur masse à $\Delta = 500$ et

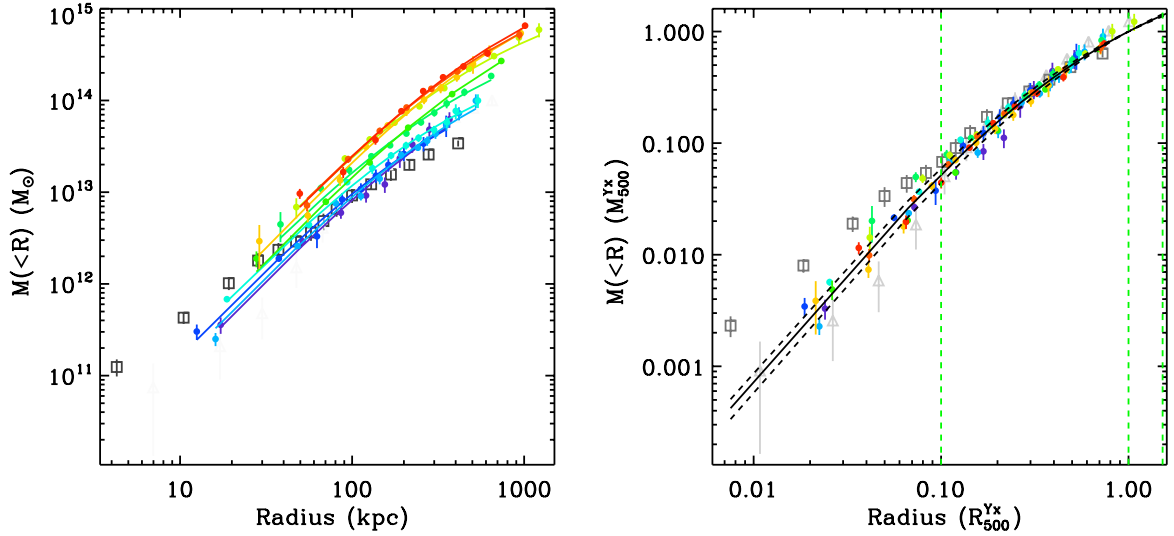


Fig. 3.6 : *A gauche : profil de masse universel non renormalisé. A droite : renormalisé avec M_{500} et R_{500} . En couleur, les données viennent de Pointecouteau et al 2005 [73]. Du bleu au rouge la température varie de 2 keV à 9 keV. En gris les données analysées durant cette thèse. Les carrés sont les données de RXCJ2315.7-0222 ($kT \simeq 1.5$ keV) et les triangles sont celles de RXCJ0216.7-4749 ($kT \simeq 2$.keV). En ligne continue, on a tracé le profil NFW moyen et en tirets la dispersion à 1σ .*

du rayon correspondant. Les profils suivent tous un profil universel comme trouvé dans les simulations numériques (profil NFW). Néanmoins, on remarque que la dispersion autour de ce profil augmente à bas rayon typiquement pour $R \leq 0.1 \times R_{500}$.

3.2.2 Où on la retrouve...

Le modèle du halo décrit une formation des amas en deux étapes :

1. expansion de la surdensité suivant l'expansion générale jusqu'à une taille maximale
2. effondrement gravitationnel de la surdensité conduisant à la formation d'une structure liée et virialisée

Durant ces deux étapes, il n'y a pas de physique dissipative¹⁵. Cependant, les baryons peuvent dissiper de l'énergie par rayonnement thermique ce qui conduit à une diminution de la température et donc une augmentation de la densité de baryons au coeur pour maintenir l'équilibre de pression.

Ce dernier point constitue toute une physique de l'ICM négligée dans l'approximation du modèle purement gravitationnel qui modifie les conclusions précédentes. Les amas de galaxies forment toujours une population auto-similaire comme le montrent les observations mais les relations d'échelle s'en trouvent modifiées.

¹⁵On considère qu'il y a conservation de l'énergie gravitationnelle durant l'effondrement.

En particulier, les relations ne sont pas équivalentes. En effet, la luminosité est très sensible à ce qu'il se passe dans le coeur (puisque $L_X \propto \rho_g^2$) tandis que la température est une observable un peu plus robuste¹⁶. Une observable particulièrement robuste est celle basée sur la pression. En effet, on peut traiter l'ICM comme une distribution de gaz homogène en équilibre de pression dans le potentiel de l'amas. Donc typiquement le flux SZ : $Y \equiv \int P dld\Omega$ ou l'équivalent X : $Y_X \equiv M_g \times T$ constituent des estimateurs de la masse des amas fiables (*e.g.* Kravtsov et al 2006 [53], Nagai et al 2007 [63], Arnaud et al 2007 [11]).

Arnaud et al 2010 [12] donnent la relation liant Y_X au flux SZ Y :

$$\frac{Y D_A^2}{Y_X} = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \frac{1}{\mu_e m_p} \frac{\langle n_e T \rangle}{\langle n_e \rangle_{R_{500}} T_X} \quad (3.23)$$

où la moyenne est faite sur le volume de l'amas. Ainsi, le modèle auto-similaire prédit une relation en $Y_X \propto M^{5/3} \times E(z)^{2/3}$.

Les relations masse- Y_X et masse - température (équation 3.14) déduites des observations sont respectivement [10] [11] :

$$h(z)^{2/5} M_{500} = 10^{14.556 \pm 0.015} \left(\frac{Y_X}{2 \times 10^{14} \text{ M}_\odot \text{ keV}} \right)^{0.548 \pm 0.027} \quad (3.24)$$

$$h(z) M_{500} = 3.84 \pm 0.14 \times \left(\frac{k_B T}{5 \text{ keV}} \right)^{1.71 \pm 0.09} \quad (3.25)$$

où $k_B T$ est la température spectroscopique mesurée dans $[0.1, 0.5] \times R_{200}$ et $h(z) \equiv H(z)/H_0$ et en considérant le modèle Λ CDM avec $\{H_0, \Omega_M, \Omega_\Lambda\} = \{70 \text{ km.s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}, 0.3, 0.7\}$.

Pour bien contraindre les relations d'échelle, il est important d'avoir une gamme en masse (et en redshift si on veut contraindre la dépendance en redshift *i.e.* l'évolution des relations d'échelle) suffisamment large. En effet, pour illustrer ce point, Arnaud et al 2005 [10] évaluent la relation d'échelle masse-température en se restreignant à un sous-échantillon d'amas massifs de température $k_B T \geq 3.5 \text{ keV}$. Ils trouvent une pente $\alpha = 1.49 \pm 0.15$ ce qui est plus en accord avec les prédictions du modèle purement gravitationnel.

Il apparaît clairement que les systèmes de plus faibles masses sont plus sensibles à la physique tardive du gaz.

Ceci se manifeste aussi dans les profils. Plus on diminue en masse et plus on considère le centre des amas, plus l'écart avec les prédictions purement gravitationnelles se creuse. Le classement des amas en fonction de leur propriétés (relaxé, morphologie, cool core, perturbé etc...) et l'excision du centre permet de réduire la dispersion.

¹⁶Surtout s'il est possible d'obtenir un profil de température qui combiné au profil de densité permet de calculer la masse via l'hypothèse hydrostatique (avec un biais sur la masse de l'ordre de $\sim 10\%$ dû à la violation de cette hypothèse).

3.2.3 L'entropie

Une quantité particulièrement intéressante dans le processus de compréhension de la physique du gaz est la mesure de « l'entropie astrophysique » définie¹⁷ par :

$$K \equiv k_B T n_e^{-2/3} \quad (3.26)$$

L'entropie est très intéressante parce qu'elle reflète l'histoire thermodynamique du gaz.

Dans le modèle d'accrétion uniforme, on se place dans un contexte où le gaz est distribué uniformément et suit l'évolution de la surdensité dans la distribution de matière noire. On reprend alors le formalisme de l'effondrement sphérique du chapitre 2 où chaque couche concentrique contient une fraction de baryons $f_b = \Omega_b/\Omega_M$.

Si le gaz possède une pression initiale négligeable (gaz froid), l'entropie résulte uniquement du choc d'accrétion survenant une fois que la couche a atteint son rayon maximal r_{ta} puis s'effondre (paragraphe 2.4.1). En écrivant les équations aux limites avant et après le choc d'accrétion, on peut calculer l'entropie à un instant t [106] :

$$K_{sm} = \frac{v_{ac}^2}{3(4\rho_1)^{2/3}} = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi G^2}{f_g} \right)^{2/3} \left[\frac{d \ln M}{d \ln t} \right]^{-2/3} (Mt)^{2/3} \quad (3.27)$$

où $\dot{M}_g \equiv f_b \dot{M}$ est le taux d'accrétion du gaz, ρ_1 est la densité du gaz avant le choc d'accrétion et T_2 la température après le choc. On a $r_{ac} \sim r_{ta}/2$ comme dans le modèle d'effondrement sphérique et on a supposé que la vitesse finale du gaz dans le référentiel du système est nulle.

De cette expression, on déduit plusieurs caractéristiques concernant l'entropie :

1. l'entropie générée est une fonction croissante du temps ;
2. elle ne dépend que de l'histoire d'accrétion du gaz avec la fonction $M(t)$. Donc pour un même mécanisme d'accrétion, on s'attend à avoir des profils d'entropie similaires qui se superposent lorsqu'on s'intéresse aux quantités sans dimension (normalisées).

Ensuite, si le gaz est préchauffé avant son accrétion, il possède une entropie initiale K_1 non nulle qui va modifier les équations aux limites de telle manière que :

- si $K_1 \lesssim K_{sm}$, le choc d'accrétion va ajouter à l'entropie de l'équation 3.27 un terme $0.84K_1$ (Dos Santos & Doré 2002, Voit et al 2003)
- si $K_1 \gtrsim K_{sm}$, il n'y a pas de choc d'accrétion et cela va conduire à la présence d'un cœur isentropique.

Le préchauffage des baryons introduit une échelle particulière telle que les systèmes de plus basses températures vont y être plus sensibles que les systèmes de hautes températures avec $k_B T \gg \epsilon_H$. Leur refroidissement qui conduit à la formation d'étoiles retire naturellement le gaz de basse entropie et se manifeste aussi par la formation d'un seuil.

¹⁷L'« entropie astrophysique » correspond à la constante de proportionnalité de l'équation d'état d'un gaz monoatomique adiabatique $P = K \rho_g^{5/3}$. Ainsi, elle est relié à l'entropie thermodynamique selon $S_{thermo} = k_B \ln K^{3/2} + s_0$ où s_0 est une constante.

On s'attend à ce que le modèle d'accrétion uniforme surestime l'entropie réelle. En effet, l'accrétion de matière ne se fait pas en couches concentriques mais plutôt le long des filaments. Pour une même quantité de gaz accrétée, la densité moyenne dans le cas d'uniforme est donc plus faible.

Voit et al 2005 [107] ont calculé la ligne de base du profil d'entropie en l'absence de physique dissipative du gaz. Ils trouvent :

$$K(r) = 1.32 \times K_{200} \left(\frac{r}{R_{200}} \right)^{1.1} \quad \text{avec} \quad K_{200} = 362 \text{ keV cm}^2 \frac{T_X}{1 \text{ keV}} \left(\frac{T_{200}}{T_X} \right) \times \left[\frac{H(z)}{H_0} \right]^{-4/3} \left(\frac{\Omega_M}{0.3} \right)^{-4/3} \quad (3.28)$$

Lorsqu'on compare cette prédiction avec les observations, on remarque un excès d'entropie d'autant plus important qu'on considère des systèmes de basses masses ([77]).

3.2.4 Impact sur la cosmologie

La dépendance exponentielle de la fonction de masse avec le facteur de croissance linéaire des structures et donc des paramètres cosmologiques impliqués fait d'elle une grandeur intéressante à mesurer pour contraindre la cosmologie. Néanmoins, il faut aussi noter que cette abondance d'amas est donnée en fonction de la masse de ces derniers. Ainsi, toutes les erreurs systématiques dans la mesure de la masse incluant aussi les problèmes de définition de la masse sont exponentiellement amplifiés dans la pente [39][3].

Ainsi, les sources d'erreurs se situent à différents niveaux :

1. au stade de la mesure de l'observable qui dépend de l'instrument ;
2. au niveau de la relation d'échelle pour cela il est préférable d'utiliser une observable robuste à la physique du gaz et présentant une faible dispersion ;
3. au niveau de la fonction de masse elle-même.

Le modèle d'observation présenté dans le chapitre 4 concerne le premier point et aborde le second en terme d'erreurs systématiques sur la mesure des paramètres cosmologiques.

En particulier, pour le second point, il est possible d'envisager des relevés d'amas suffisamment importants pour être en mesure de contraindre à la fois les paramètres cosmologiques et les relations d'échelle. On ré-exprime la relation M-Y sous la forme :

$$Y \propto f_g T_* M^{\frac{5}{3} + \alpha} \frac{E_{\frac{2}{3}}(z)}{D_A^2(z)} (1+z)^\gamma \quad (3.29)$$

où T_* est un paramètre de chauffage du gaz non gravitationnel, γ un paramètre pour caractériser un écart à l'évolution standard de la relation d'échelle et α un paramètre caractérisant un écart à la pente en échelle logarithmique.

Enfin, le dernier point, comme déjà souligné dans le chapitre précédent, requiert le développement des simulations numériques.



Fig. 3.7 : *René Magritte*

4

Modele d'observation des amas SZ

4.1 Introduction

Le but de cette partie est de caractériser les catalogues d'amas de galaxies qui vont être réalisés avec les différentes expériences SZ comme Planck. En effet, il est primordial de définir précisément ces catalogues afin d'utiliser leur pouvoir statistique pour contraindre la cosmologie avec l'abondance des amas. Il s'agit de visualiser, quantifier et de comprendre quelles systématiques touchent la détection des amas par effet SZ. Cela met en jeu le signal des amas eux-mêmes qui, sur le ciel aux longueurs d'ondes millimétriques, est du même ordre de grandeur que les anisotropies primaires du fond diffus cosmologique, mais aussi les caractéristiques instrumentales et l'algorithme utilisé pour extraire les amas des cartes.

Dans ce chapitre, on propose une caractérisation des catalogues d'amas détectés en terme de trois quantités :

- la photométrie quantifie la précision avec laquelle on reconstruit le flux des amas
- la complétude est une évaluation de l'efficacité de détection des amas en fonction de leurs propriétés. Ici, on se place dans le plan $\{Y - z\}$.
- la contamination nous donne le taux de fausses détections dans le catalogue des sources détectées en fonction de leur flux

Afin de mesurer toutes ces grandeurs, on fait tourner une simulation Monte-Carlo de toute la chaîne d'extraction des amas dans des cartes simulées du ciel observé. On choisit trois expériences types de relevés bolométriques d'amas SZ représentatives d'une expérience grand champ basse résolution angulaire (Planck), d'un relevé profond à résolution intermédiaire (Olimpo) et d'un relevé au sol haute résolution (SPT).

Le calcul de ces différentes grandeurs repose sur l'identification des amas détectés parmi toutes les sources brillantes du catalogue reconstruit. Pour cela, on a mis au point une procédure d'association des amas simulés avec leur contre-partie détectée utilisant l'information sur leur position dans les cartes ainsi que leur taille sur le ciel et leur flux SZ. Cette étape intermédiaire est primordiale car c'est par elle qu'on évalue quels sont les amas détectés et quelles sont les fausses détections ainsi que la correspondance entre le flux simulé d'un amas et son flux reconstruit.

On présente les résultats de la photométrie et de la complétude sous forme de fonctions paramétriques dont on ajuste les paramètres en fonction des propriétés des amas (typiquement flux et redshift) pour chaque expérience.

Ces deux quantités, avec l'information de la contamination du catalogue détecté, constituent le modèle d'observation. Au delà de la compréhension des données contenues dans les futurs catalogues d'amas SZ, ce modèle permet de faire le lien direct entre la prédiction de la distribution d'amas venant des modèles cosmologiques et les catalogues observés par les expériences.

Pour une abondance théorique d'amas $dN_{th}/dzdY_{th}$ et une expérience donnée, on aura un nombre théorique d'amas N_{th} et un nombre N_{det} de sources brillantes détectées. Le nombre de sources dans un catalogue détecté est la somme des amas reconstruits N_{obs} et des contaminations N_{cont} . En particulier, le nombre d'amas observé est déterminé par l'application de la complétude sur la distribution théorique telle que :

$$N_{obs} \equiv \int \int \frac{dN_{obs}}{dzdY_{obs}}(z, Y_{obs}) dz dY_{obs} \quad (4.1)$$

$$= \int \int \left[\int \frac{dN_{th}}{dzdY_{th}}(z, Y_{th}) \times C(z, Y_{th}) \times P(Y_{th}|Y_{obs}) dY_{th} \right] dz dY_{obs} \quad (4.2)$$

où $C(z, Y_{th})$ est la complétude et $P(Y_{th}|Y_{obs})$ la photométrie du catalogue observé. Ainsi, le modèle d'observation permet de prédire la distribution d'amas observés à partir de la distribution théorique. Il contient des informations essentielles pour le calcul de la fonction de vraisemblance d'un catalogue détecté.

Au cours de ce chapitre, nous allons d'abord montrer les outils nécessaires pour la construction d'un modèle d'observation pour des relevés d'amas SZ dans les sections 4.2, 4.3 et 4.4. Puis dans la section 4.5, nous détaillerons comment nous avons construit le modèle d'association et comment à partir du modèle, nous avons pu reconstruire les distributions observées de la complétude et de la photométrie. Enfin, nous concluerons ce chapitre par l'exploitation des résultats du modèle d'observation dans le cadre d'une analyse de Fisher.

Dans toute l'étude, on considère les valeurs des paramètres cosmologiques suivantes : $h_0 = 0.75$, $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_B = 0.05$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$, $n_S = 1$, $\Gamma = 0.2$, et $\tau_{reion} = 0.166$.

4.2 Simulation des amas

La simulation des cartes d'amas SZ suit quatre étapes décrites dans la thèse de JB Juin (2005)[46], dont on rappelle ici les principales étapes ainsi que les modifications apportées.

On utilise une simulation semi-analytique basée sur les fonctions de masse disponibles dans la littérature et ne prenant pas en compte la fonction de corrélation des amas. Les différentes étapes sont :

1. Choix de la cosmologie, ainsi que de la fonction de masse et du modèle de physique des amas (relations d'échelle basées sur le modèle purement gravitationnel ou sur les observations en X).
2. Calcul de la distribution des amas en fonction de leur masse et redshift puis utilisation des relations d'échelle pour obtenir cette distribution en fonction du flux SZ et de leur redshift
3. L'abondance des amas est alors calculée par tirage aléatoire sur la distribution théorique suivant une distribution de Poisson.
4. La position de chaque amas est tirée de manière aléatoire. On simule des amas elliptiques dont l'ellipticité varie entre $0.6 \leq \epsilon \leq 1$. et l'orientation entre $0 \leq \psi \leq 2\pi$ suivant une distribution plate (Cooray (2000)[27]). On dispose alors d'un catalogue d'amas de galaxies contenant l'information sur la masse, le redshift, le rayon, le flux SZ, la position sur la carte et l'ellipticité, mais aussi sur leur taille sur le ciel et leur température.
5. La carte d'amas SZ de la simulation est la somme des cartes individuelles de chaque amas. Pour calculer ces cartes, on part du centre de l'amas et on balaye la surface de la carte telle que la brillance de chaque pixel $y(\theta)$ est donnée par le profil SZ choisi avec $\theta \equiv \theta(\epsilon, \psi)$:

$$\theta = \sqrt{X^2/\epsilon + \epsilon Y^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} X = X_{map} \cos(\psi) + Y_{map} \sin(\psi) \\ Y = Y_{map} \cos(\psi) - X_{map} \sin(\psi) \end{cases}$$

avec $\{X_{max}, Y_{max}\}$ les coordonnées du pixel dans la carte. On simule les cartes individuelles de manière à ce qu'elles aient une taille de $\Delta\theta = 2 \times (6 \times \theta_{500})$.

4.2.1 Fonction de masse des amas

On choisit la fonction de masse de Jenkins et al 2001 [43] (équation 2.41) qui vérifie toujours l'universalité pour un grand ensemble de modèles cosmologiques (paragraphe 2.4.3, chapitre 2). En effet, il est important d'avoir une théorie de l'effondrement non linéaire des amas indépendante de la cosmologie, c'est-à-dire valable pour un grand ensemble de cosmologie que ce soit $\Omega_M = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$, $\Omega_M = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0$ ou pour le modèle standard avec $\Omega_M = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$. De plus, l'existence d'une fonction de masse universelle signifie qu'il y a un lien direct entre l'évolution linéaire du champ de densité et l'abondance d'amas de galaxies¹.

L'abondance d'amas est calculée de manière à suivre la fonction de masse de Jenkins avec le nombre d'amas N_{survey} tiré sur l'abondance théorique N selon une distribution poissonnienne :

$$N_{\text{survey}} = \text{Poisson}(N) \times \Omega_{\text{survey}} \quad \text{où} \quad N = \int_{Y_{min}}^{Y_{max}} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \frac{dN}{d \ln Y(M, z) dz d\Omega} dz d \ln Y(M, z) \quad (4.3)$$

¹En effet, dans ce cas, les dépendances aux paramètres cosmologiques sont uniquement contenues dans la variable $\nu \equiv \frac{\delta_c^2}{\sigma^2}$

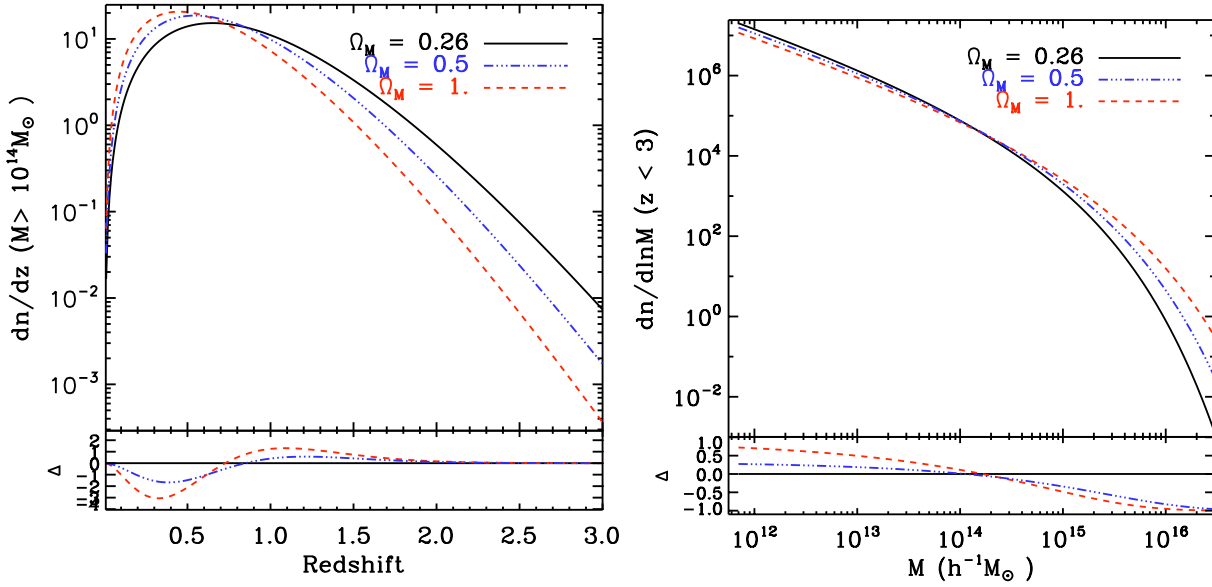


Fig. 4.1 : *A gauche : fonction de masse en fonction du redshift pour des halos de $M_{200} \geq 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ variations en fonction de Ω_M . A droite : fonction de masse en fonction de la masse des halos pour $z < 3$.*

où Ω_{survey} est la surface observée par l'expérience, Y_{\min} et Y_{\max} (resp. z_{\min} et z_{\max}) sont les flux (resp. les redshifts) minimal et maximal auxquels sont simulés les amas. On choisit pour chaque expérience $[z_{\min}, z_{\max}] = [0.01, 3.]$ et $Y_{\min} = 2 \times 10^{-5} \text{ arcmin}^2$ tandis que Y_{\max} est fixé par la masse maximale et la relation M-Y. $dN/dz d \ln Y d \Omega$ est donné par la fonction de Jenkins avec l'utilisation de la relation d'échelle M-Y décrite dans le paragraphe suivant, avec l'abondance par unité de volume physique :

$$\frac{dN}{dM dz d\Omega} = \frac{\rho_0}{M} \frac{dV_{co}}{dz d\Omega} \frac{dn}{dM} \quad (4.4)$$

où l'expression de la fonction de masse est prise selon l'expression universelle :

$$\frac{dn}{dM} = \frac{\Omega_M \rho_c}{M} \times \frac{1}{M} \frac{d \ln \sigma}{d \ln M} \times A \times e^{-(b - \ln \sigma)^c}$$

et le volume comobile

$$\frac{dV_{co}}{dz d\Omega} = c \times \frac{D_a^2 (1+z)^2}{H(z)}$$

4.2.2 Calcul de M_{500}

Dans la simulation, la fonction de masse prédit l'abondance des halos en fonction de leur redshift et de leur masse mesurée au rayon viriel soit M_{vir} telle que :

$$R_{\text{vir}} = 1.69 \times \left(\frac{178}{\Delta_v E^2 h^2} \frac{M_{\text{vir}}}{10^{15}} \right)^{1/3} \text{ Mpc} \quad (4.5)$$

où Δ_v est le facteur numérique définissant le contraste de densité correspondant au rayon viriel et calculé pour différents jeux des paramètres cosmologiques selon Kitayama & Suto 1996 [51]. Il vaut 178 dans le cas de Sitter.

Les relations d'échelle basées sur l'observation des amas en X sont exprimées en fonction de M_{500} et R_{500} rayon à l'intérieur duquel le contraste de densité vaut 500 fois la densité critique de l'Univers au redshift de l'amas soit :

$$R_{500} = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{-1/3} \left(\frac{M_{500}}{500 \times \rho_c(z)}\right)^{1/3} \text{ Mpc}$$

Pour calculer la masse à R_{500} , je suppose que le profil de masse suit un profil de NFW intégré tel que (Pointecouteau et al 2005) :

$$M(< r) = M_{500} \frac{\log(1 + c_{500}x) - (c_{500}x)/(1 + c_{500}x)}{\log(1 + c_{500}) - c_{500}/(1 + c_{500})} \quad (4.6)$$

où $x \equiv r/R_{500}$.

Ce qui nous donne avec $c_{500} \times R_{vir} = c_{vir} \times R_{500}$:

$$M_{vir} = M_{500} \times \frac{\log(1 + c_{vir}) + 1/(1 + c_{vir}) - 1}{\log(1 + c_{500}) + 1/(1 + c_{500}) - 1} \quad (4.7)$$

On peut réduire cette égalité sous la forme d'une fonction des paramètres de concentration c_{vir} et c_{500} tel que la masse M_{500} soit donnée par :

$$M_{500} = 4/3\pi 500 \rho_c(z) \left(\frac{c_{500}}{c_{vir}} R_{vir}\right)^3 \quad (4.8)$$

On utilise alors la relation entre c_{vir} et M_{vir} de Buote et al 2007[20] :

$$c_{vir} = \frac{c_{14}}{1 + z} \times \left(\frac{M_{vir}}{10^{14} h^{-1} M_\odot}\right)^\alpha \quad (4.9)$$

où les paramètres sont : $(c_{14}, \alpha) = (9.0 \pm 0.4, -0.172 \pm 0.026)$. Ils ont obtenu cette relation en ajustant un échantillon de 39 systèmes de galaxies relaxés allant de l'échelle des galaxies elliptiques aux amas massifs ($M_{vir} = [0.06 - 20] \times 10^{14} M_\odot$), observés avec les satellites XMM-Newton et/ou Chandra dans le domaine des X.

En combinant les équations 4.5, 4.8 et 4.9, on obtient ainsi une relation entre la masse virielle et le paramètre de concentration $f(c_{500}) = M_{vir}$ de sorte qu'on peut définir $g(c_{500}) \equiv f(c_{500}) - M_{vir} = 0$. On cherche alors à déterminer c_{500} par dichotomie et on déduit M_{500} par l'équation 4.8.

4.2.3 Relations d'échelle

Comme introduit dans le chapitre 3, il existe des relations d'échelle liant la masse des amas à leurs observables physiques. On se base sur ces relations pour calculer l'abondance des amas

en fonction du flux mesuré. Malgré le fait que les relations d'échelle obtenues par le modèle purement gravitationnel ne décrivent pas correctement les observations, l'auto-similarité reste bien vérifiée moyennant une pente et une normalisation modifiées par l'effet de la physique dissipative des baryons. Les relations d'échelle peuvent être obtenues par étalonnage avec les observations et/ou les simulations.

Dans le cadre de notre modèle d'observation, on va utiliser les relations déduites du modèle purement gravitationnel ainsi que celles déduites des observations.

Relation M-Y

On rappelle que le flux SZ mesuré est l'intégrale du paramètre Compton défini dans l'équation (3.9) sur la surface angulaire de l'amas², selon :

$$Y_{SZ} \times D_a^2 = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int k_B T_e(r) n_e(r) dldS \quad (4.10)$$

On compare alors deux relations d'échelle M-Y :

1. Celle basée sur le modèle standard purement gravitationnel dont on rappelle l'expression basée sur l'hypothèse d'isothermalité :

$$T_e(r) = T_e$$

En fixant la normalisation du profil de densité électronique de façon à ce que la fraction baryonique de l'amas à R_{vir} corresponde à celle de l'Univers, la masse de gaz M_{gaz} peut s'écrire en fonction de la masse totale : $M_{gaz} = f_g M_{tot}$ où $f_g \equiv 0.9 \times \Omega_b / \Omega_M$ (avec $\sim 10\%$ des baryons sous forme d'étoiles) :

$$\int n_e(r) dldS = \frac{1 + 2/\mu}{5m_P} \times M_{gaz} = f_g \times M_{vir} \frac{1 + 2/\mu}{5m_P} \quad (4.11)$$

On calcule un flux intégré Y_{SZ} :

$$Y_{SZ} \times D_a^2 = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \frac{1 + 2/\mu}{5m_P} \times f_g M_{vir} \times k_B T_e \quad (4.12)$$

La température est quant à elle reliée à la masse par la relation d'échelle M-T où on ajoute le paramètre T^* prenant en compte le chauffage du gaz par les effets non gravitationnels :

$$k_B T_e = T^* \times \left(\frac{M_{vir}}{10^{15}} \Delta_v^{1/2} E \right)^{2/3} \left(1 - 2 \frac{\Omega_\Lambda(z)}{\Delta_v} \right) \quad (4.13)$$

On prend $T^* = 1.9$ (Pierpaoli et al 2003) c'est-à-dire qu'à une masse donnée, les amas sont observés plus chauds que s'ils étaient chauffés uniquement par le potentiel gravitationnel.

²On rappelle qu'il est difficile d'établir l'extension totale d'un amas puisque les amas sont des systèmes en constante formation et que par conséquent de la matière s'écoule toujours le long des filaments à l'intérieur des amas. On parle alors du flux dans une certaine ouverture.

2. Celle basée sur les observations X de Arnaud et al 2009 [12] :

$$h(z)^{-2/3} Y_{SZ}(xR_{500}) D_a^2 = B_x \left[\frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_\odot} \right]^\alpha \quad (4.14)$$

avec $\alpha = 1.78$, $B_x = 2.925 \times 10^{-5} J(x) h_{70}^{-1} \text{Mpc}^2$ et $J(x) = 1.1037 - \int_x^5 3\wp(u) \sqrt{u^2 - x^2} u du$.

La température est elle aussi tirée des observations X pour un échantillon de 10 amas proches relaxés de température comprise dans $[2 - 9] \text{keV}$ (Arnaud et al 2005 [10]). On utilise :

$$h(z) \times M_{500} = A \times \left(\frac{k_B T}{5 \text{keV}} \right)^\alpha \quad (4.15)$$

où $A = 3.84 \pm 0.14$ et $\alpha = 1.71 \pm 0.09$.

4.2.4 Profils

De même, les simulations N-corps prédisent que la distribution de matière dans les halos de matière noire suit un profil universel lorsqu'il est exprimé en fonction de quantités normalisées. Avec l'hypothèse que le gaz suit la distribution de matière noire, on peut calculer des profils de brillance SZ des amas (chapitre 3). On compare deux modèles pour le profil SZ :

1. un modèle basé sur le modèle β pour lequel les amas sont supposés isothermes. Le paramètre compton y devient :

$$y = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \times T \int n_e(r) dl \quad (4.16)$$

où l'intégrale se fait sur la ligne de visée. La densité électronique n_e suit un profil β :

$$n_e(r) = n_0 \times \left[1 + \left(\frac{r}{r_C} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (4.17)$$

avec $\beta = 2/3$ et r_C est le rayon de coeur avec $r_C \equiv R_{vir}/10$ (Battye et Weller 2003).

2. un modèle basé sur les observations X qu'on va appeler GFW (*General Navarro Frenk & White*). Celui-ci utilise les profils de température et de densité électronique obtenus par l'analyse d'un échantillon d'amas REXCESS (Boehringer et al 2007 [15]) sélectionné uniquement sur le critère de la luminosité X pour calculer un profil de pression $P(r) = n_e(r) \times T(r)$. Ils obtiennent alors un profil de pression ajusté sur leurs données X entre $[0.03, 1] R_{500}$. Pour contraindre le profil à grands rayons où les observations X ne sont plus assez sensibles³, ils utilisent les résultats de simulations incluant la physique dissipative du gaz pour calculer un profil de pression entre $[1., 4.] R_{500}$. On calcule le paramètre Compton comme :

$$y = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int P dl \quad (4.18)$$

³En effet, l'émission X d'origine thermique varie en $\propto n_e^2(r)$ contre $\propto n_e(r)$ pour l'effet SZ. Ceci fait qu'on s'attend à détecter les amas à plus grand rayon avec l'effet SZ tandis que les observations X sont plus sensibles aux régions intérieures.

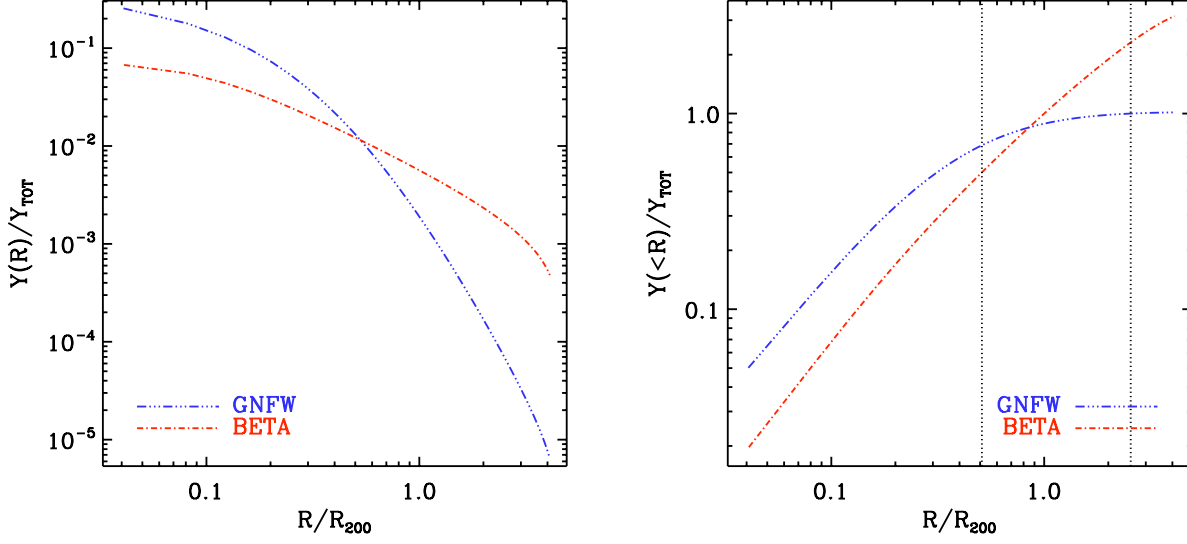


Fig. 4.2 : A gauche : Profil du flux SZ normalisé par le flux total pris à R_{200} dans le cas standard auto-similaire (tiret-point en rouge) et pris à $5R_{500}$ dans le cas basé sur les observation X (tiret-point-point en noir). A droite : Profil du flux SZ intégré (mêmes légendes que la figure de gauche). Les traits verticaux sont à R_{500} et $5R_{500}$ respectivement.

où le profil de pression est décrit par un NFW généralisé⁴ avec une dépendance avec le rayon donnée par :

$$\varphi(x) = \frac{P_0}{(c_{500}x)^\gamma [1 + (c_{500}x)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (4.19)$$

où $x \equiv r/R_{500}$ et avec les paramètres de Arnaud et al 2009 suivant :

$$[P_0, c_{500}, \gamma, \alpha, \beta] = [8.403h_{70}^{-3/2}, 1.177, 0.3081, 1.0510, 5.4905]$$

On a alors la pression :

$$P(r) = 1.65 \times 10^{-3} h(z)^{8/3} \left[\frac{M_{500}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_\odot} \right]^{2/3 + \alpha_p + \alpha'_p(x)} \times \varphi(x) h_{70}^2 \text{ keV cm}^{-3} \quad (4.20)$$

où $\alpha_p = 0.12$ mesure l'écart à la pente attendue selon le modèle purement gravitationnel et $\alpha'_p(x)$ un écart du second ordre à l'auto-similarité. Cette dernière dépendance est négligée. On note que dans ce cas le profil n'est pas défini en $x = 0$.

L'intégration se faisant sur la ligne de visée on a : $r = \sqrt{\theta^2 + l^2}$ avec θ le rayon projeté et l la profondeur. 4.16 et 4.18 donnent respectivement :

$$y_\beta(\theta) = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} k_B T \times \int n_e(r) dl = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} k_B T \times \int_0^{\sqrt{R_x^2 - \theta^2}} \frac{n_0}{1 + (l^2 + \theta^2)/r_C^2} dl \quad (4.21)$$

⁴Les pentes centrale ($r \ll r_s$), intermédiaire ($r \sim r_s$) et extérieure ($r \gg r_s$) sont autorisées à varier contrairement au NFW standard où elles sont resp. égales à -1 , 0 et -3 .

$$y_{GNFW}(\theta) = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \times \int P(r) dl = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \times \int_0^{\sqrt{R_x^2 - \theta^2}} P(\sqrt{l^2 + \theta^2}) dl \quad (4.22)$$

Avec $\theta = R/D_a$ où D_a la distance angulaire de l'amas, on peut alors calculer le flux intégré tel que :

$$Y(R) = \frac{1}{D_a^2} \times \int 2\pi r \times y(r/D_a) dr \quad (4.23)$$

La figure 4.2 montre les deux profils du flux intégré $Y(< R)$ à l'intérieur d'un rayon R . La normalisation du profil β (*i.e.* n_0) est fixée de manière conservative c'est-à-dire suivant l'équation 4.11.

4.3 Modélisation des observations

Dans cette section, on détaille les modèles utilisés pour simuler le ciel observé par trois expériences bolométriques de relevés d'amas SZ.

On aborde premièrement la prise en compte des différents composants astrophysiques du ciel millimétrique. En effet, une difficulté liée à l'analyse des amas par effet SZ est que leur signal est sous dominant aux fréquences millimétriques par rapport au signal provenant d'autres objets astrophysiques qui sont essentiellement le fond diffus cosmologique, les galaxies ainsi que notre propre galaxie. Il est donc important pour rendre compte des systématiques liées à l'observation des amas SZ de modéliser ces autres composants du ciel millimétrique.

Puis dans le paragraphe 4.3.2, on explicite notre modélisation expérimentale. En particulier, on prend en compte la largeur optique et la résolution angulaire de chaque bande de fréquence et on suppose un bruit blanc gaussien en température.

Enfin dans le dernier paragraphe, on décrit l'algorithme d'extraction des amas dans ces cartes simulées du ciel observé.

On obtient alors un catalogue de sources détectées.

4.3.1 Composants du ciel millimétrique

L'effet SZ est un effet de faible amplitude. En particulier, en dessous de ~ 350 GHz, le ciel est dominé par l'émission du fond diffus cosmologique et des sources ponctuelles radio tandis qu'au dessus, il est dominé par l'émission en provenance de la Galaxie et par l'émission infrarouge (IR) des galaxies non résolues (figure 4.4). Il est important de simuler ces différentes composantes pour évaluer l'efficacité de l'algorithme de détection et quantifier le catalogue de sources détectées (Pires et al 2006 [71]).

Les différentes composantes du ciel sont alors prises en compte comme suit :

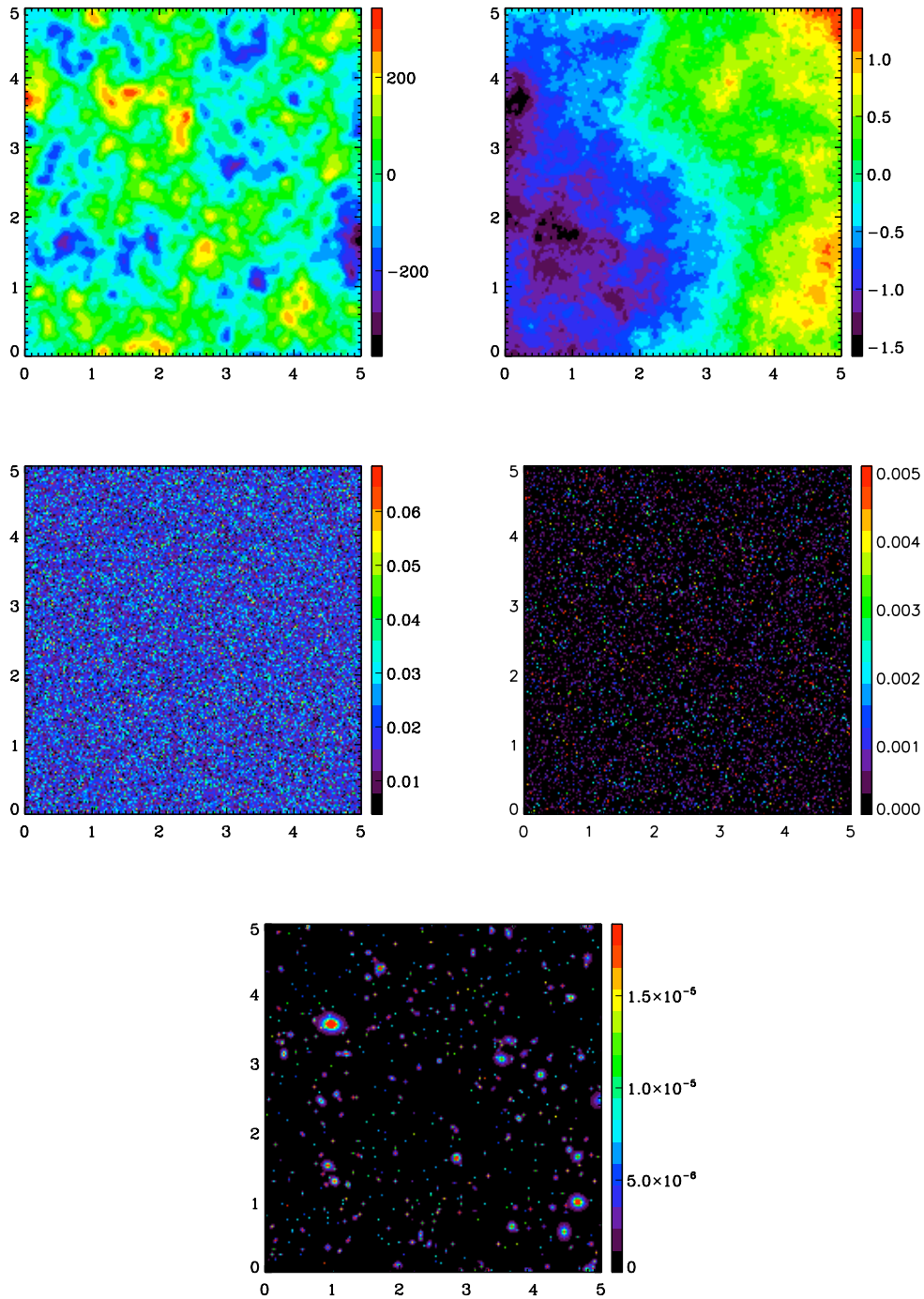


Fig. 4.3 : Composantes astrophysiques du ciel. De haut en bas et de gauche à droite fond diffus cosmologique (en μK), l'émission de la Galaxie à $100\mu m$ (en Jy/St), les sources ponctuelles IR à $350GHz$ et radio à $18GHz$ (en Jy), et les amas SZ (en unité y compton). L'échelle est de (5×5) deg^2

Le fond diffus cosmologique : Le fond diffus cosmologique provient de la surface de dernière diffusion émis au moment de la formation des premiers atomes comme expliqué au chapitre 1. La dépendance spectrale du fond diffus cosmologique suit celle d'un corps noir avec :

$$I_\nu = I_0 \frac{x^3}{\exp x - 1} \quad (4.24)$$

où $x \equiv h\nu/kT_{CMB}$ et $I_0 = 2(kT_{CMB})^3/(hc)^2$ et $T_{CMB} = 2.725$ K. La dépendance spatiale est obtenue grâce à une génération aléatoire du spectre de puissance $P(k)$ suivant BBKS (Bardeen, Bond, Kaiser et Szalay 1986) dans l'espace de Fourier suivie par une transformation FFT inverse pour revenir dans l'espace réel. On ne retient que les multipôles d'ordre ≥ 3 .

Les amas SZ : Les amas de galaxies sont simulés comme décrit dans la section précédente à partir de la fonction de masse de Jenkins tel que le nombre d'amas générés dans chaque simulation suit un tirage poissonien d'espérance le nombre d'amas théorique. Les amas sont placés de manière uniforme sur le ciel et leur dépendance spectrale suit l'équation obtenue dans le cas non relativiste :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_0} = y \frac{x^4 \exp x}{(\exp x - 1)^2} \left[\frac{x(\exp x + 1)}{\exp x - 1} - 4 \right] \quad (4.25)$$

On utilise le profil de brillance $y(\theta)$ GNFW.

Les sources ponctuelles IR et radio : Les galaxies sont des sources ponctuelles (*i.e.* occupant un pixel) à la résolution des différentes expériences SZ et constituent une source de contamination très importantes.

L'émission IR des galaxies provient en majorité de l'émission thermique de la poussière chauffée par le rayonnement optique des étoiles⁵. Elle suit un spectre de corps gris donné par :

$$F(\nu) = \nu^{\alpha_{IR}} \times I_\nu(T_0) \quad (4.26)$$

où on reconnaît le spectre de corps noir $I_\nu(T_0)$ à une température de T_0 . Les observations montrent que leur température T_0 varie de 20 K à 40 K et leur indice spectral α_{IR} de 1.5 à 2. Dans la simulation, leur température est fixée à 30 K et on tire aléatoirement leur indice spectral dans l'intervalle $\alpha_{IR} \in [1.5, 2]$ suivant une distribution plate. On calcule, ainsi, un catalogue de sources IR. Leur distribution en fonction de leur flux $\log N/\log S$ est basée sur le catalogue obtenu par la caméra SCUBA à 350GHz sur le James Clerk Maxwell Telescope dans le champ HDF-North (Hubble Deep Field North) tel que leur flux S_{350GHz} se distribue dans l'intervalle $[0.01, 10]$ Jy suivant :

$$\frac{dN}{dS_{350GHz}} = \frac{N_0}{S_0} \left[\left(\frac{S_{350GHz}}{S_0} \right)^a + \left(\frac{S_{350GHz}}{S_0} \right)^b \right]^{-1}$$

⁵Souvent en provenance des galaxies avec fort taux de formation stellaire donc plutôt haut redshift $z \gtrsim 1$

avec $N_0 = 1.5 \times 10^4 \text{ deg}^{-2}$, $S_0 = 1.8 \text{ mJy}$, $a = 1$ et $b = 3.3$ (Borys et al 2003 [16]). Ainsi, on simule d'abord une carte de sources ponctuelles IR à 350GHz basée sur cette distribution puis on utilise leur dépendance spectrale 4.26 pour en dériver les cartes aux fréquences d'observation.

L'émission radio des galaxies, quant à elle, provient de l'émission synchrotron des populations d'électrons accélérés à des vitesses relativistes par un champ magnétique⁶. Il s'agit donc d'un rayonnement non thermique avec une dépendance spectrale du flux donnée par une loi de puissance telle que :

$$S_\nu = S_{18GHz} \left(\frac{\nu_{rad}}{18GHz} \right)^{-\alpha_{rad}} \quad (4.27)$$

avec l'indice spectral α_{rad} distribué aléatoirement selon une gaussienne de moyenne $\langle \alpha_{rad} \rangle = 0.1$ et d'écart-type $\Delta \alpha_{rad} = 0.3$ tel que $\alpha_{rad} \in]0, 1.5]$ (Ricci et al 2006 [81]). On obtient ainsi un catalogue de sources radio. S_{18GHz} est le flux à 18GHz calculé selon le catalogue à 18GHz Ricci et al 2004 ([82], [30]). Là aussi, on procède comme pour les galaxies IR. On simule tout d'abord la carte des sources radio à 18GHz tel qu'on suive la distribution en flux :

$$n(S_{18GHz}) = 57(S_{18GHz}/\text{Jy})^{-2.2}$$

avec un flux $S_{18GHz} \in [0.001, 1.] \text{ Jy}$. Puis on utilise la dépendance spectrale 4.27 pour calculer les cartes aux fréquences d'observations.

Ces sources brillantes IR et radio individuelles sont ensuite positionnées aléatoirement sur des cartes de fond. On choisit un indice moyen de $\alpha_{IR} = 1.75$ et un flux à 350GHz de $S_{350GHz} = 5 \times 10^{-4} \text{ Jy}$ pour la carte de fond IR et un indice de $\alpha_{rad} = 0.1$ et un flux $S_{18GHz} = 10^{-4} \text{ Jy}$ pour la carte de fond radio.

La Galaxie : L'émission IR de la Galaxie est aussi due au rayonnement thermique de la poussière et est décrite par une loi de corps gris caractérisée par $T_0 = 20 \text{ K}$ et $\alpha = 2$. Elle constitue une importante source de contamination aux fréquences millimétriques. On considère des observations faites en dehors du plan galactique (Olimpo observe 1/100e du ciel dans l'hémisphère nord, SPT a pour but au final d'observer 1/10e du ciel dans l'hémisphère sud et Planck observe tout le ciel mais l'exploitation dans le plan Galactique est délicate). Sa dépendance spatiale est supposée suivre un spectre de puissance en $C_l \propto 1/l^3$. Puis, la brillance des cartes obtenues est normalisée à la puissance observée à hautes latitudes (donc en dehors du plan galactique) de la poussière selon Finkbeiner et Schlegel (1999).

La figure 4.3 montre une simulation de ces différents composants pour le cas d'une observation type Planck (voire paragraphe suivant). La carte résultante \mathcal{M} est alors la somme des cartes des composantes individuelles \mathcal{M}_i pondérées par leur émissivité⁷ $\epsilon(\nu)$:

$$\mathcal{M}(\nu) = \sum \mathcal{M}_i \times \epsilon_i(\nu) \quad (4.28)$$

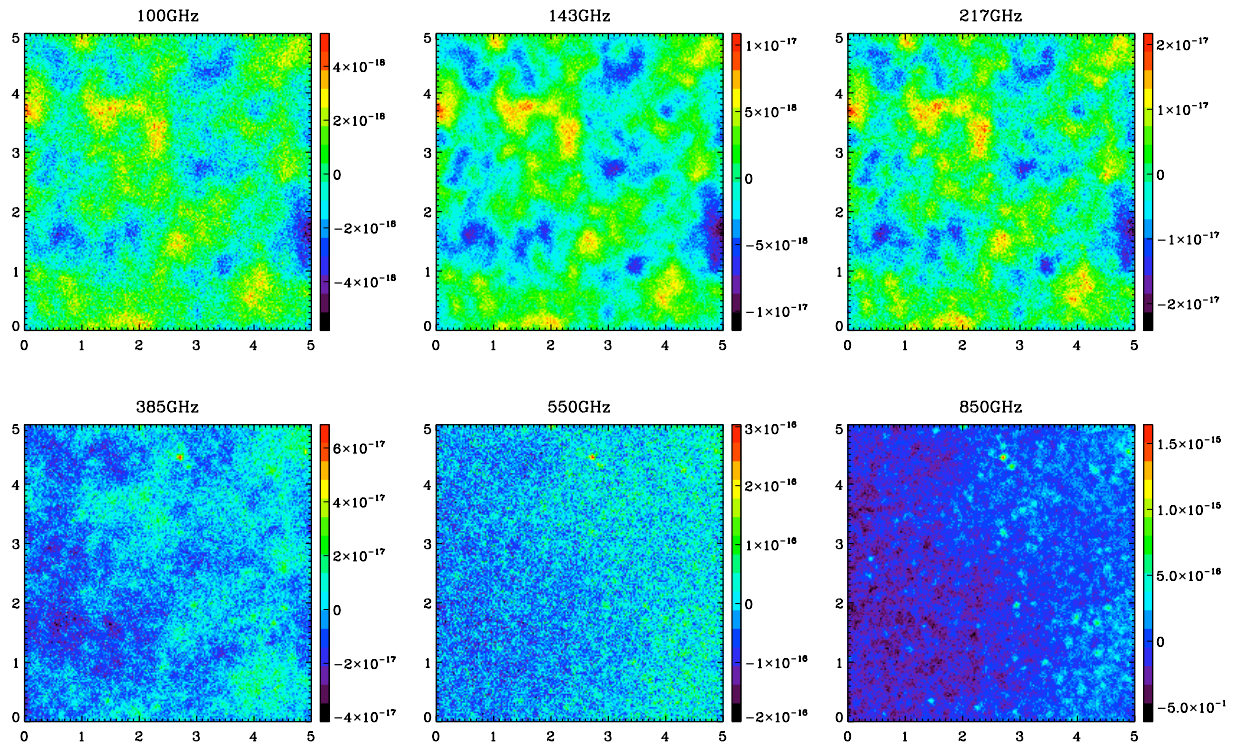


Fig. 4.4 : *Cartes observées aux différentes fréquences de Planck-like (voire texte) (5×5) deg². Aux basses fréquences, le ciel est dominé par l'émission du fond diffus cosmologique tandis qu'aux plus hautes fréquences, il est dominé par l'émission de la Galaxie et par les sources ponctuelles.*

4.3.2 Modélisation des expériences

A partir des cartes physiques, on obtient des cartes observées en prenant en compte les caractéristiques instrumentales suivantes :

1. la largeur des bandes optiques. La sélection en fréquences se fait à l'aide de cornets et de filtres optiques placés devant les bolomètres. Ils constituent un filtre de largeur en fréquence $\Delta\nu$. On prend cela en compte en intégrant le signal dans une fonction fenêtre « *top-hat* » dont la largeur dépend de chaque instrument.
2. la résolution angulaire ou largeur du lobe. La résolution est principalement limitée par la diffraction qui donne une résolution angulaire $\theta \propto \lambda/D_{eff}$ où λ est la longueur d'onde de la radiation et D_{eff} l'ouverture effective du télescope⁸. On simule ici des lobes symétriques caractérisés par la largeur à mi-hauteur d'une gaussienne. On prend en compte les lobes en convoluant les cartes physiques par un noyau gaussien.
3. le bruit. On suppose que toutes les sources de bruit peuvent se réduire à un niveau de

⁶Elle peut aussi venir d'un effet Compton inverse des électrons sur les photons ambiants.

⁷On définit l'émissivité comme l'énergie rayonnée par un corps à une certaine fréquence ν .

⁸L'utilisation de plusieurs télescopes observant une image dont la résolution est celle d'un télescope de la taille de l'ensemble des télescopes.

	SPT-like	Olimpo-like	Planck-HFI-like
Fréquences [GHz]	100, 143, 217	143, 217, 385, 550	100, 143, 217, 385, 550, 850
$\Delta\nu$ [GHz]	$0.2 \times \bar{\nu}$	15	$0.3 \times \bar{\nu}$
nombre de bolo.	160, 480, 320	19, 35, 35, 35	8, 12, 12, 12, 4, 4
Couverture [deg ²]	1000	300	41000
FWHM [arcmin]	1.5, 1, 1	3.4, 2, 2, 2	9.6, 7, 5, 5, 5, 5
bruit [$\mu K_{CMB} Hz^{-1/2}$]	600, 450, 1200	150, 200, 500, 5000	100, 70, 100, 300, 3000, 91000
durée	~ 4 mois	10 jours	1 an

Tab. 4.1 : *Caractéristiques des expériences telles qu'utilisées dans la simulation. NB : la simulation ne génère les cartes que pour un jeu fixé de fréquences : 100GHz, 143GHz, 217GHz, 280GHz, 385GHz, 550GHz et 850GHz. Il ne s'agit donc pas rigoureusement de simulations des expériences citées mais de simulations types (« like »).*

bruit blanc en température sur le ciel B_{eqT} en $\mu K_{CMB} s^{1/2}$. On prend en compte ce bruit en ajoutant aux cartes observées un bruit blanc gaussien d'écart-type $\sigma_N = B_{eqT}/\sqrt{Nt}$ où N est le nombre de bolomètres et t le temps passé sur chaque pixel en seconde.

On produit notre modèle d'observation dans le cadre de trois expériences bolométriques de relevé des amas SZ :

- le satellite Planck⁹ [17] lancé en mai 2009. On modélise les observations avec les caractéristiques de l'instrument HFI pour un relevé de 1 an. Planck détecte les amas sur tout le ciel avec une résolution au mieux de 5 arcmin.
- l'expérience Olimpo [64], un ballon stratosphérique emportant à son bord un télescope de 2.6m de diamètre et 4 matrices de bolomètres refroidies à 0.3K mais qui n'est pas encore lancé. Olimpo observera une surface de 300 deg² avec une résolution de 2 arcmin.
- le South Pole Telescope (SPT) [21], un télescope de 10m de diamètre basé à Amundsen-Scott South Pole Station, comportant en son foyer une matrice de 960 bolomètres TES (transition edge sensor) et qui a débuté ses observations scientifiques en mars 2007. Il observera au final une surface de l'ordre de ~ 4000 deg² avec une résolution de l'ordre de 1 arcmin.

Pour des raisons de commodité, la simulation génère les cartes pour un jeu fixé de fréquences : 100GHz, 143GHz, 217GHz, 280GHz, 385GHz, 550GHz et 850GHz pouvant être utilisées ou non lors de la détection des amas SZ. Ces fréquences sont choisies pour être proches ou égales aux fréquences d'observation de chacune de ces expériences. Il ne s'agit donc pas rigoureusement de simulations Planck, Olimpo ou SPT mais plutôt type Planck ou *Planck-like*, *Olimpo-like* et *SPT-like*. Leurs caractéristiques telles que prises en compte dans la simulation sont résumées dans le tableau 4.1. Dans la suite du manuscrit, le « like » sera sous-entendu. Ces expériences sont choisies pour être représentatives des différents types de relevés d'amas SZ existants à ce jour.

On simule des petites cartes du ciel de respectivement 20 deg² pour Planck et Olimpo et 10 deg² pour SPT avec une taille de pixel de l'ordre de $\approx 0.3 \times \text{MIN}(\sigma_{FWHM})$.

⁹<http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=17>

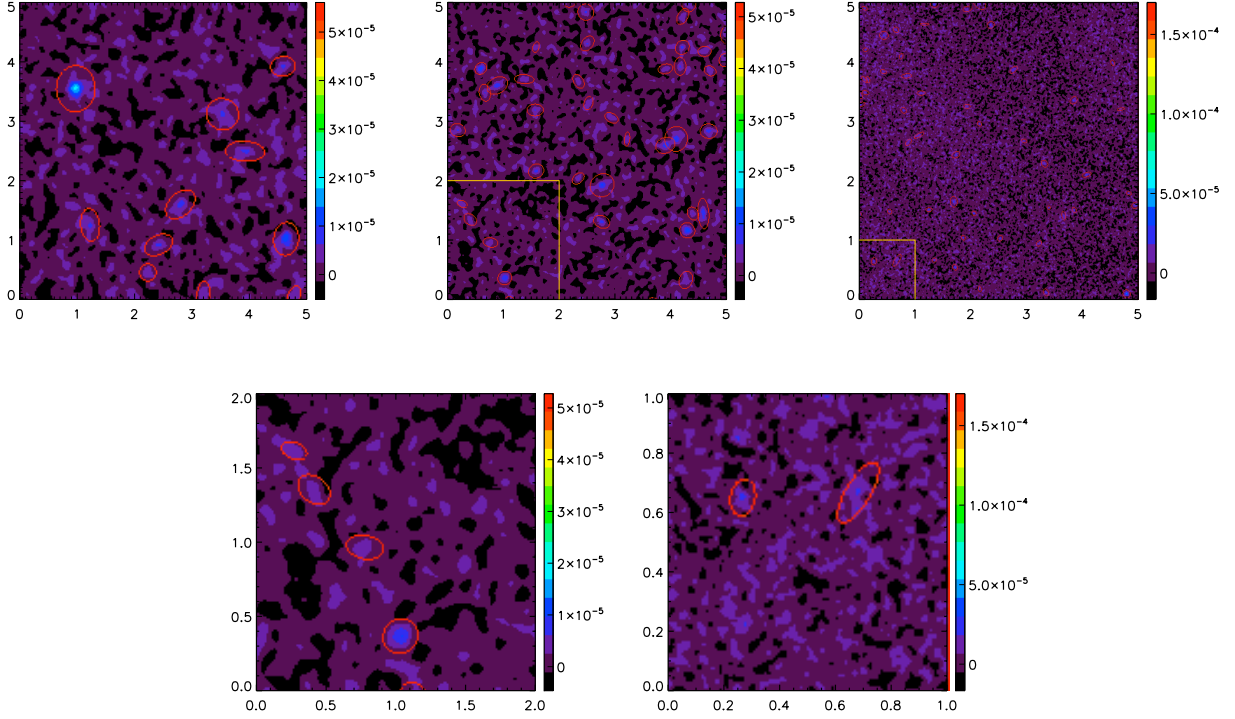


Fig. 4.5 : *Cartes SZ extraites après séparation en composantes. Les cartes a), b) et c) sont respectivement des cartes de (5×5) deg² dans le cas Planck, Olimpo et SPT. Les cartes d) et e) représentent des zooms des parties encadrées des cartes de Olimpo (2×2) deg² et SPT (1×1) deg². Les ellipses rouges sont les détections de SExtractor à 3σ*

4.3.3 Extraction des amas

L'algorithme de détection des amas travaille en plusieurs étapes :

1. on utilise la carte observée de plus basse et plus haute fréquence pour calculer un masque des sources ponctuelles brillantes radio et IR (resp.) qu'on applique ensuite sur toutes les cartes observées.
2. on se place dans l'espace des ondelettes orthogonales. On applique la méthode de séparation en composantes ILC (« Internal Linear Component »). On calcule une matrice de séparation en composantes à chaque échelle d'ondelettes. L'ILC requiert la connaissance a priori du spectre optique de chaque composante extraite. On choisit d'extraire la carte du fond diffus cosmologique en plus de la carte SZ. On lui fournit donc en entrée une dépendance spectrale telle que détaillée dans le paragraphe 4.3.1 précédent.
3. on retourne ensuite dans l'espace réel pour les cartes extraites grâce à une transformation ondelette inverse. On obtient alors une carte séparée en composante des amas SZ et du fond diffus cosmologique .
4. on convolue la carte SZ extraite avec un lobe gaussien moyen de 7 arcmin pour Planck, 2 arcmin pour Olimpo et 1 arcmin pour SPT. Cela permet de faire ressortir les structures

plus grandes que les lobes puisqu'on ne s'attend de toute manière pas à résoudre d'amas en dessous de cette taille.

5. détection des sources brillantes à 3σ au dessus du bruit et qui s'étendent sur un minimum de 5 pixels co-axiaux avec SExtractor (Bertin et Arnouts 1996)

Le résultat obtenu est montré sur la figure 4.5 dans le cas des expériences Planck, Olimpo et SPT. Plus la résolution est grande et plus la carte apparaît granuleuse car plus les amas de faible taille angulaire sont résolus.

Dans le cas de SPT, la résolution est la meilleure mais on ne dispose pas d'observation à haute fréquence. Pour rejeter la composante des sources ponctuelles, on génère un masque des sources ponctuelles à partir d'une carte simulée à 850GHz¹⁰. Ceci est raisonnable car l'extraction des amas dans SPT utilise un masque pour les sources ponctuelles dont nous ne disposons pas [85].

Ainsi, on dispose d'une méthode d'extraction des amas dans les cartes basée sur leur spectre optique mais n'utilisant aucun prior sur la forme du profil SZ des amas, ni sur leur forme mis à part que ce sont des sources étendues.

4.4 Procédure d'association

On cherche à caractériser les catalogues de sources détectées dans chacune des expériences décrites précédemment, en terme de complétude, de contamination et de photométrie. Pour cela, on a besoin de comparer les propriétés des amas détectés avec les amas simulés, ce qui nécessite d'identifier les amas retrouvés parmi toutes les sources détectées. La précision avec laquelle on établit cette identification est déterminante pour la précision du modèle d'observation qu'on va calculer. Il est donc primordial de mettre au point une procédure d'association fiable et rigoureuse.

Pour cela, on a mis au point un algorithme d'association des amas basé sur leur position dans les cartes. Les amas n'étant pas parfaitement reconstruits, cette position est soumise à une certaine erreur. On détermine donc une région autour de chaque amas où rechercher sa contre-partie dans le catalogue détecté.

On choisit de partir du catalogue d'amas simulés pour rechercher leur contre-partie détectée en commençant par les amas de plus grand flux. En effet, on s'attend à ce que les amas de hauts flux correspondent à un meilleur rapport signal sur bruit et aient plus de chance d'être effectivement détectés. Néanmoins, il se peut qu'il y ait plusieurs sources détectées dans la zone d'association. On choisit d'associer les amas avec la plus brillante source détectée. On retire ensuite la source associée du catalogue reconstruit pour les associations suivantes.

La difficulté est alors de déterminer la taille de cette région qui doit être suffisamment grande pour prendre en compte l'erreur sur la reconstruction de la position tout en limitant le nombre d'associations fortuites.

¹⁰correspondant à l'ajout d'un bolomètre à 850GHz avec un niveau de bruit équivalent très élevé $B_{\text{eqT}} = 40000\mu\text{K}_{\text{CMB}}\text{Hz}^{-1/2}$ utilisé uniquement pour le calcul du masque.

Pour des raisons de simplicité, on se place dans un cas où la région d'association est un cercle centré sur le centre de l'amas simulé. Il s'agit alors de déterminer le rayon de cette région. Ce rayon est la distance maximale d'association.

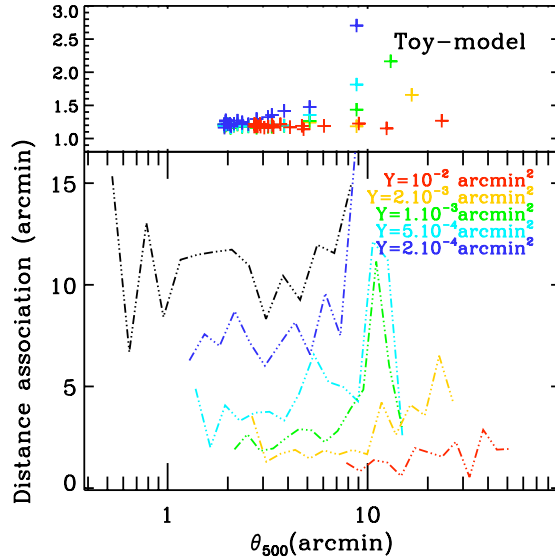


Fig. 4.6 : Evolution de la distance moyenne d'association en fonction de la taille caractéristique θ_{500} des amas pour différentes tranches en flux dans le cas Planck-like. Le panneau du haut montre le résultat de la simulation simplifiée du ciel (voire texte). Le flux des amas simulés est renseigné par le même code de couleur spécifié dans le panel du bas. Sur le panel du bas, les lignes tracent la distance moyenne en fonction de la taille des amas sur le ciel pour des tranches en flux entre les valeurs indiquées par le code de couleur. e.g. en noir $Y < 2.10^{-4} \text{arcmin}^2$, en bleu $[2.10^{-4} \leq Y < 5.10^{-4}] \text{arcmin}^2$, etc...

4.4.1 Evaluation des dépendances de la distance d'association

Pour évaluer ce rayon, on étudie premièrement le cas d'un critère non restrictif en fixant une distance d'association de 20 arcmin autour de chaque amas.

On calcule une simulation simplifiée du ciel ne contenant que les amas SZ à laquelle on ajoute un bruit blanc et qu'on convolue avec un lobe instrumental moyen. On place les amas de manière à en avoir qu'un dans la limite de la zone d'association et on fait varier leur flux et leur taille. La détection des amas s'effectue alors simplement en appliquant SExtractor sur la carte simulée.

On se place dans un cas Planck-like simplifié avec un lobe moyen de 7 arcmin (lobe de Planck à 143GHz) et un écart-type du bruit calculé à partir des cartes séparées en composantes de la simulation complète¹¹. On mesure un écart type du bruit de $\sigma = 1.633 \times 10^{-6}$.

¹¹On utilise la méthode du rms tronqué qui permet de calculer l'écart-type du bruit en coupant le signal provenant des sources brillantes de manière itérative. On trace l'histogramme du nombre de pixels en fonction

On mesure alors comment se distribue la distance d'association moyenne avec le flux et la taille des amas. Le résultat est montré sur le panel de haut de la figure 4.6. On voit que la distance moyenne d'association est plate en dessous de $\theta_{500} \approx 2$ arcmin ce qui correspond globalement aux amas non résolus¹² puis augmente avec la taille de l'amas. Cette dépendance est d'autant plus importante que le flux est faible.

Dans le cas d'une simulation et d'une chaîne de détection complètes (*e.g.* figure 4.9) c'est-à-dire avec toutes les composantes astrophysiques du ciel, on s'attend à avoir une distance moyenne d'association accrue. En effet, les amas peuvent se superposer (effet de confusion ou « blending ») ce qui complexifie leur identification. Ensuite, on s'attend à ce que de nombreux amas simulés en dessous du seuil de détection contribuent au bruit de manière non gaussienne. Enfin, il y a des résidus de la séparation en composante qui ajoutent encore du bruit.

C'est ce que l'on voit dans le panel du bas de la figure 4.6, où les lignes représentent l'évolution de la distance moyenne d'association des amas en fonction de leur taille angulaire θ_{500} pour différentes tranches de flux. On voit que plus le flux est faible (resp. du noir au rouge le flux augmente) et plus la distance d'association est importante. La dépendance avec la taille des amas est surtout visible lorsqu'on considère les amas de flux supérieur à 2×10^{-4} arcmin², tandis qu'à plus bas flux, elle apparaît globalement plate. Ceci s'explique par le fait qu'à bas flux on est dominé par des associations fortuites qui ne sont donc pas corrélées avec la taille des amas.

4.4.2 Seuil d'association en flux du catalogue simulé

Les amas de plus bas flux sont aussi ceux de plus petites tailles angulaires sur le ciel. On peut, notamment, le voir dans la figure 4.6 où les amas de flux inférieur à 2×10^{-4} arcmin² sont ceux pour qui $[0.01 \lesssim \theta_{500} \lesssim 10]$ arcmin, tandis que quand on augmente le flux, $\min(\theta_{500})$ augmente. Pourtant, on voit aussi que ce sont ceux pour qui la distance moyenne d'association est la plus importante.

En particulier, pour les sources associées de flux inférieur à 2×10^{-4} arcmin², on mesure une distance d'association moyenne excédant θ_{500} . Or, avec le profil utilisé pour simuler les amas, on mesure à θ_{500} près de 70% du flux total. Il est donc peu probable que ces associations soient de bonnes associations mais plutôt des associations fortuites.

Ainsi, à bas flux, proche du seuil de détection, la distance moyenne d'association est plus importante du fait d'une contribution majoritaire d'associations fortuites. Ceci est illustré dans la figure 4.7 où on a tracé l'évolution de la distance moyenne d'association lorsqu'on se restreint à des amas simulés de plus en plus brillants. Sans limite d'association en flux (points noirs), on voit que la distribution pique vers les grandes distances d'association alors que les amas sont de faible extension sur le ciel. Lorsqu'on impose une coupure en flux et en particulier pour $Y \gtrsim 5 \times 10^{-4}$ arcmin², on retrouve la même dépendance avec la taille des

de leur valeur qu'on ajuste par une distribution gaussienne. Les pixels plus brillants sont alors considérés comme des sources brillantes qu'on retranche pour calculer le rms du bruit.

¹²On rappelle que l'on se situe dans le cas GNFV où l'extension des amas est $5 \times \theta_{500}$. A θ_{500} on a environ 70% du flux total de l'amas.

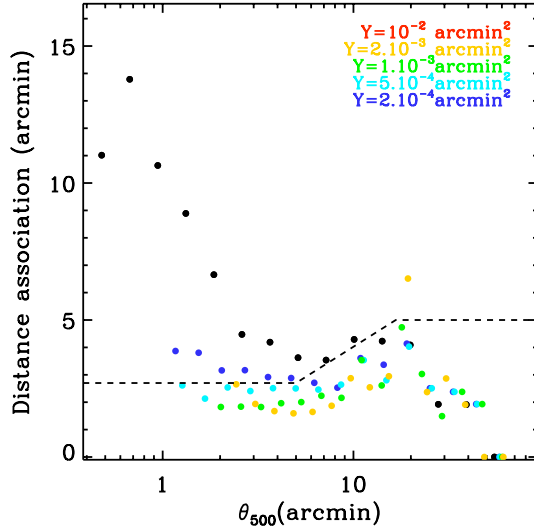


Fig. 4.7 : Evolution de la distance d'association avec la taille des amas sur le ciel en fonction de la coupure en flux simulé dans le cas de Planck. La coupure est renseignée par le code de couleur. En pointillé, le critère d'association déterminé à partir de cette évolution.

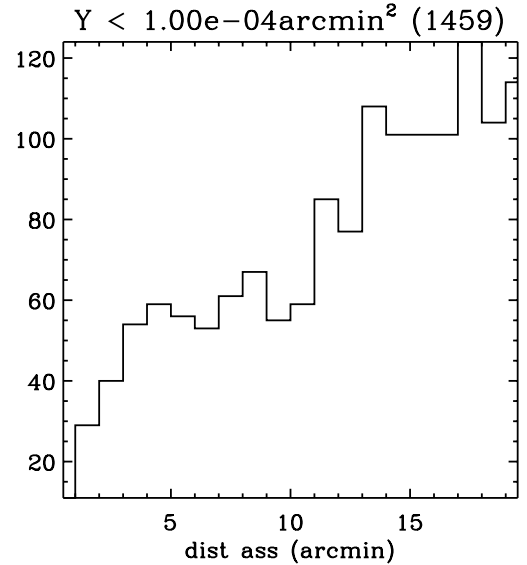


Fig. 4.8 : Détermination du seuil en flux de Planck : Histogramme du nombre d'amas de flux $Y < 1 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$ associés en fonction de la distance d'association dans le cas d'une région d'association de rayon fixe tel que $d_{asso} \leq 20 \text{ arcmin}$.

amas que celle observée dans le cas de la simulation simplifiée (« toy-model »). Cela donne une première idée du rayon d'association en fonction de la taille d'un amas comme indiqué en tirets sur la figure 4.7. On a tracé un premier critère d'association qui est plat pour les amas non résolus puis qui augmente avec la taille des amas basé sur l'évolution de la distance d'association moyenne des amas de flux supérieur à $5 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$.

Néanmoins, pour déterminer le seuil d'association avec une plus grande précision que celle donnée par la distance moyenne, on trace les histogrammes de la distance d'association par tranche de flux dans le cas de Planck, Olimpo et SPT.

La présence du seuil en association se note par le fait qu'en dessous d'un certain flux dépendant du niveau de bruit (instrumental et de séparation en composantes) et de la résolution des expériences, les distributions piquent vers des grandes distances d'association. La figure 4.8 montre cette distribution dans le cas de Planck pour $Y < 10^{-4} \text{ arcmin}^2$. Ces valeurs constituent le flux minimal en dessous duquel on est dominé par les associations fortuites. On décide d'imposer cette limite en flux simulé (*i.e.* une coupure dans le catalogue d'amas simulés) en dessous de laquelle on n'associe pas les amas aux sources détectées pour limiter le nombre d'associations fortuites. On trouve $Y_{min} = 1 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$ pour Planck et $Y_{min} = 7 \times 10^{-5} \text{ arcmin}^2$ pour Olimpo et SPT. On note qu'en deçà de ce flux limite, il peut avoir des amas véritablement détectés et associés correctement, néanmoins comparativement au nombre important d'amas simulés de bas flux (cf figure 4.1 où on voit que les amas de faible masse dominant clairement la statistique) cela ne représente qu'une faible fraction.

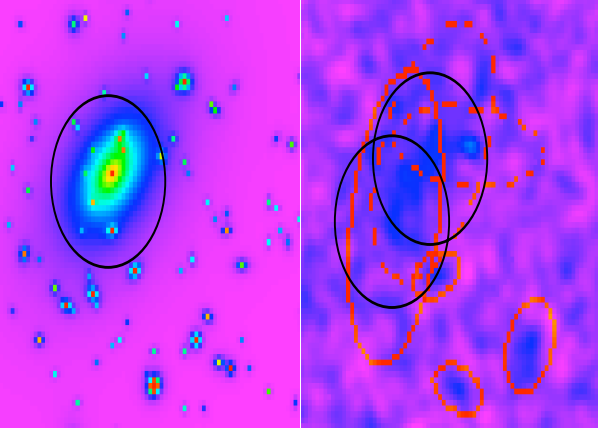


Fig. 4.9 : Exemple d'effet de confusion : partie de gauche carte simulée d'amas, partie de droite carte SZ isolée après la séparation en composante. L'amas brillant est reconstruit avec une erreur sur sa position plus grande (voir texte)

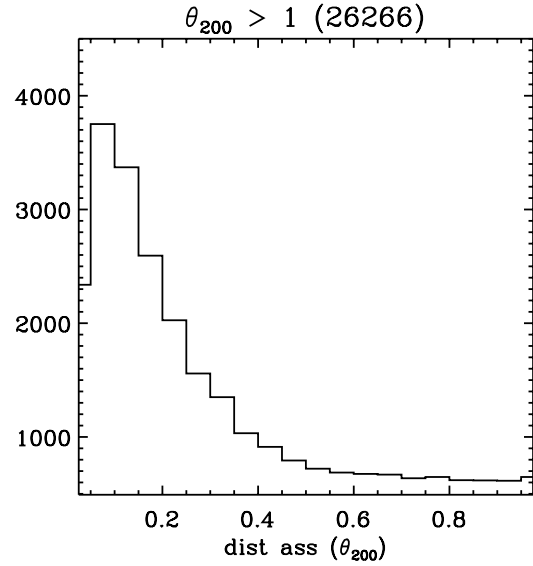


Fig. 4.10 : Histogramme du nombre d'amas résolus (i.e. pour SPT $\theta_{200} \geq 1$ arcmin) associés en fonction de la distance d'association normalisée dans le cas SPT.

4.4.3 Détermination du critère d'association

Les amas dont la taille est plus petite que la résolution de l'expérience¹³ apparaissent noyés dans le lobe. On a remarqué que pour les amas non résolus de la simulation simplifiée, la distance moyenne d'association est une constante. On choisit donc une distance maximale d'association fixe pour ces amas égale à $d_{asso} = 1, 2, 3$ arcmin respectivement pour SPT, Olimpo et Planck.

Pour les amas résolus, on décide d'affiner le critère bornant la distance d'association à leur taille θ_{200} , telle que $d \leq \min\{\theta_{200}, 20.\}$ ¹⁴. En effet, l'erreur sur la position reconstruite d'un amas résolu ne doit pas excéder sa taille.

On trace les distributions de distance d'association normalisée par θ_{200} pour différents flux et taille des amas résolus. La figure 4.10 montre l'histogramme dans le cas de SPT du nombre d'amas associés de taille supérieure au lobe en fonction de la distance d'association. On obtient des distributions piquant autour d'une valeur principale avant d'atteindre un minimum avec une queue croissante ou plate. Ce minimum fixe au premier ordre le rayon maximal d'association et toutes les associations faites à une distance supérieure sont considérées comme des associations fortuites.

Néanmoins, la figure 4.11 illustre le cas où on trace l'histogramme pour des amas étendus. La distribution de gauche montre une croissance jusqu'à la distance d'association la plus probable

¹³On prend comme lobe global ici 1 arcmin pour SPT, 2 arcmin pour Olimpo et 5 arcmin pour Planck.

¹⁴On prend comme taille caractéristique θ_{200} car comme on le voit dans la figure 4.2 dans le cas standard on a tout le flux et dans le cas non standard i.e. GNFW on a 80% du flux total

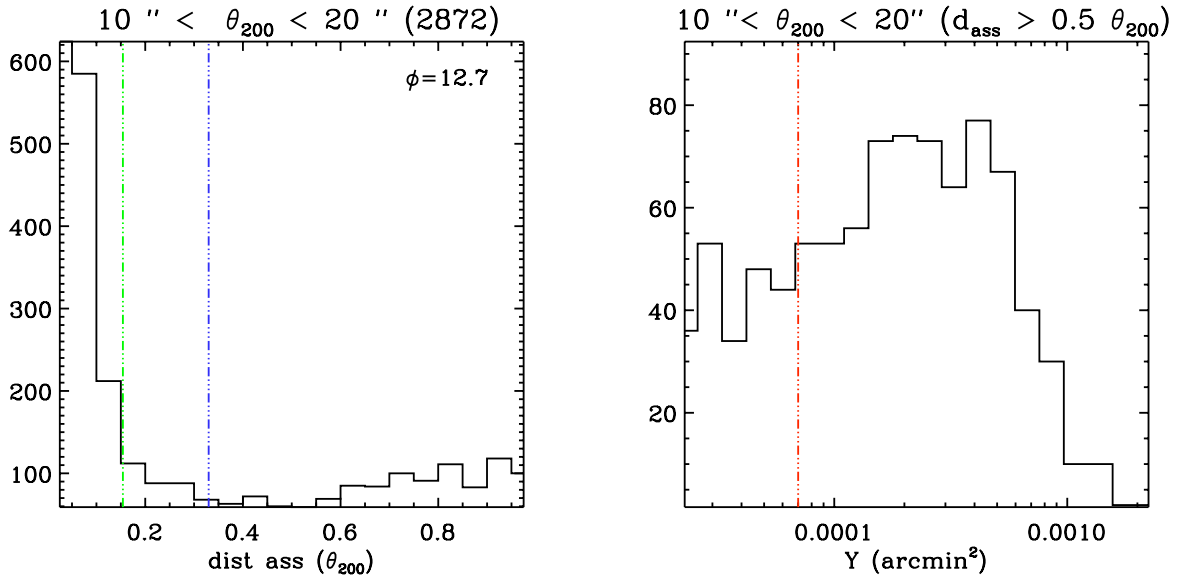


Fig. 4.11 : *Effet de la dépendance de la distance d'association avec l'extension des amas sur le ciel : A gauche : même figure que 4.10 pour les amas entre 10 et 20 arcmin. A droite : Distribution des amas $10' \leq \theta_{200} \leq 20'$ reconstruits plus loin que $0.5 \times \theta_{200}$. La ligne vertical rouge sur la figure de droite représente la coupure en flux simulé. Cas SPT.*

(identifiée comme la plus récurante) avant de décroître et un sursaut vers les grandes distances d'associations $d_{asso} \geq 0.5 \times \theta_{200}$. En regardant le flux des amas associés contenus dans ce sursaut, on remarque qu'il y a des amas de flux intermédiaires $10^{-4} \leq Y \leq 10^{-3}$ arcmin² correctement associés.

Ainsi, l'erreur sur la position reconstruite d'un amas dépend de manière corrélée de sa taille et de son flux. Pour un flux donné, elle croît avec son rayon apparent, mais à rayon fixé, elle décroît lorsque le flux augmente. On utilise donc un paramètre amélioré pour l'association qu'on note $y_{EFF} \equiv Y_{SZ}/(2\pi \times \theta_{200}^2)$ qui représente le flux par pixel d'un amas. La figure 4.12 montre la dépendance de y_{EFF} en fonction des caractéristiques des amas.

On trace les histogrammes du nombre d'amas résolus associés en fonction de la distance moyenne normalisée pour différentes tranches de y_{EFF} . Ces tranches sont déterminées à partir de la distribution du nombre d'amas associés en fonction de la valeur y_{EFF} . Comme le montre la figure 4.13 dans le cas de SPT, cette distribution est piquée autour d'un maximum avec une queue vers les bas y_{EFF} . On prend les valeurs de y_{EFF} correspondant au maximum, aux deux mi-hauteurs de part et d'autre du maximum et la valeur minimale où on a un quart du maximum.

On remarque que la forme de l'histogramme de la distance moyenne normalisée évolue en fonction de y_{EFF} . Typiquement, on observe trois formes différentes (figure 4.14) :

- à haut rapport y_{EFF} ($y_{EFF} \gtrsim 5 \times 10^{-7}$), les distributions apparaissent bien piquées et il est facile de déterminer la région d'associations fortuites par la présence d'un plateau à grande distance relative de l'ordre de $d_{asso}/\theta_{200} \geq 0.8$.
- à rapport intermédiaire $2 \times 10^{-7} \lesssim y_{EFF} \lesssim 5 \times 10^{-7}$, on passe par une zone de transition

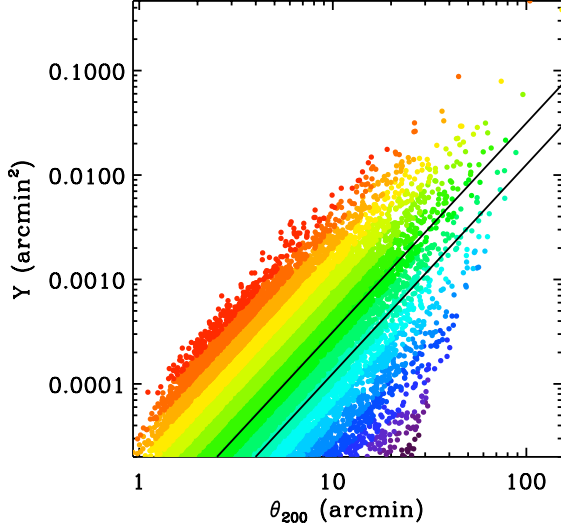


Fig. 4.12 : y_{EFF} dans le plan flux-rayon $Y - \theta_{200}$ avec du noir au rouge (de bas en haut) y_{EFF} allant de 5×10^{-9} à 1.8×10^{-5} . Les lignes noires délimitent de bas en haut $2 \times 10^{-7} \leq y_{EFF} \leq 5 \times 10^{-7}$.

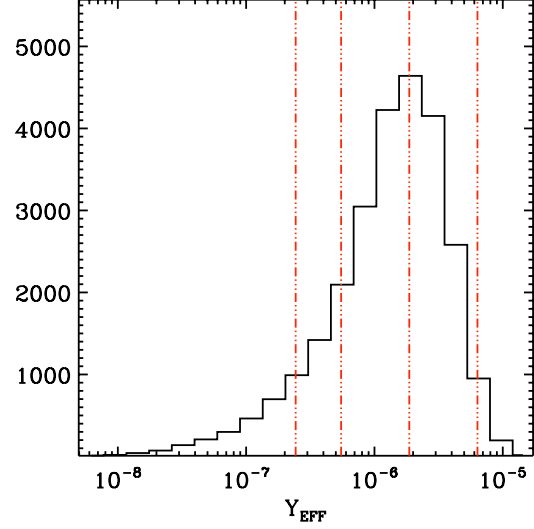


Fig. 4.13 : Histogramme du nombre d'amas associés en fonction de y_{EFF} le flux par pixel. Les lignes verticales délimitent les tranches de y_{EFF} pour lesquelles on trace les histogrammes pour visualiser l'évolution de la distance d'association (figure 4.14). Cas SPT

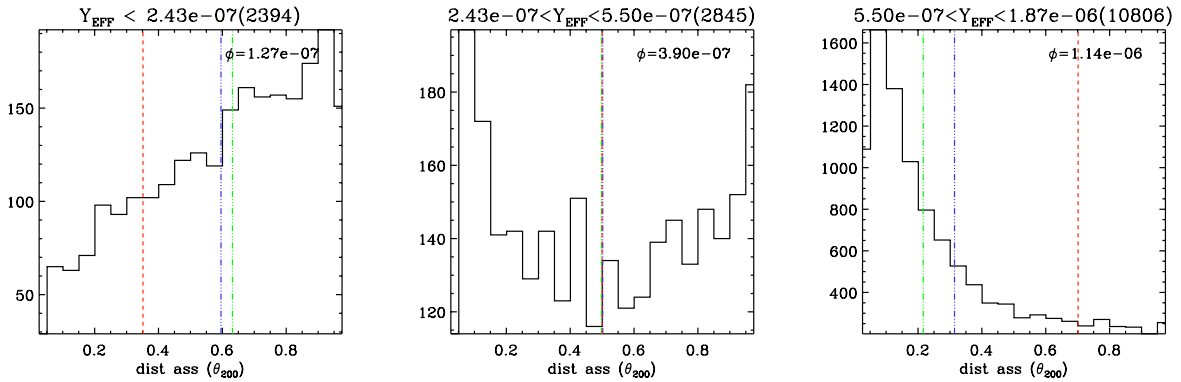


Fig. 4.14 : Histogramme du nombre d'amas associés en fonction de la distance d'association normalisée d_{asso}/θ_{200} pour trois tranches de y_{EFF} le flux par pixel. Cas SPT. Les lignes verticales représentent respectivement en bleu, vert et rouge, la moyenne, la médiane et la coupure choisie de la distance d'association normalisée correspondant à la valeur médiane de y_{EFF} pour chaque tranche (inscrite en haut à droite de chaque histogramme).

pour laquelle on a autant d'association à petites distances relatives typiquement $d \leq 0.5 \times \theta_{200}$ qu'à grandes distances relatives $d \geq 0.5 \times \theta_{200}$ avec deux pics séparés.

- à faible rapport $y_{EFF} \lesssim 2 \times 10^{-7}$, la distribution pique à distance d'association maximale $d = \theta_{200}$.

On prend alors la valeur médiane des tranches en y_{EFF} et la valeur de d_{ASSO}/θ_{200} où les

distributions s'aplatissent pour chaque tranche. On interpole ces points de mesure avec une loi de puissance pour avoir le rayon maximal d'association en fonction du y_{EFF} de chaque amas. Ces distributions sont ajustables par une fonction de Landau normalisée à laquelle on ajoute une composante plate. Cela aide à la mesure du plateau (on s'en sert juste comme fonction de lissage quand c'est nécessaire).

Le critère d'association basé sur le rapport y_{EFF} est tel que la distance d'association varie comme suit :

- pour les amas non résolus, on impose une taille de la zone d'association $d_{ASSO} = d_{lobe}$, telle que d_{lobe} correspond à la taille du lobe moyen pour chaque expérience¹⁵.
- pour les amas résolus, on se base sur les histogrammes de la distance d'association normalisée par la taille des amas θ_{200} en fonction de leur brillance par pixel représentée par le paramètre y_{EFF} : $d_{y_{EFF}}$. Néanmoins, la taille de la région d'association des amas résolus ne peut être plus petite que celle des amas non résolus et on impose un rayon maximal de 20 arcmin pour SPT et Olimpo et 30 arcmin pour Planck. On a donc :

$$d_{ASSO} = \max\{d_{lobe}, d_{y_{EFF}}\} \quad \text{telle que} \quad \max(d_{ASSO}) \leq \{20', 30'\} \quad (\text{resp. Olimpo/SPT et Planck})$$

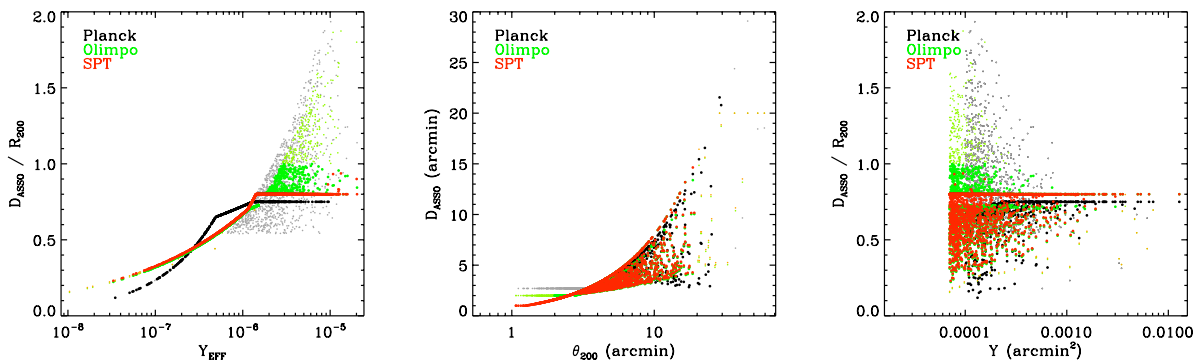


Fig. 4.15 : Critère d'association pour Planck, Olimpo et SPT (resp. en noir, vert et rouge). À gauche, le critère dans le plan y_{EFF} /distance normalisée. Les lignes désignent le rayon de la région d'association des amas résolus en unité de R_{200} pour chacune des expériences. Les points désignent les amas non résolus. Au centre est représenté le rayon d'association en fonction de la taille à R_{200} et à droite, le critère d'association est exprimé dans le plan Y -distance normalisée.

Le résultat pour chacune des expériences est montré figure 4.15 qui montre la distance d'association maximale en fonction des caractéristiques des amas. Avec le critère basé sur le rapport y_{EFF} , on autorise ainsi de grandes distances d'association pour les amas suffisamment brillants mais étendus. Ici, il convient de noter que l'on préfère effectuer une coupure dans l'association en termes de flux et non en terme de y_{EFF} car comme le montre la figure 4.12 puisque y_{EFF} combine la valeur du flux et du rayon des amas, on retrouve dans typiquement $y_{EFF} \leq 2 \times 10^{-7}$ des amas brillants qu'il ne faut pas manquer car ils sont rares donc si on en manque même peu en proportion cela fait beaucoup !

¹⁵Excepté Planck où on a choisit $d_{lobe} = 3$ arcmin correspondant à notre critère basé sur la distance moyenne et après vérification sur les histogrammes de la distance d'association en fonction de θ_{200} .

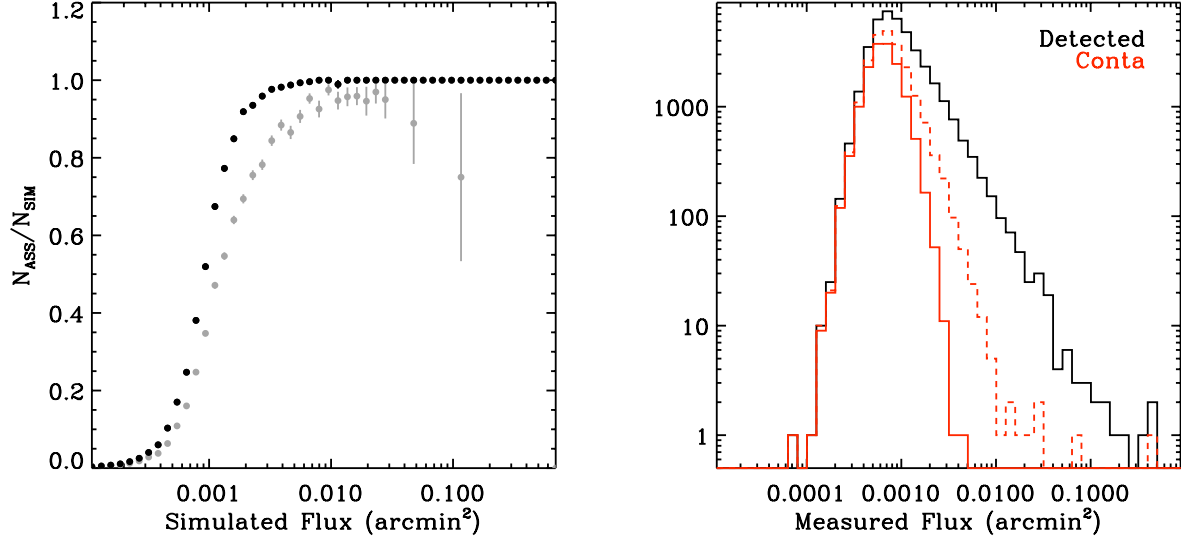


Fig. 4.16 : Critère de validation de l'association. A gauche : la complétude avec en gris le résultat obtenu avec l'association basée sur la distance moyenne et en noir celle avec y_{EFF} . A droite : l'estimation de la contamination en rouge en pointillés avec la distance moyenne et en traits pleins pour y_{EFF} .

4.4.4 Validation du critère

Avec la procédure d'association, on obtient directement l'évaluation de la complétude et de la contamination du catalogue. On s'attend à ce que la contamination décroisse quand le flux augmente. De même, on s'attend à ce que la complétude tende vers 1 vers les hauts flux. Dans le cas contraire, les contaminations à hauts flux sont probablement des amas détectés mais non associés et donc comptés comme contaminants.

On trace les histogrammes de la complétude et de la contamination en fonction du flux. En particulier, on compare le critère d'association montré sur la figure 4.9 basé sur la distance d'association moyenne en fonction de la taille des amas avec le critère utilisant le rapport y_{EFF} et la distance relative. La comparaison est montrée sur la figure 4.16 dans le cas de Planck. Ainsi, on voit qu'une association basée sur la distance moyenne manque des amas à hauts flux dû à leur erreur plus grande sur la reconstruction de la position. On s'attend aussi à voir un effet à bas flux mais la statistique étant plus importante, l'effet est dilué. On choisit donc la méthode utilisant y_{EFF} .

Dans les deux cas, la correspondance en flux suit la droite $Y_{rec} = Y_{sim}$ avec une dispersion à l'intérieur d'une bande $0.2 \leq Y_{rec}/Y_{sim} \leq 5$ pour $Y \geq 5 \times 10^{-4}$.

4.4.5 Estimation du taux d'associations fortuites

Avec les distributions utilisées pour établir le critère d'association, on peut calculer un taux d'associations fortuites. Ce taux est mesuré pour chaque distribution en ajustant la partie plate de la distribution par une constante. On a un taux de fortuites estimé à $\approx 4\%$ pour chaque expérience pour $y_{EFF} \approx (3_{-1}^{+3}) \times 10^{-6}$.

4.5 Le Monte Carlo et la construction d'un modèle

Avec le catalogue d'amas associés, on a la correspondance entre les amas simulés et leur détection. Il est donc possible de

1. évaluer la précision de la reconstruction de leur flux
2. calculer le taux de contamination à chaque flux
3. caractériser la complétude du catalogue

Pour cela, on a fait tourner un Monte-Carlo de la chaîne de détection sur près de 300 simulations du ciel observé par Planck, Olimpo et SPT. La statistique du Monte-Carlo est résumée dans le tableau 4.2.

	simu à Y_{fix}	simu à Y_{min}	détection	association
SPT-like	$6,6 \times 10^5$	$1,5 \times 10^5$	$7,7 \times 10^4$	$3,5 \times 10^4$
Olimpo-like	$2,7 \times 10^6$	$5,6 \times 10^5$	$1,5 \times 10^5$	$9,6 \times 10^4$
Planck-HFI-like	$2,7 \times 10^6$	$1,6 \times 10^5$	$4,5 \times 10^4$	$2,3 \times 10^4$

Tab. 4.2 : *Ordre de grandeur du nombre de sources simulées, détectées et associées (identifiées comme amas) issu du Monte-Carlo pour construire le modèle d'observation. Les étapes du Monte-Carlo sont décrites dans les sections 4.2, 4.3 et 4.4. $Y_{fix} = 2 \times 10^{-5} \text{ arcmin}^2$. Y_{min} est le seuil d'association, défini pour chaque expérience dans au paragraphe 4.4.2.*

4.5.1 La contamination

Le nombre de sources détectées est donné par la somme des amas détectés et des fausses détections. Le taux de contamination dépend du flux des sources détectées. Dans notre modèle, on l'obtient directement en sortie du monte-carlo en tant que la proportion des sources détectées mais non associées.

Le résultat est tracé dans la figure 4.17 pour Planck, Olimpo et SPT. Dans les panels supérieurs, on a superposé l'histogramme du nombre de sources détectées avec l'histogramme des contaminations (resp. en ligne continue noire et en tirets rouges). Dans les panels inférieurs, on a tracé le rapport du nombre de contaminations sur le nombre de sources détectées *i.e.* le taux de contamination des catalogues. On remarque alors deux caractéristiques communes aux trois expériences :

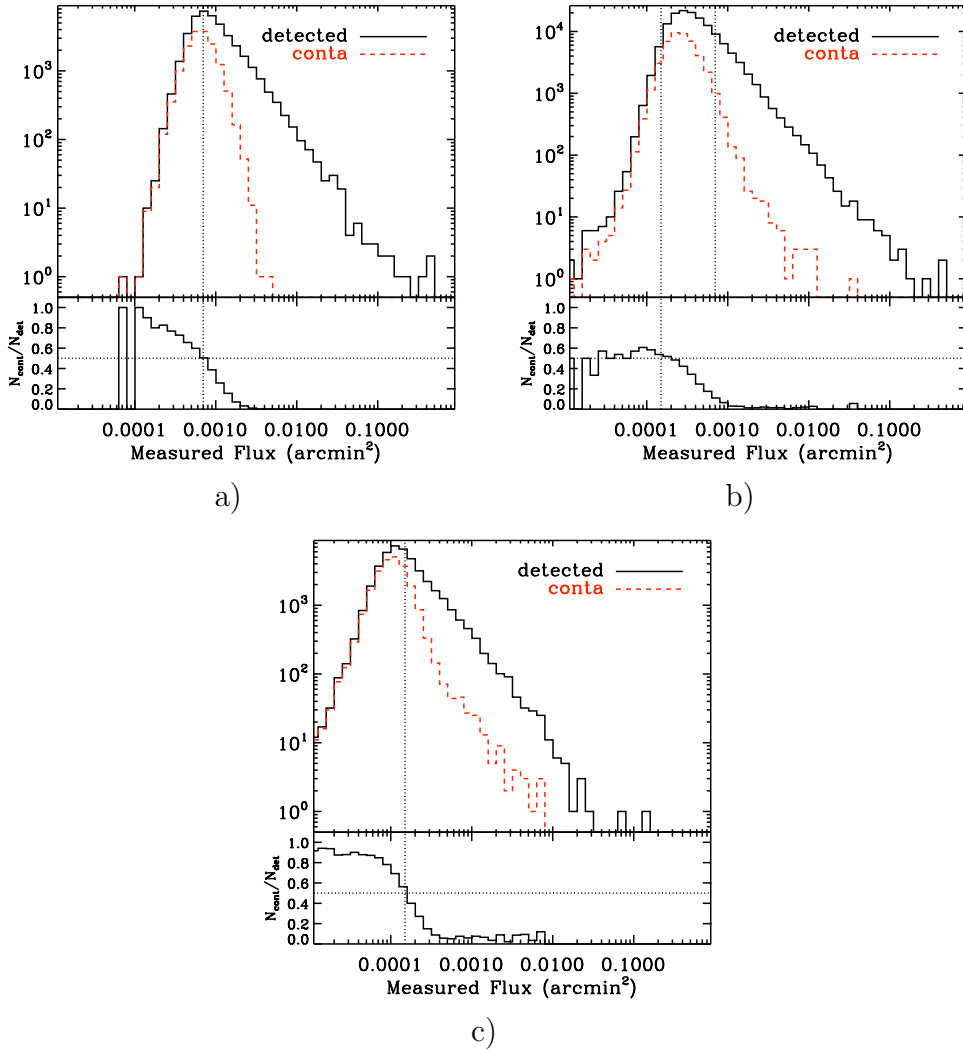


Fig. 4.17 : Histogramme du nombre de sources détectées (en noir) et du nombre de fausses détections (tirets rouges) en fonction du flux observé : a) Planck, b) Olimpo et c) SPT. Le panel du bas représente le rapport entre les deux distributions N_{CONT}/N_{DET} .

- l’histogramme du nombre de sources détectées suit une distribution piquée. Ceci traduit deux comportements :
 1. Le seuil de détection des sources ne se fait pas en flux observé mais en fonction du signal sur bruit et donc ne forme pas une coupure nette en flux observé.
 2. Le nombre d’amas simulés décroît lorsque le flux augmente suivant la prédiction de la fonction de masse (figure 4.1).
- l’histogramme du nombre de fausses détections suit la distribution du nombre de sources détectées. A bas flux, les fausses détections sont majoritaires tandis qu’à haut flux, leur nombre décroît plus rapidement que le nombre de sources détectées.

Plus particulièrement, la distribution du taux de contamination en fonction du flux mesuré suit une distribution pouvant être caractérisée par deux paramètres : un seuil en flux $Y_{OBS,1/2}$ au delà duquel la contamination tombe en dessous de 50% et une pente représentant

la coupure exponentielle à haut flux. On remarque que dans le cas de Planck, le taux de contamination tend vers 100% des sources détectées à bas flux et décroît rapidement lorsque le flux augmente si bien qu'à $Y_{OBS} \approx 3 \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$, on estime une contamination inférieure à $\sim 5\%$.

Dans le cas de Olimpo et SPT, le taux de contamination n'atteint pas 100% des sources détectés à bas flux. On mesure un taux de l'ordre de 60% à 80% de contamination à bas flux respectivement pour Olimpo et SPT. Le taux de contamination tombe plus rapidement pour SPT que pour Olimpo, néanmoins, on observe une queue à haut flux dans le cas de SPT alors qu'on mesure une contamination de l'ordre de $\sim 1\%$ pour $Y_{OBS} \geq 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ pour Olimpo. La meilleure résolution de SPT lui permet de détecter des amas à flux plus bas que les autres expériences. Cependant, son nombre limité de bande d'observation rend la séparation en composante moins performante. De même, sa haute résolution le rend davantage sensible au bruit aux basses échelles angulaires. En particulier, on comprend bien pourquoi les sources ponctuelles représentent une source de contamination majeure pour la détection des amas de galaxie en aveugle. Comparé à Olimpo qui est le cas intermédiaire entre SPT et Planck dans le sens où il a une résolution et un nombre de fréquence intermédiaire, SPT présente un catalogue détecté davantage contaminé que Olimpo aussi bien à bas flux qu'à haut flux.

Dans le cas de notre méthode d'extraction d'amas avec séparation en composante, on obtient un seuil de 50% de contamination pour Planck pour un flux observé $Y_{rec} \geq 7 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$ et de $Y_{rec} \geq 1.5 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$ pour Olimpo et SPT (figure 4.17).

4.5.2 La complétude

La complétude est une mesure de la probabilité de détecter un amas en fonction de ses caractéristiques. Ici, on choisit de la calculer en fonction de son flux et de son redshift.

Monte-Carlo

On calcule la complétude en faisant le rapport entre les distributions d'amas simulés et les distributions d'amas détectés dans le plan Y-z.

En faisant le rapport du nombre d'amas détectés sur le nombre d'amas simulés en fonction du flux simulé, on calcule la complétude intégrée en fonction du redshift. Le résultat est montré sur la figure 4.18 pour les 3 expériences. On remarque que la complétude croît avec le flux comme attendu dans le paragraphe 4.4.4. En particulier, pour chaque expérience, elle passe par une zone de transition avant d'atteindre le plateau où 100% des amas simulés sont détectés. On peut caractériser cette zone de transition par une pente α et un seuil en flux $Y_{1/2}$ au delà duquel on passe la barre des 50% des amas simulés sont détectés.

Ce seuil de détection varie d'une expérience à l'autre. Le seuil de détection des expériences à haute résolution (SPT et Olimpo) est plus bas que celui de Planck (qui a une résolution plus basse). On a respectivement pour Planck, Olimpo et SPT, un seuil global de $Y_{1/2} = 1.4 \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$, $Y_{1/2} = 3.6 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$ et $Y_{1/2} = 2.8 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$ pour une pente

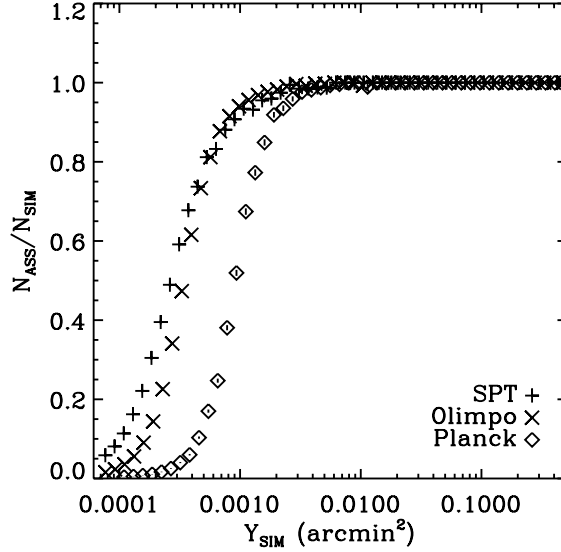


Fig. 4.18 : Complétude en fonction du flux simulé (« complétude intégrée en redshift ») obtenue en sortie du Monte-Carlo.

globale $\alpha \approx 7.1$, $\alpha \approx 6.8$ et $\alpha \approx 5.1$. Cela a pour conséquence directe que les expériences à haute résolution détectent des amas à plus hauts redshift comme on pouvait s'y attendre. Elles sont dites à ciel profond.

C'est ce que l'on voit sur la figure 4.19, où on a représenté la complétude dans le plan Y-z. On détecte les amas jusqu'à un redshift de l'ordre de $z \sim 1$ dans le cas de Planck tandis que pour Olimpo et SPT, on obtient un redshift maximal de $z \sim 1.5$ (figure 4.19). De même, on remarque qu'à flux fixé, l'efficacité de détection augmente avec le redshift. Ceci s'explique par le fait que plus les amas sont lointains, plus leur signal se concentre sur un petit nombre de pixels. Pour un même flux intégré, leur flux par pixel est donc plus important et leur signal sur bruit plus élevé. Ceci confirme le fait que l'effet SZ est efficace pour détecter les amas lointains et il permet de sélectionner les amas uniquement sur le critère de leur flux à haut redshift.

La figure 4.1, montre que les scénarios de formation des grandes structures et la fonction de masse prévoient peu d'amas à grand redshift. Ceci est dû au fait que les amas se forment aux alentours de $z \sim 2$ (juste avant la domination du bilan énergie de l'Univers par l'énergie noire). Afin d'évaluer l'efficacité de détection dans tout le plan Y-z, on ajoute à la simulation cosmologique des amas à haut redshift dans la bande de transition de la complétude. On suppose que l'on reconstruit 100% des amas brillants *i.e.* situés au dessus de la zone de transition c'est-à-dire respectivement $Y_{SIM} \geq 10^{-3}$ arcmin² et $z \geq 1$ pour Olimpo et SPT et $Y_{SIM} \geq 2 \times 10^{-3}$ arcmin² et $z \geq 1$ pour Planck.

La figure 4.20 montre le résultat du monte-carlo pour la complétude en fonction du flux simulé pour quatre bandes de redshift différentes dans le cas de Planck. On remarque alors deux effets :

- comme attendu, l'efficacité de détection augmente de façon monotone avec le flux croissant

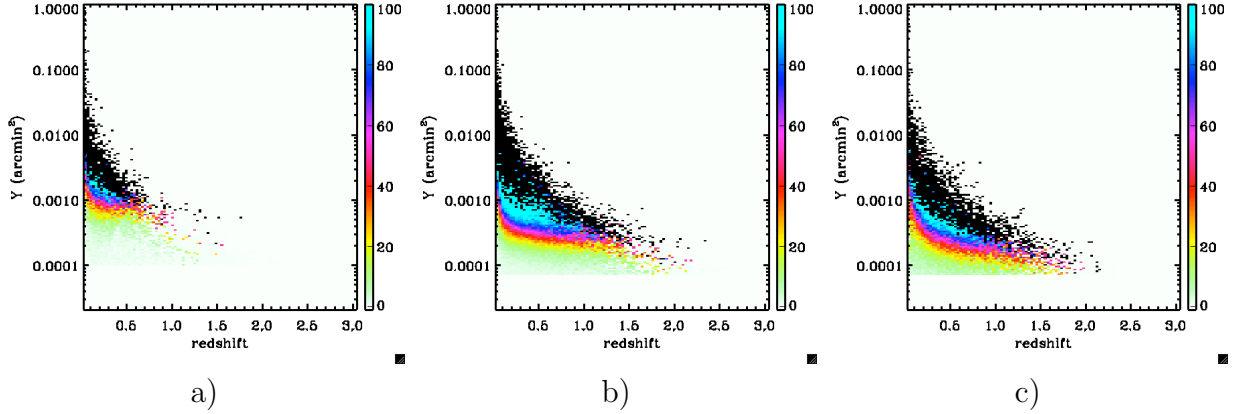


Fig. 4.19 : Complétude dans le plan Y - z pour les simulations « cosmologique ».

des amas

- les valeurs de la pente et du seuil dans la zone de transition évoluent avec le redshift. Plus on avance vers les hauts redshift et plus la transition est rapide et le seuil bas, jusqu'à atteindre une valeur minimale pour le seuil et une valeur maximale pour la pente à haut redshift. A haut redshift, la courbe reste stable *i.e.* il n'y a plus d'évolution (simple sélection en flux).

Ainsi, la complétude dépend à la fois du flux et du redshift des amas. L'effet SZ est efficace pour détecter les amas lointains et il permet de sélectionner les amas uniquement sur le critère de leur flux à haut redshift. A bas redshift par contre, il est moins efficace dû à l'extension des amas sur le ciel.

Modèle numérique

L'évolution de la complétude en fonction du flux se paramétrise bien par une fonction du type Fermi-Dirac avec deux paramètres : le seuil de détection à 50% $Y_{1/2}$ et la pente de l'efficacité α .

$$P(Y, z) = 1 - \frac{1}{1 + \exp\{(Y - Y_{1/2}(z))/\alpha(z)\}} \quad (4.29)$$

L'efficacité de détection des amas suit une loi binomiale dans la mesure où pour chaque amas si on pose p est la probabilité qu'il soit détecté, $q = 1 - p$ est la probabilité de ne pas le détecter. On la caractérise donc par une espérance $E[n] = Np$ et une variance $V[n] = Npq$ où n est le nombre d'amas détectés sur un total de N amas simulés. La proportion d'amas détectés est un estimateur de p qu'on peut noter $\hat{p} = \frac{n}{N}$. Il suit que la moyenne est $E[\hat{p}] = p$ et la variance est $V[\hat{p}] = \frac{1}{N^2}V[n]$. L'erreur associée à nos données Monte-Carlo sur la complétude est donc :

$$\sigma[\hat{p}] = \sqrt{p \frac{1-p}{N}} \quad \rightarrow \quad \sigma \equiv \frac{1}{N_{sim}} \sqrt{\frac{N_{det}(N_{sim} - N_{det})}{N_{sim}}}$$

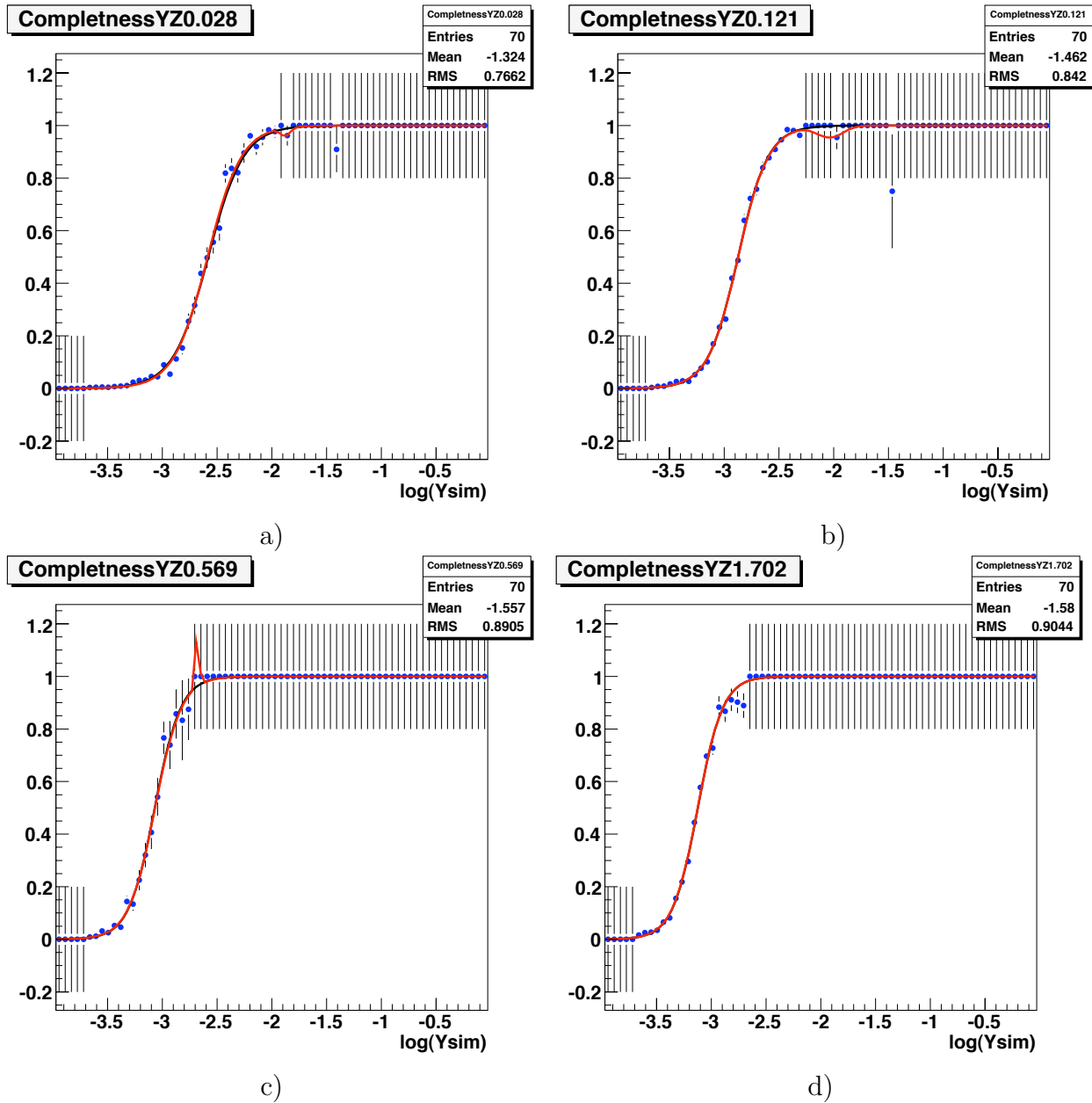


Fig. 4.20 : Résultat du Monte-Carlo pour la complétude en fonction du flux simulé à 4 redshifts différents pour a), b) c) et d) on a respectivement $\langle z \rangle = 0.028$, $\langle z \rangle = 0.121$, $\langle z \rangle = 0.569$ et $\langle z \rangle = 1.702$. Cas Planck

En dehors de points de données *i.e.* où $N_{sim} = 0$, on fixe une erreur large de ± 0.1 et on impose à la complétude de tendre vers 0 à bas flux (typiquement $Y_{SIM} \leq 2 \times 10^{-4}$ arcmin²) et de tendre vers 1 (100% de détection) à haut flux (typiquement $Y_{SIM} \geq 2 \times 10^{-4}$ arcmin²), la transition étant déterminée par le Monte-Carlo.

Pour chaque intervalle de redshift, on ajuste la complétude avec la fonction 4.29. L'évolution des paramètres avec le redshift est montrée figure 4.21 dans les panels de gauche (a), c) et e) respectivement pour Planck, Olimpo et SPT). En particulier, on peut ajuster leur évolution par un polynôme d'ordre 4 pour la pente et la somme d'un polynôme d'ordre 4 et d'une exponentielle pour le seuil à 50%. A haut redshift $z \geq z_{max}$, l'évolution des paramètres devient plate. Ainsi, notre modèle de complétude se caractérise par l'évolution des deux paramètres $Y_{1/2}(z)$ et $\alpha(z)$ tels que :

$$\begin{aligned}
 \log_{10}(Y_{1/2})(z) &= \sum_{i \leq 4} a_i z^i + \exp z & z < z_{max} \\
 &= \log_{10}(Y_{const}) & z \geq z_{max}
 \end{aligned} \tag{4.30}$$

$$\begin{aligned}
 \alpha(z) &= \sum_{i \leq 4} a_i \log(z)^i & z < z_{max} \\
 &= \alpha_{const} & z \geq z_{max}
 \end{aligned}$$

avec $\{z_{max}, Y_{const}$ et $\alpha_{const}\}$ égale à $\{1.17, 7.6 \times 10^{-4}, 8.68\}$, $\{1.33, 2.0 \times 10^{-4}, 9.36\}$ et $\{2.98, 1.3 \times 10^{-4}, 10.20\}$ respectivement pour Planck, Olimpo et SPT.

Le modèle de complétude est montré sur les panels droits de la figure 4.21

4.5.3 La photométrie

La photométrie quantifie la précision de la reconstruction du flux des amas. En l'absence de suivi à d'autres longueurs d'onde, le flux mesuré est le seul estimateur de la masse des amas. L'erreur sur le flux observé s'additionne à la dispersion attendue dans la relation d'échelle M-Y pour constituer la relation M- Y_{OBS} utile pour l'exploitation scientifique.

Résultat du Monte-Carlo

Les amas massifs qui correspondent aussi aux amas de plus hauts flux et de plus grande taille angulaire sur le ciel se situent dans la queue de la distribution de la fonction de masse (figure 4.1b). Ils sont rares et donc générés en nombre insuffisant dans nos simulations pour que l'on puisse en étudier statistiquement les propriétés de reconstruction. On décide d'ajouter au Monte-Carlo des simulations spécifiques contenant un supplément d'amas brillants « non cosmologiques ». Pour chaque expérience, on ajoute 5 amas dont la position est connue sur 100 simulations complètes. Dans ces simulations, on ne cherche qu'à détecter ces amas car la présence d'amas brillants peut biaiser la détection des amas normalement présents.

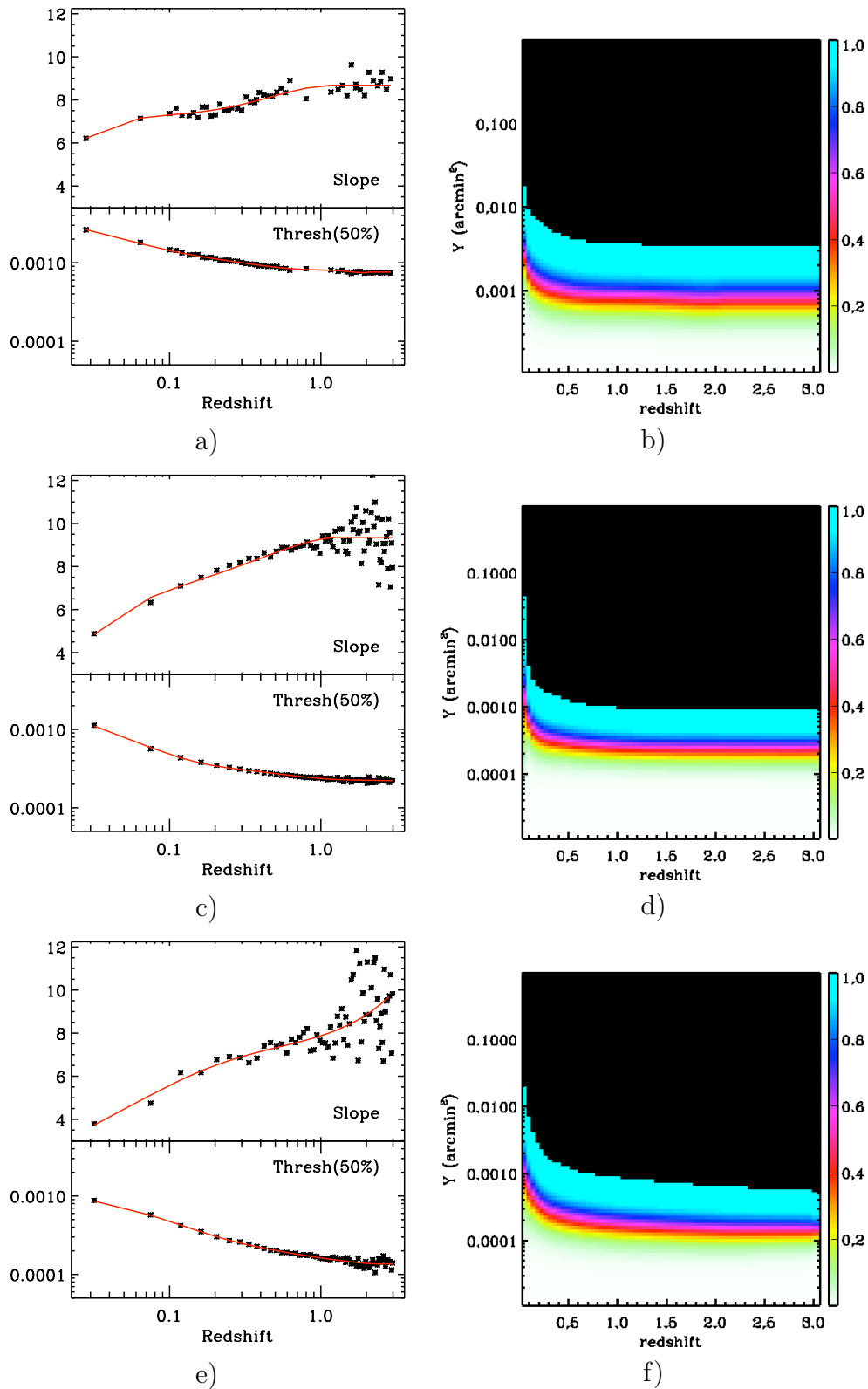


Fig. 4.21 : *Modèle de complétude pour de haut en bas Planck, Olmpo et SPT. A gauche, évolution des paramètres de la fonction 4.29 en fonction du redshift. A droite le modèle de complétude reconstruit dans le plan Y-z.*

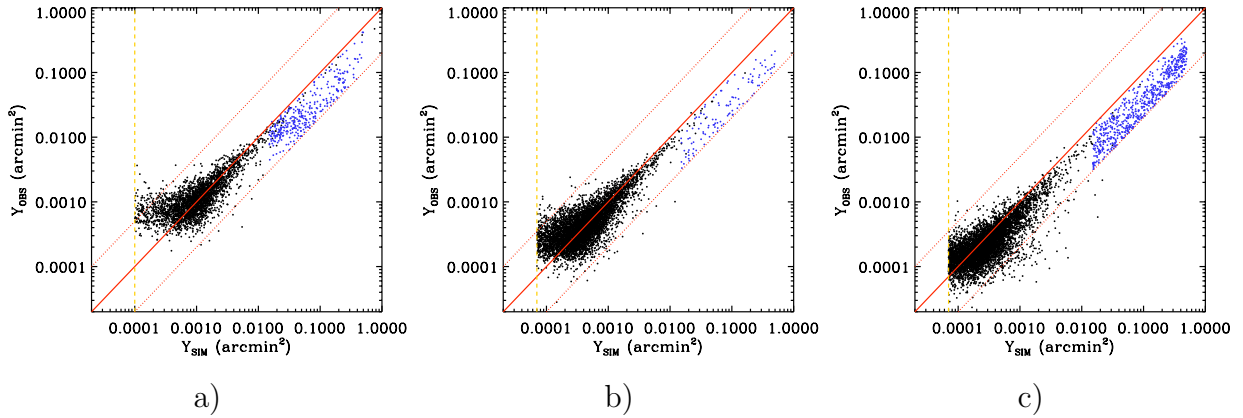


Fig. 4.22 : *Photométrie : distribution du flux observé en fonction du flux reconstruit dans le cas de a) Planck, b) Olimpo et c) SPT. La ligne horizontale indique le seuil d'association en flux simulé. La droite rouge en traits pleins indique la droite $Y_{OBS} = Y_{SIM}$. Les lignes en pointillés délimitent la zone où $0.2 \leq Y_{OBS}/Y_{SIM} \leq 5$. Les points noirs représentent les amas associés des simulations cosmologiques et les points bleus les amas brillants des simulations spécifiques photométrie. Ici, on montre une statistique équivalente à $\approx 10\%$ des points de données du Monte-Carlo.*

On trace alors le flux observé *i.e.* reconstruit en fonction du flux simulé pour l'ensemble des simulations « standards » et « spécifiques ». Le résultat est montré sur la figure 4.22. On distingue deux effets principaux :

1. un effet global : les flux observés se distribuent bien autour de la valeur $Y_{OBS} = Y_{SIM}$ mais avec une dispersion qui augmente au fur et à mesure qu'on va vers les bas flux
 2. des effets systématiques à bas et haut flux :
 - A bas flux, il y a une surestimation du flux. Cet effet est associé à un effet de seuil de détection. Il existe un flux observé limite en dessous duquel les amas ne sont plus détectés. Ainsi, proche du seuil, seuls les amas dont le bruit est favorable *i.e.* dont l'erreur sur le flux les fait paraître plus brillants vont être détectés.
 - A haut flux, on remarque une sous-estimation systématique du flux reconstruit. Cet effet est dû à l'extension des amas sur le ciel. Le modèle de formation des structures considéré prévoyant que les amas les plus massifs se forment à bas redshift, à hauts flux on est dominé par des amas étendus. Or à flux fixé, plus un amas est étendu et plus son flux apparaît dilué. L'erreur sur la reconstruction de sa taille est donc plus importante. En particulier, le profil de pression (ou de densité) dont dépend l'intensité du flux SZ étant piquée, il est plus difficile de détecter les régions plus extérieures des amas. L'intégration du flux ne se fait donc pas sur toute la surface de l'amas. On a donc une sous-estimation du flux par rapport au flux simulé.
- Un autre effet contribuant à la sous-estimation du flux des amas étendus est l'effet de confusion. Plus un amas est étendu plus la probabilité qu'il y ait au moins un autre amas détecté sur sa ligne de visée est importante. Une fraction du flux de l'amas peut ainsi être attribuée à un autre.

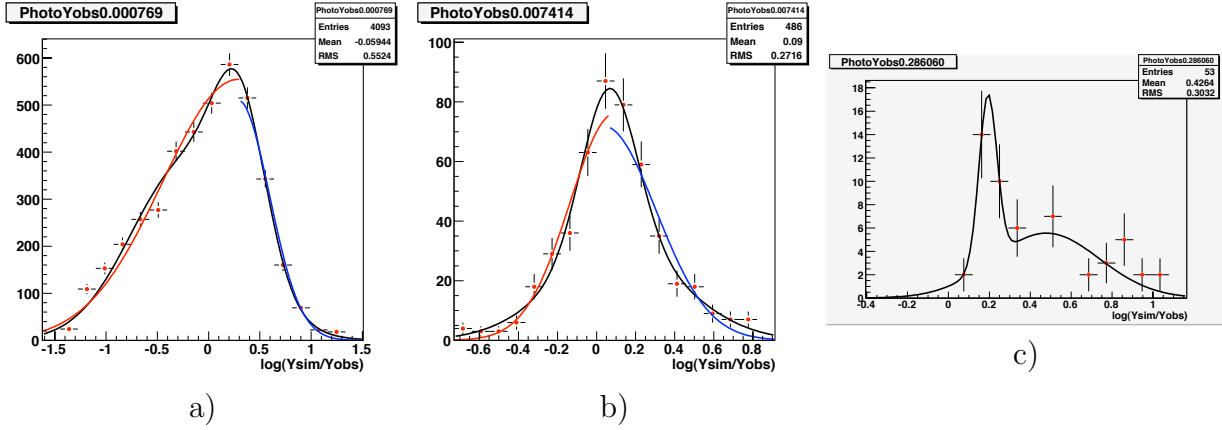


Fig. 4.23 : Exemple Planck : a, b, et c : Histogramme du nombre d'amas associés en fonction du rapport Y_{SIM}/Y_{OBS} en échelle logarithmique normale (i.e. $Y_{OBS} = Y_{SIM}$ correspond à $X = \log(Y_{SIM}/Y_{OBS}) = 0$) pour différentes valeurs de Y_{OBS} . (voir texte)

Modèle analytique

Un modèle d'observation consiste à déterminer quel flux simulé contribue à un flux observé donné. On trace alors les distributions du nombre d'amas en fonction de la valeur du rapport Y_{SIM}/Y_{OBS} en échelle logarithmique¹⁶ pour différents intervalles en flux observé tel que chaque intervalle contienne un minimum de 50 amas associés.

La figure 4.23 montre ces distributions dans le cas de Planck pour trois valeurs du flux observé Y_{OBS} telles que de gauche à droite, on a $\langle Y_{OBS} \rangle = 7.7 \times 10^{-4}$ arcmin², $\langle Y_{OBS} \rangle = 7.4$ arcmin² et $\langle Y_{OBS} \rangle = 2.9 \times 10^{-1}$ arcmin². Les points de données du Monte-Carlo se distribuent autour de la valeur $X_0 = \ln(Y_{SIM}/Y_{OBS}) = 0$ équivalent à $Y_{OBS} = Y_{SIM}$. On observe sur la figure 4.23a) un élargissement de la distribution vers $\ln(Y_{SIM}/Y_{OBS}) \leq 0$ ce qui correspond à la sur-estimation du flux des amas proches du seuil de détection. Tandis que sur la figure 4.23c), on remarque un sursaut pour $\ln(Y_{SIM}/Y_{OBS}) \geq 0$ correspondant à la sous-estimation du flux des amas étendus.

Ces distributions sont bien ajustées par la somme de deux gaussiennes, l'une modélisant la résolution globale i.e. l'effet principal d'élargissement de la distribution lorsque le flux diminue et la seconde les effets systématiques tel que :

$$\text{pdf}(Y_{SIM}|Y_{OBS}) = n_1 \times \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(X - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2} \right] + n_2 \times \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(X - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2} \right] \quad (4.31)$$

avec $X \equiv \ln(Y_{SIM}/Y_{OBS})$ et tel que $n_1 + n_2 = 1$.

On peut alors suivre l'évolution des paramètres de ces deux gaussiennes avec le flux observé. On choisit de définir comme gaussienne principale celle dont la moyenne μ_1 varie peu par rapport à celle de la gaussienne secondaire qui va traduire les effets systématiques à haut et bas flux. C'est illustré sur la figure 4.24 où l'on voit la position de la seconde gaussienne se

¹⁶On utilise une échelle logarithmique népérienne soit pour la valeur de référence $Y_{OBS} = Y_{SIM}$, on trouve une distribution centrée sur 0.

déplacer de part et d'autre de la première. L'écart-type des deux gaussiennes croît lorsque le flux diminue avec un sursaut à haut flux où l'erreur sur le flux augmente due à l'extension des amas sur le ciel.

L'évolution des paramètres de l'ajustement de la photométrie avec le flux observé peut être ajustée avec un polynôme d'ordre 3 et par la somme d'un polynôme d'ordre 2 et d'une exponentielle pour l'écart-type de la gaussienne principale (panel de gauche de la figure 4.24). On choisit cette paramétrisation pour calculer la pdf de la photométrie de l'ensemble des amas simulés.

En particulier, les points de données du panel gauche de la figure 4.24 représentent les valeurs des paramètres d'ajustement de la photométrie avec les deux gaussiennes. On voit en dessous de quel flux observé le biais dû à l'effet de seuil commence à dominer. A ce flux, la moyenne de la seconde gaussienne μ_2 devient inférieur à la moyenne μ_1 de la gaussienne principale : $\mu_2 < \mu_1 |_{Y_{OBS} < Y_{OBS,biais}}$. Sans cet effet, on attendrait une distribution symétrique dont l'élargissement du côté $Y_{OBS} < Y_{SIM}$ est égal à celui du côté $Y_{OBS} > Y_{SIM}$. Il est alors possible de corriger le biais dû à l'effet de seuil en utilisant l'information sur l'élargissement du côté surestimé $Y_{OBS} > Y_{SIM}$ pour symétriser la distribution.

Ainsi, pour $Y_{OBS} \leq Y_{OBS,biais}$, la partie coupée due à la reconstruction d'amas se trouvant sous le seuil de détection est obtenue par symétrie de la partie non biaisée $Y_{OBS} > Y_{SIM}$ par rapport à μ_1 .

Ce seuil apparaît à $Y_{OBS,biais} = 6.2 \times 10^{-3}$ arcmin² pour Planck, $Y_{OBS,biais} = 5 \times 10^{-3}$ arcmin² pour Olimpo et $Y_{OBS,biais} = 9 \times 10^{-4}$ arcmin² pour SPT. Notre modèle corrigé de l'effet de seuil s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \text{pdf}(Y_{SIM}|Y_{OBS}) |_{Y_{OBS} > Y_{OBS,biais}} &= \frac{n_1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \times \exp \left[-\frac{(X - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2} \right] + \frac{n_2}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \times \exp \left[-\frac{(X - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2} \right] \\ \text{pdf}(Y_{SIM}|Y_{OBS}) |_{Y_{OBS} \leq Y_{OBS,biais}} &= \frac{n_1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \times \exp \left[-\frac{(X - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2} \right] + \\ &\quad \frac{n_2}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \times \left(\exp \left[-\frac{(X - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2} \right] \mathcal{H}(\mu_1 - X) \right. \\ &\quad \left. + \exp \left[-\frac{(X - \mu_{2,sym})^2}{2\sigma_2^2} \right] \mathcal{H}(X - \mu_1) \right) \end{aligned}$$

où $\mathcal{H}(x)$ est la fonction de Heaviside telle qu'elle est égale à 0 pour $x < 0$ et 1 pour $x \geq 0$. On définit $\mu_{2,sym} = \mu_1 + |\mu_2 - \mu_1|$, $\sigma_{2,sym} = \sigma_2$, $n_{2,sym} = n_2$.

La figure 4.24 montre le résultat pour les trois expériences Planck, SPT et Olimpo respectivement au panel du haut, du milieu et du bas avec à gauche l'évolution des paramètres du modèle et à droite le modèle de photométrie ainsi corrigé du biais de l'effet de seuil. En particulier, on vérifie que l'intégrale du modèle vérifie :

$$\int \text{pdf}(Y_{SIM}|Y_{OBS}) dY_{SIM} = 1 \quad \forall Y_{OBS}$$

En plus des effets décrits au dessus, on remarque une sous-estimation systématique du flux mesuré représenté par le fait que $\mu_1 > 0$. Ceci est dû au même effet que la sous-estimation

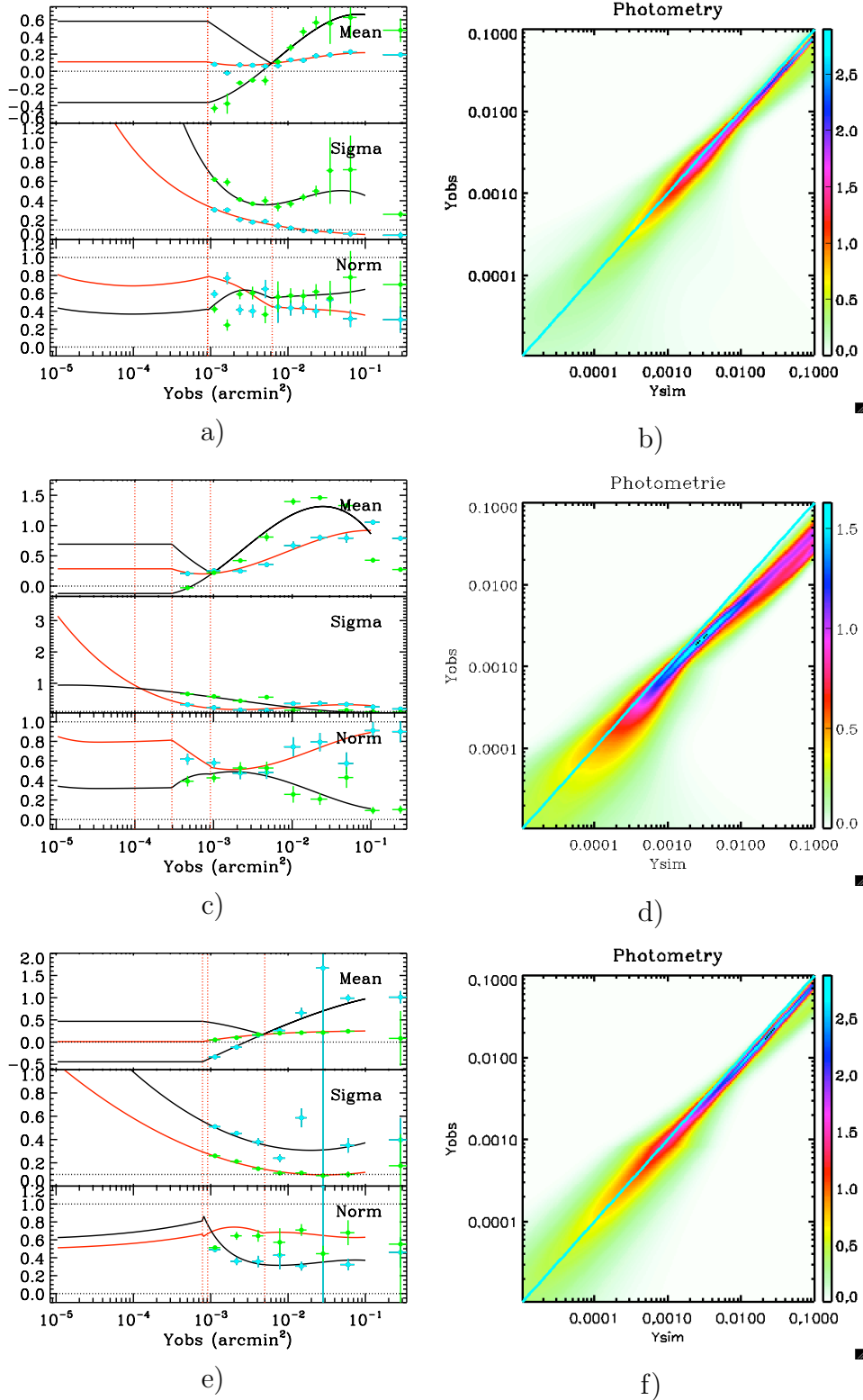


Fig. 4.24 : *Modèle de photométrie. Les figures a), c) et e) montrent respectivement l'évolution des paramètres du modèle avec le flux observé pour Planck, SPT et Olimpo. Les points de données verts et bleus représentent les jeux de paramètres ajustant le mieux les données du Monte-Carlo. En noir l'ajustement de l'évolution des paramètres de la seconde gaussienne et en rouge ceux de la gaussienne principale (voir texte). Les figures b), d) et f) montrent la photométrie corrigée de l'effet de seuil pour les 3 expériences.*

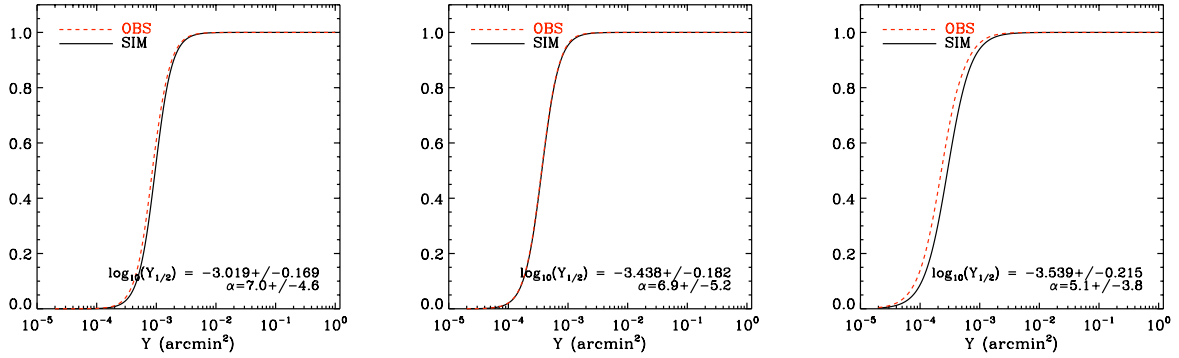


Fig. 4.25 : Complétude intégrée en redshift en fonction du flux simulé en noir et du flux observé en tiret rouge. De gauche à droite : Planck, Olimpo et SPT.

systématique de la mesure du flux à haut flux : l'extension des amas sur le ciel. On compare ainsi deux mesures de flux différentes : l'une théorique pour laquelle le flux est intégré jusqu'à $5 \times \theta_{500}$ et l'autre pour laquelle le flux est intégré jusqu'au rayon maximal détecté θ_{MAX} qui se trouve être inférieur soit $\theta_{MAX} < 5\theta_{500}$.

Ainsi, pour Planck, on ne mesure que $\sim 85\%$ à 95% du flux lorsque l'on va de $\sim 10^{-1}$ à $\sim 5 \times 10^{-4}$ arcmin² tandis que pour Olimpo on arrive à $\approx 82\%$ à haut flux à un biais quasi nul au seuil. SPT subit la plus importante sous-estimation du flux avec un flux mesuré moyen à $\approx 82\%$ pour les amas proches du seuil en flux jusqu'à seulement $\approx 45\%$ du flux total des amas brillants, ce qui correspond à $\theta_{MAX} \sim 60\%$ de θ_{500} .

Plus la résolution est bonne et plus le flux se répartit sur un nombre de pixels bruités important ce qui conduit à une erreur plus importante. Néanmoins, il est possible d'envisager de mesurer le profil SZ des amas résolus comme décrit dans Plagge et al 2010 [72] dans le cas de SPT. En ajustant ces profils avec les profils paramétriques « universels » tel que le GNFW ou le β , on peut estimer la taille R_{vir} de l'amas et ainsi déterminer quelle fraction du flux total est mesurée.

4.5.4 Vérification de la cohérence du modèle

Une des finalités du modèle d'observation est, d'en plus de comprendre et de quantifier les systématiques touchant les catalogues détectés d'une expérience SZ type, de calculer les distributions réellement observées à partir des distributions théoriques d'amas. Cela permet notamment d'estimer la précision de notre modèle en comparant les distributions obtenues grâce au modèle avec celles issues du Monte-Carlo.

On s'attache premièrement à reproduire la photométrie observée. En particulier, dans le paragraphe précédent, on a interprété la surestimation systématique du flux des amas proches du seuil de détection comme étant un effet de sélection. On s'est donc affranchi de cet effet en symétrisant la distribution. Pour reproduire la photométrie observée P_{DAT} , on doit appliquer

la complétude intégrée en redshift sur le modèle photométrique P_{MOD} telle que :

$$P_{DAT}(Y_{OBS}, Y_{SIM}) = C_{OBS} \times P_{MOD}(Y_{OBS}, Y_{SIM}) \times C_{SIM} \quad (4.32)$$

où la photométrie se présente sous la forme d'une matrice $M \times N$ où M est la taille de la base sur les flux observés Y_{OBS} et N celle de la base des flux simulés Y_{SIM} telle que $[P_{MOD}]_{i,j} = \alpha_{i,j}$ représente la contribution du flux simulé $Y_{SIM,j}$ au flux observé $Y_{OBS,i}$ et $\sum_j \alpha_{i,j} \times \Delta Y_{SIM,j} = 1$. C_{OBS} (resp. C_{SIM}) représente la complétude intégrée en redshift en fonction du flux observé (resp. en fonction du flux simulé) sous forme d'une matrice $1 \times M$ (resp. $N \times 1$). Le signe \times de l'équation 4.32 est une multiplication de matrices.

La complétude en fonction du flux observé est obtenue à partir du modèle de complétude en fonction du flux simulé. On part du principe qu'un amas observé à un flux Y_{OBS} correspond en réalité à un amas de flux Y_{SIM} dont on connaît la complétude. Pour un amas de flux observé Y_{OBS} , la complétude est donc celle obtenue au flux simulé Y_{SIM} correspondant. Soit :

$$C_{OBS}(Y_{OBS}) = C_{SIM}(P_{MOD}(Y_{OBS}, Y_{SIM})) \quad (4.33)$$

On utilise le fait que la photométrie est symétrique à bas flux par rapport à la valeur de la moyenne de la gaussienne principale notée μ_1 (figure 4.24) pour simplifier la relation $Y_{OBS} - Y_{SIM}$, telle que :

$$Y_{SIM} = Y_{OBS} \exp(\mu_1)$$

Se faisant, on néglige la dispersion et on suit simplement le comportement général de la photométrie. L'équation 4.33 devient alors :

$$C_{OBS}(Y_{OBS}) = C_{SIM}(Y_{OBS} e^{\mu_1}) \quad (4.34)$$

Le résultat pour chacune des expériences est montré sur la figure 4.25 où on a superposé la complétude intégrée en redshift en fonction du flux simulé (ligne pleine noire) avec celle correspondant au flux observé (en tiret rouge). On remarque que l'effet de sous-estimation générale du flux observé se manifeste par un décalage dans la complétude. A un flux observé fixé, la probabilité de détection est plus importante. Ceci se comprend aisément dans le sens où à un flux observé fixé les amas « observés » correspondent à des amas de flux simulé plus important. Comme on s'y attend d'après les résultats montrés figure 4.24, le décalage est plus grand dans le cas de SPT pour lequel l'erreur systématique sur le flux est plus importante. Dans le cas de Olimpo cette erreur se réduit considérablement à bas flux, et la complétude en fonction du flux observé se superpose à celle en fonction du flux simulé.

Le résultat sur la photométrie est montré sur la figure 4.26 où on montre en haut le résultat du monte-carlo et en bas le modèle. Sur les figures de la photométrie issue du Monte-Carlo, on voit l'effet de la coupure du seuil en flux de l'association pour diminuer le taux d'associations fortuites (voire paragraphe 4.4.2). En dessous du seuil on n'a plus d'information parce qu'on n'associe plus les amas. Avec le modèle, on retrouve la faible fraction des amas détectés sous ce seuil d'association (lignes verticales). On peut ainsi prédire comment se distribue leur flux observé. On reproduit effectivement la sur-estimation observée des amas proches du seuil.

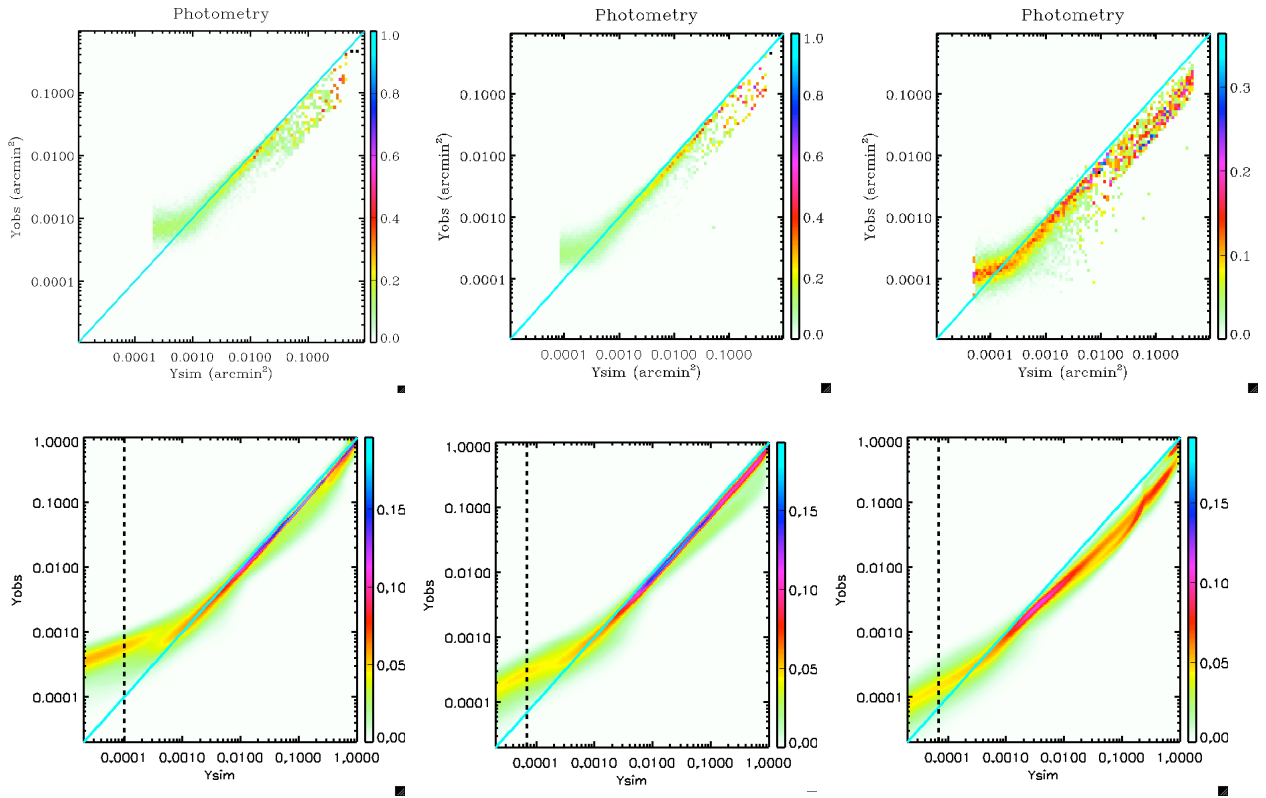


Fig. 4.26 : Panel du haut : photométrie issue du monte-carlo. Panel du bas : modèle de photométrie reproduit avec application de la complétude pour reproduire l'effet de sélection. Les lignes verticales représentent la coupure en flux du seuil d'association. De gauche à droite : Planck, Olimpo et SPT.

De même, appliquant le modèle de complétude dans le plan $Y_{SIM} - z$ sur la distribution théorique d'amas on vérifie qu'on obtient bien une distribution similaire à la distribution détectée. Le résultat est montré dans le cas de Olimpo sur la figure 4.27. De même, on remarque que la coupure stricte des amas de flux inférieur au seuil d'association (pour Olimpo fixé à 7×10^{-5} arcmin 2) apparaît clairement sur le résultat du monte-carlo (panel de gauche) tandis qu'elle est lissée dans notre modèle de complétude pour avoir une transition plus douce (panel de droite). Ainsi, la faible proportion d'amas de flux inférieur au seuil d'association détectée dans le catalogue reconstruit mais négligée dans notre monte-carlo est tout de même représentée dans le modèle. Lorsqu'on applique à cette distribution le résultat du modèle de photométrie observée, on obtient la distribution observée des amas détectés en fonction du flux mesuré. Là encore, on reproduit la déformation de la distribution avec davantage d'amas observés à flux intermédiaire et un nombre moins important d'amas de bas flux dû à l'effet de seuil.

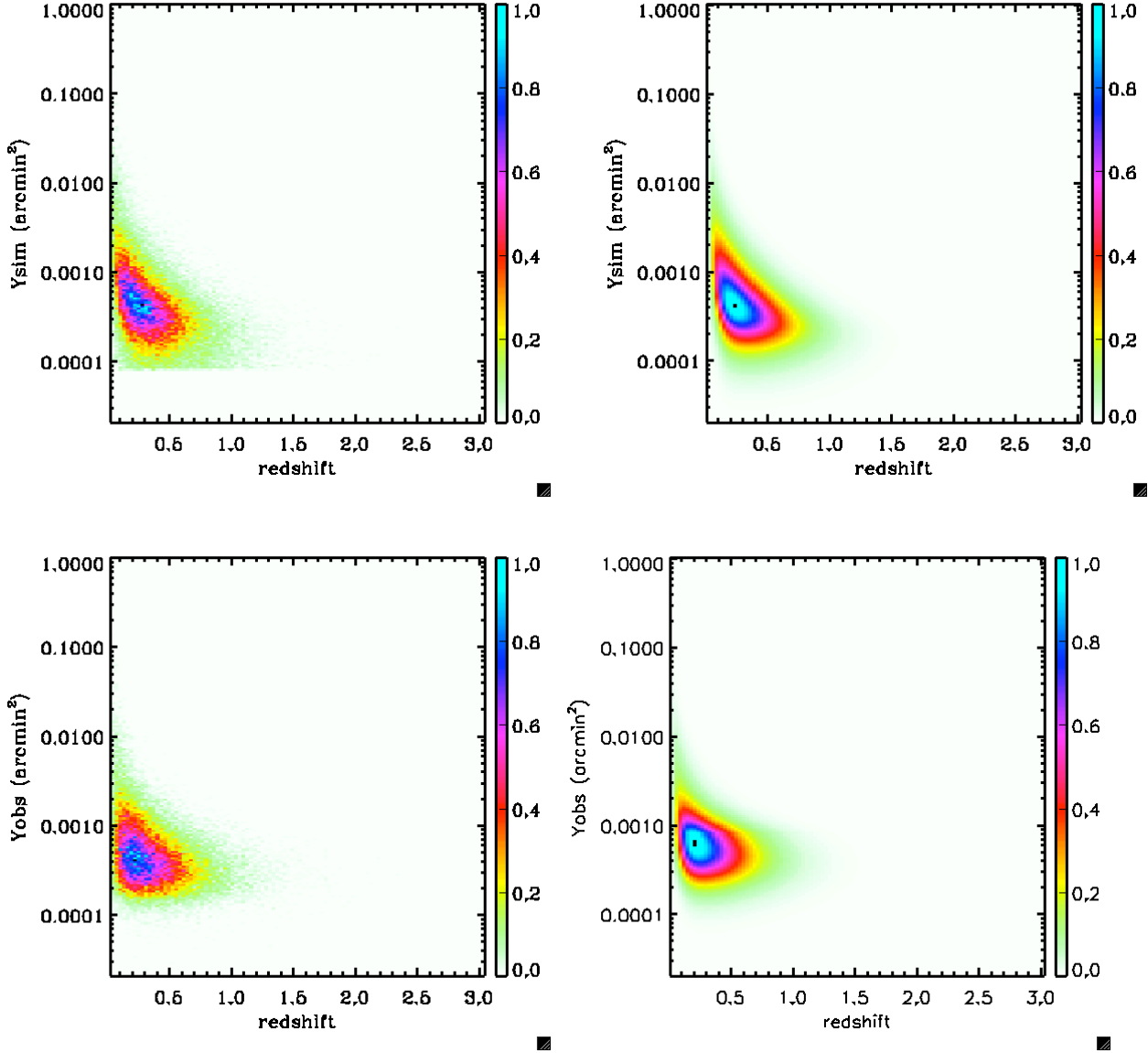


Fig. 4.27 : *Cas Olimpo.* A gauche distribution d'amas détecté issue du monte-carlo. A droite distribution d'amas détectés calculée à partir du modèle d'observation. Panel du haut dans le plan $Y_{SIM}-z$. Panel du bas dans le plan $Y_{OBS}-z$

4.6 Stabilité du modèle à la physique des amas

Une question intéressante autour de ce modèle est de mesurer l'impact de la physique des amas sur ses prédictions.

Pour cela, on a fait tourner le Monte-Carlo pour l'expérience type Planck dans le cas où les amas sont décrits par le profil de densité basé sur le modèle β (équation 4.21). On utilise aussi les deux relations d'échelle M-Y présentées dans le paragraphe 4.2.3 : la relation M-Y basée sur

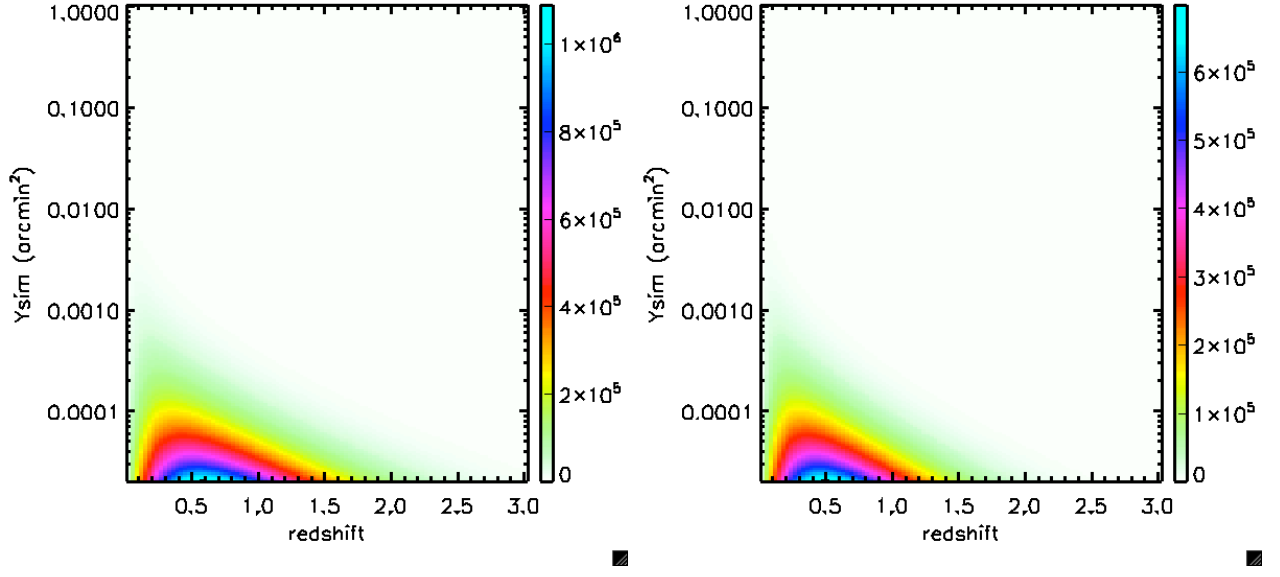


Fig. 4.28 : *Distribution du nombre d'amas prédit en fonction du flux et du redshift pour les deux relations d'échelle M-Y introduit dans le paragraphe 4.2.3. A gauche, la relation basée sur les observations X. A droite la relation obtenue avec le modèle standard purement gravitationnel. voir texte*

les observations X et la relation M-Y tirée du modèle auto-similaire purement gravitationnel. Notons que lorsqu'on change la relation M-Y, on change la distribution d'amas simulée dans le plan Y-z (figure 4.28). En particulier, partant de la même abondance théorique en fonction de la masse et du redshift, on obtient dans le cas purement gravitationnel, davantage d'amas au dessus de la limite $Y_{thres} = 2 \times 10^{-5} \text{ arcmin}^2$ et à un redshift plus important ($z_{max} \approx 2.5$ dans le cas purement gravitationnel contre $z_{max} \approx 2.$ dans le cas des observations X). Ceci correspond à des amas plus brillants pour une masse donnée.

Les résultats pour la photométrie et la complétude restent globalement inchangés par rapport à ceux présentés dans le cas du profil décrit par le GFW.

En effet, la complétude et la photométrie présentent les mêmes caractéristiques globales (figures 4.29 et 4.30). Pour la complétude, on retrouve le seuil en flux à 50% de complétude et une pente respectivement autour de $Y_{1/2} \approx 1. \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$ et $\alpha \approx 6 - 7$. On retrouve la sous-estimation du flux mesuré des amas à haut flux et la domination par l'effet de seuil autour $Y_{OBS,biais} \approx 6 \times 10^{-3} \text{ arcmin}^2$.

L'évolution des paramètres d'ajustement de la photométrie (équation 4.31) est montrée sur la figure 4.30 en fonction du flux observé pour les deux cas basés sur le modèle β (points de données) et celui basé sur le GFW (les lignes en pointillées). L'évolution générale suit celle basée sur le GFW. Néanmoins, la sous-estimation systématique du flux caractérisée par la valeur de la moyenne $\mu_1 > 0$ observée dans le cas du GFW, n'apparaît pas dans les cas du modèle β . Ceci se comprend en regardant la figure 4.2. En effet, le profil β croît de manière à ce que les bords sont mieux détectés avec un profil intégré suivant une loi de puissance tandis

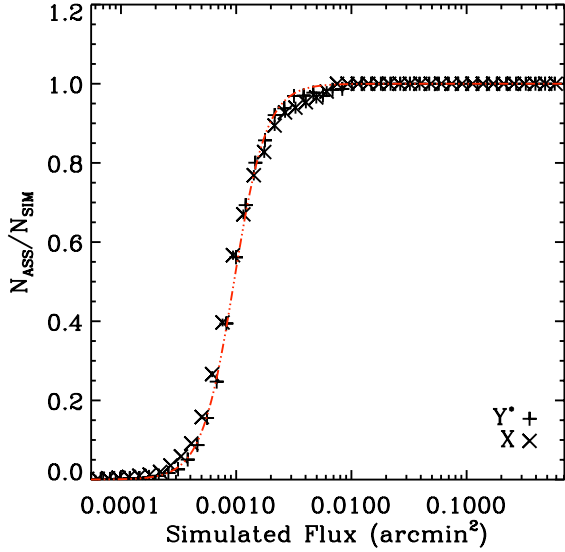


Fig. 4.29 : *Complétude intégrée en redshift.* Les points de données sont pour un profil d'amas décrit par un modèle β (les « X » sont pour une normalisation tirée des observations X et les croix sont pour une normalisation standard). En rouge est montré le résultat tiré du monte-carlo avec un profil d'amas décrit par un GFW.

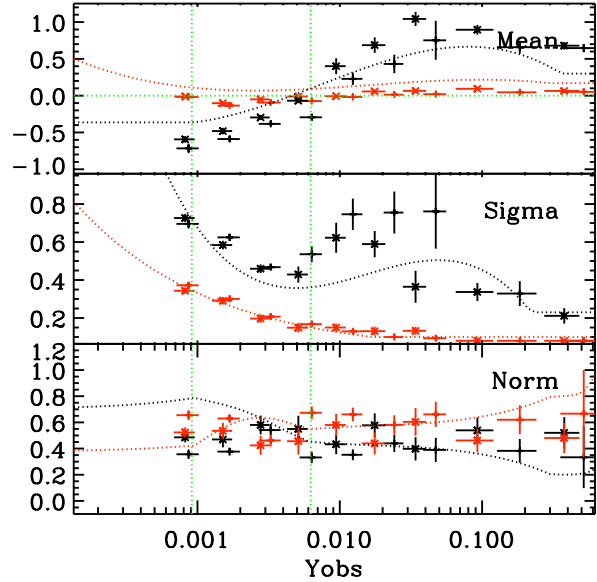


Fig. 4.30 : *Evolution des paramètres caractérisant le modèle photométrique de la section 4.5.3.* Même code que la figure 4.29 : les points de données représentent le résultat monte-carlo pour un profil type modèle β et deux normalisations différentes. Les lignes pleines correspondent aux ajustements dans le cas profil GFW.

que le GFW est très piqué de sorte qu'à 1/5 de l'extension de l'amas on a déjà intégré 70% du flux total. L'erreur sur l'extension de l'amas sur le ciel dans le cas où ils sont décrits par un profil β est donc moins importante (voire négligeable) que celle dans le cas où ils sont décrits par le GFW. Il s'ensuit que l'erreur systématique sur le flux intégré disparaît.

4.7 Précision sur les paramètres cosmologiques

La finalité de cette étude, en plus de comprendre quels effets systématiques touchent la détection des amas par effet SZ, est de préparer l'analyse cosmologique des catalogues d'amas détectés. Afin de mesurer l'impact de ces systématiques sur la précision des contraintes cosmologiques attendues, on fait une analyse de Fisher en utilisant le modèle d'observation présenté précédemment pour obtenir les distributions d'amas observées. L'analyse de Fisher ne permet pas en elle-même de calculer le jeu de paramètres cosmologiques représentant le mieux les « données ». Plus spécifiquement, elle ne permet pas de mesurer le biais sur la mesure des paramètres cosmologiques induit par la non prise en charge du modèle d'observation. Elle ne mesure que la sensibilité de l'observable utilisée à la variation des paramètres en terme d'erreur sur les paramètres. On fixe les paramètres minimisant le χ^2 comme étant

ceux utilisés dans l'analyse Monte-Carlo, c'est-à-dire qu'on impose $\Delta\chi^2 \equiv \chi^2 - \chi_{min}^2 = 0$ pour :

$$\Omega_M = 0.3; \quad \Omega_\Lambda = 0.7; \quad \text{et} \quad \sigma_8 = 0.8$$

Dans le cadre d'application de notre modèle dans le plan Y-z, on utilise comme observable la distribution des amas dans ce plan.

4.7.1 Principe de l'analyse de Fisher

L'analyse de Fisher permet une estimation rapide des contraintes sur les paramètres cosmologiques. On définit la matrice de Fisher à partir de la fonction de vraisemblance \mathcal{L} telle que :

$$F_{ij} = -\left\langle \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial p_i \partial p_j} \right\rangle \quad (4.35)$$

où l'ensemble $\{p_i\}_N$ représente les paramètres caractérisant le modèle à contraindre. Dans la limite où la fonction de vraisemblance peut s'approximer par une gaussienne en N dimension près du minimum, on peut exprimer localement la matrice de Fisher en fonction du χ^2 telle que :

$$\mathcal{L} \sim \exp -\frac{\Delta\chi^2}{2} \quad \rightarrow \quad F_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial p_i \partial p_j} \quad (4.36)$$

avec $\Delta\chi^2 \equiv \chi^2 - \chi_{min}^2$. Le χ^2 se définit comme l'écart dans chaque intervalle de mesure entre les points de données et le modèle $\{p_i\}$. Soit une mesure échantillonnée à une certaine fréquence $\zeta = \{\zeta_k\}$ telle que les points de données soient non corrélés et qu'à chaque point soit associée l'erreur expérimentale σ_k , le χ^2 s'écrit :

$$\chi^2 \equiv \sum_k \left[\frac{(\zeta_k - M_k(p_i, p_j))^2}{\sigma_k^2} \right] = \sum_k f_k^2(\vec{p})$$

où $M_k(p_i, p_j)$ représente le modèle. On calcule alors la matrice de Fisher telle que :

$$\begin{aligned} F_{ij} &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial p_i \partial p_j} \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial p_j} \sum_k f_k^2 \\ &= \sum_k \frac{\partial f_k}{\partial p_i} \frac{\partial f_k}{\partial p_j} + \sum_k f_k \frac{\partial^2 f_k}{\partial p_i \partial p_j} \end{aligned}$$

si on suppose que le modèle peut se réduire sous la forme d'une combinaison linéaire de ses paramètres comme c'est le cas dans la méthode des moindres carrés ordinaire¹⁷, on a :

$$\frac{\partial^2 f_k}{\partial p_i \partial p_j} \ll \frac{\partial f_k}{\partial p_i} \frac{\partial f_k}{\partial p_j}$$

¹⁷Dans le cas d'un modèle linéaire, la méthode des moindres carrés donne une dérivée seconde nulle : $\frac{\partial^2 f_k}{\partial p_i \partial p_j} \equiv 0$.

d'où on peut exprimer la matrice de Fisher directement en fonction du modèle :

$$F_{ij} = \sum_k \frac{\partial M_k}{\partial p_i} \frac{\partial M_k}{\partial p_j} \frac{1}{\sigma_k^2} \quad (4.37)$$

De même, dans le cas d'une distribution de probabilité gaussienne, la fonction de vraisemblance s'exprime en fonction de la matrice de covariance $V : \mathcal{L} \propto \exp\left(-\frac{1}{2}\delta\theta^T V^{-1}\delta\theta\right)$ où $\delta\theta = (\theta - \bar{\theta})$ avec $\bar{\theta}$ le jeu de paramètre minimisant le χ^2 soit pour lequel on a $\frac{\partial\chi^2}{\partial\theta_i}(\bar{\theta}_i, \bar{\theta}_j) = 0$.

On peut écrire $\Delta\chi^2$ sous la forme :

$$\begin{aligned} \Delta\chi^2 &= \frac{(\theta_1 - \bar{\theta}_1)^2}{2} \frac{\partial^2\chi^2}{\partial\theta_1^2}(\bar{\theta}_1, \bar{\theta}_2) + \frac{(\theta_2 - \bar{\theta}_2)^2}{2} \frac{\partial^2\chi^2}{\partial\theta_2^2}(\bar{\theta}_1, \bar{\theta}_2) + (\theta_1 - \bar{\theta}_1)(\theta_2 - \bar{\theta}_2) \frac{\partial^2\chi^2}{\partial\theta_1\partial\theta_2} \\ \Delta\chi^2 &= \delta\theta^T F \delta\theta \end{aligned}$$

Ainsi, on identifie la matrice de Fisher avec l'inverse de la matrice de covariance V tel que $V_{ij} = \sigma_i\sigma_j\rho_{ij}$ où σ_i^2 et ρ_{ij} sont respectivement la variance sur le paramètre i et la corrélation entre deux paramètres i et j :

$$F = V^{-1} \quad (4.38)$$

4.7.2 Calcul des contours de χ^2 avec la matrice de Fisher

On s'intéresse au potentiel cosmologique de l'abondance des amas de galaxies dans l'espace à trois paramètres $\{\sigma_8, \Omega_M, Y^*\}$ et $\{\Omega_\Lambda, \Omega_M, Y^*\}$ où on utilise Y^* comme normalisation de la relation M-Y. On calcule alors une matrice de Fisher 3×3 dans l'espace de ces paramètres qu'on marginalise sur la normalisation de la relation d'échelle Y^* .

Pour cela, on utilise le fait que la matrice de Fisher est l'inverse de l'erreur (équation 4.38). On calcule la matrice de Fisher complète :

$$F = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial X}{\partial p_1}\right)^2 & \frac{\partial X}{\partial p_1} \frac{\partial X}{\partial p_2} & \frac{\partial X}{\partial p_1} \frac{\partial X}{\partial p_3} \\ \frac{\partial X}{\partial p_2} \frac{\partial X}{\partial p_1} & \left(\frac{\partial X}{\partial p_2}\right)^2 & \dots \\ \frac{\partial X}{\partial p_3} \frac{\partial X}{\partial p_1} & \vdots & \left(\frac{\partial X}{\partial p_3}\right)^2 \end{pmatrix} \quad (4.39)$$

où X définit le modèle M_k de l'équation 4.37 *i.e.* dans notre cas le modèle théorique de la distribution d'amas dans le plan Y-z et $\{p_i\}$ le jeu des 3 paramètres cosmologiques. On obtient alors la matrice d'erreur en inversant la matrice de Fisher telle que :

$$V = F^{-1} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \sigma_1\sigma_2\rho_{12} & \sigma_1\sigma_3\rho_{13} \\ \sigma_2\sigma_1\rho_{12} & \sigma_2^2 & \dots \\ \sigma_3\sigma_1\rho_{13} & \vdots & \sigma_3^2 \end{pmatrix} \quad (4.40)$$

Pour obtenir les contours seulement dans le plan $\{\sigma_8, \Omega_M\}$ (resp. $\{\Omega_\Lambda, \Omega_M\}$) en marginalisant sur Y^* , on calcule la matrice d'erreur réduite V_R correspondant à la sous matrice de V :

$$V_R = \{V_{ij}\}_{i=1,2; j=1,2}$$

telle que p_1 et p_2 sont les paramètres désirés.

Le χ^2 vérifie alors :

$$\Delta\chi^2 = \Delta\theta^T V_R^{-1} \Delta\theta \quad (4.41)$$

avec $\Delta\theta_i = \theta_i - \bar{\theta}_i$. En calculant la surface de $\Delta\chi^2$ dans l'espace des paramètres, on peut alors déterminer les contours à 68% de degrés de confiance.

Pour prendre en compte une connaissance à priori sur Y^* (*e.g.* issue d'une analyse différente), on peut ajouter un « prior ». L'ajout d'information supplémentaire avec une analyse bayésienne se calcule avec le produit des fonctions de vraisemblance $\mathcal{L}_{tot} = \prod_i \mathcal{L}_i$. D'après la définition de la matrice de Fisher 4.35, ceci se traduit par la somme des matrices de Fisher. On ajoute alors à notre matrice de Fisher complète une matrice diagonale P telle que :

$$P = \begin{pmatrix} w_1 & 0 & 0 \\ 0 & w_2 & \dots \\ 0 & \vdots & w_3 \end{pmatrix} \quad (4.42)$$

$w_i \equiv 1/\sigma_i$ est l'inverse de l'erreur sur chacun des paramètres. En calculant la matrice de prior de cette manière, on néglige les éventuelles corrélations entre les paramètres. Un prior très fort sur un paramètre correspond alors à un $w \gg 1$, respectivement un paramètre non contraint aura $w \ll 1$.

4.7.3 Application aux distributions observées

Pour notre étude, on utilise comme observable l'abondance des amas $dN/dz d \ln Y$. Le nombre d'amas dans chaque intervalle de flux et de redshift suit une distribution de Poisson. La variance est alors $\sigma_k^2 = m_k$, où m_k est le nombre d'amas dans l'intervalle k du modèle théorique observationnel de référence [40]. L'équation 4.37 devient :

$$F_{ij} = \sum_k \frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN}{dz d \ln Y} \right)_k \frac{\partial}{\partial p_j} \left(\frac{dN}{dz d \ln Y} \right)_k \times \left(\frac{dN}{dz d \ln Y} \right)_{k,ref}^{-1} \quad (4.43)$$

Plus particulièrement, on s'intéresse à trois distributions du nombre d'amas dans le plan Y - z :

- celle obtenue directement à partir de la distribution théorique à laquelle on coupe les amas en dessous d'un seuil en flux. On choisit ce seuil à la valeur du flux au delà duquel la complétude excède 50% d'amas détectés à haut redshift. Plus particulièrement, on choisit la valeur $Y_{1/2}(z_{max}) = Y_{const}$ de l'équation 4.31, le seuil en flux à 50% de complétude au redshift où l'évolution de la complétude en fonction du redshift devient plate (figure 4.21). On calcule $Y_{1/2} = [7.5, 2.0, 1.3] \times 10^{-4}$ arcmin² respectivement pour Planck, Olimpo et SPT. On note cette distribution $dN_{CUT}/dz d \ln Y_{TH}$.

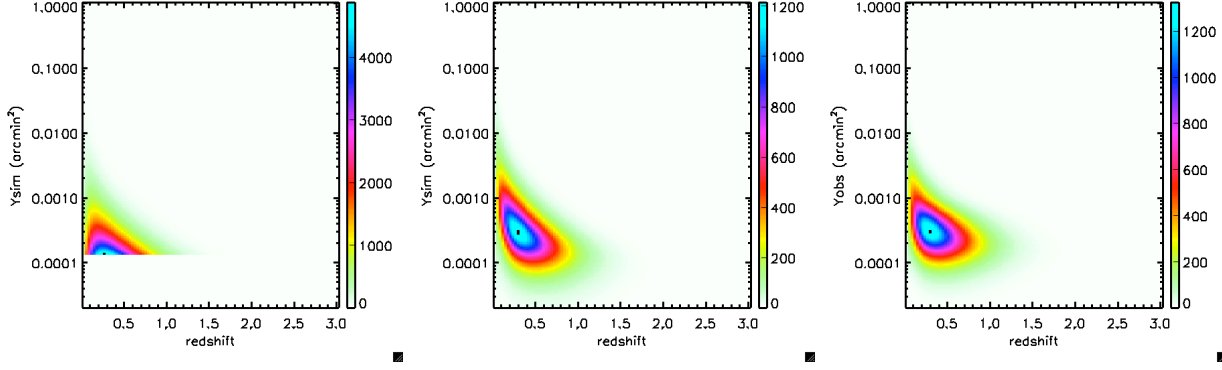


Fig. 4.31 : Distributions utilisées dans l'analyse de Fisher pour le cas de SPT. De gauche à droite : distribution théorique avec une coupure en flux à $Y_{1/2} = 1.3 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$, distribution avec modèle de complétude 3D pris en compte et distribution avec application du modèle de complétude et du modèle de photométrie.

- celle obtenue avec l'application du modèle de complétude 3D dans le plan Y-z. Cette distribution correspond à l'abondance d'amas observés dans le cas où on mesurerait parfaitement le flux et le redshift des amas détectés. On la note $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{TH}$.
- celle obtenue avec l'application du modèle de complétude 3D et de la photométrie. Cette distribution correspond à l'abondance d'amas observés en fonction du flux reconstruit et du redshift. Cette dernière est donc la plus proche de celle accessible par l'observation. On la note $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{OBS}$.

Entre la première distribution et les deux autres, le changement est d'abord statistique comme on le voit dans le tableau 4.3 (on conserve le nombre d'amas observé en fonction du redshift lorsqu'on applique la photométrie) mais pas uniquement. En effet, sur la figure 4.31 on a représenté de gauche à droite respectivement $dN_{CUT}/dz d \ln Y_{TH}$, $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{TH}$, et $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{OBS}$. Les trois distributions montrent des abondances différentes dans le plan Y-z.

Lorsqu'on fait la coupure simple en flux $dN_{CUT}/dz d \ln Y_{TH}$, on néglige la fraction d'amas détectés à plus bas flux $Y < Y_{1/2}(z_{max})$ pour qui la complétude est inférieure à 50% mais qui statistiquement contribuent de manière significative (les systèmes de basses masses dominent statistiquement l'abondance d'amas) tandis qu'on surestime le nombre d'amas plus massifs détectés. Cet effet est visible sur la figure 4.31 où la distribution en flux et redshift obtenue avec l'application de la complétude donne davantage d'amas à basse masse aux redshift intermédiaires typiquement $0.5 \leq z \leq 1$. A bas redshift, où l'évolution des paramètres de la complétude est plus importante, on surestime l'efficacité de détection.

De même, la photométrie regroupe les amas dans la région des flux intermédiaires en sous-estimant le flux des amas massifs locaux et sur-estimant celui de ceux se trouvant proche du seuil de détection en flux.

Le point crucial est qu'en négligeant le modèle d'observation, on compare deux distributions différentes pour la cosmologie typiquement $dN_{CUT}/dz d \ln Y_{TH}$ et $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{OBS}$. Ceci conduit naturellement à des valeurs de paramètres cosmologiques biaisées si on n'estime pas

	Planck	SPT	Olimpo
abondance théorique $Y_{SIM} \geq 2 \times 10^{-5}$ arcmin ²	563805	22552	6765
abondance coupure en flux à 50%	5086	2221	374
abondance observée	3683	1340	254

Tab. 4.3 : *Abondance d’amas en fonction de la sélection appliquée pour chaque expérience : une coupure simple au seuil de simulation des amas, une coupure simple à $Y_{1/2}(z_{max})$ seuil à 50% de complétude à haut redshift et avec l’application du modèle de complétude 3D.*

précisément la déformation de la distribution d’amas induite par leur reconstruction par rapport à la distribution sous-jacente prédite par la cosmologie. A titre d’exemples, la thèse de JB Juin [46] illustre de manière qualitative l’impact d’une mauvaise estimation de la complétude et de la photométrie sur la valeur mesurée des paramètres Ω_M et σ_8 . De même, l’analyse cosmologique de deux échantillons d’amas à $\langle z \rangle = 0.05$ et $\langle z \rangle = 0.5$ de Vikhlinin et al 2009 [104] montre le biais sur les paramètres cosmologiques d’une erreur systématique sur la normalisation de la relation M-Y.

4.7.4 Résultats

On calcule les contours de χ^2 dans les plans $\{\sigma_8, \Omega_M\}$ et $\{\Omega_\Lambda, \Omega_M\}$ marginalisés sur la normalisation Y^* de la relation M-Y pour chacune des distributions décrites précédemment dans deux cas :

- dans le cas où le paramètre Y^* est parfaitement connu.
- dans le cas où on autorise une incertitude sur la normalisation Y^*

Modèle d’observation

Les contours de χ^2 à 68% de degré de confiance sont montrés pour les trois expériences dans les plans $\{\sigma_8, \Omega_M\}$ et $\{\Omega_\Lambda, \Omega_M\}$ dans la figure 4.32. Les erreurs sont retranscrites dans le tableau 4.4.

De manière générale, les catalogues contenant le plus grand nombre d’amas sont ceux qui posent les plus grandes contraintes sur les paramètres cosmologiques. Ainsi, les contraintes posées par le catalogue d’amas tout ciel de Planck sont plus fortes que celles des expériences champ profond. De même, l’application du modèle d’observation réduit la statistique par rapport à une simple coupure en flux. Les contraintes sont donc plus faibles dans le cas des distributions « observées ».

Influence de la complétude On s’intéresse d’abord à la différence des contraintes obtenues dans le cas de la distribution $dN_{CUT}/dz d \ln Y_{TH}$ par rapport à $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{TH}$ calculée avec le modèle de complétude. On remarque que l’augmentation de l’erreur sur la mesure d’un paramètre lorsqu’on applique le modèle de complétude dépend du paramètre en question.

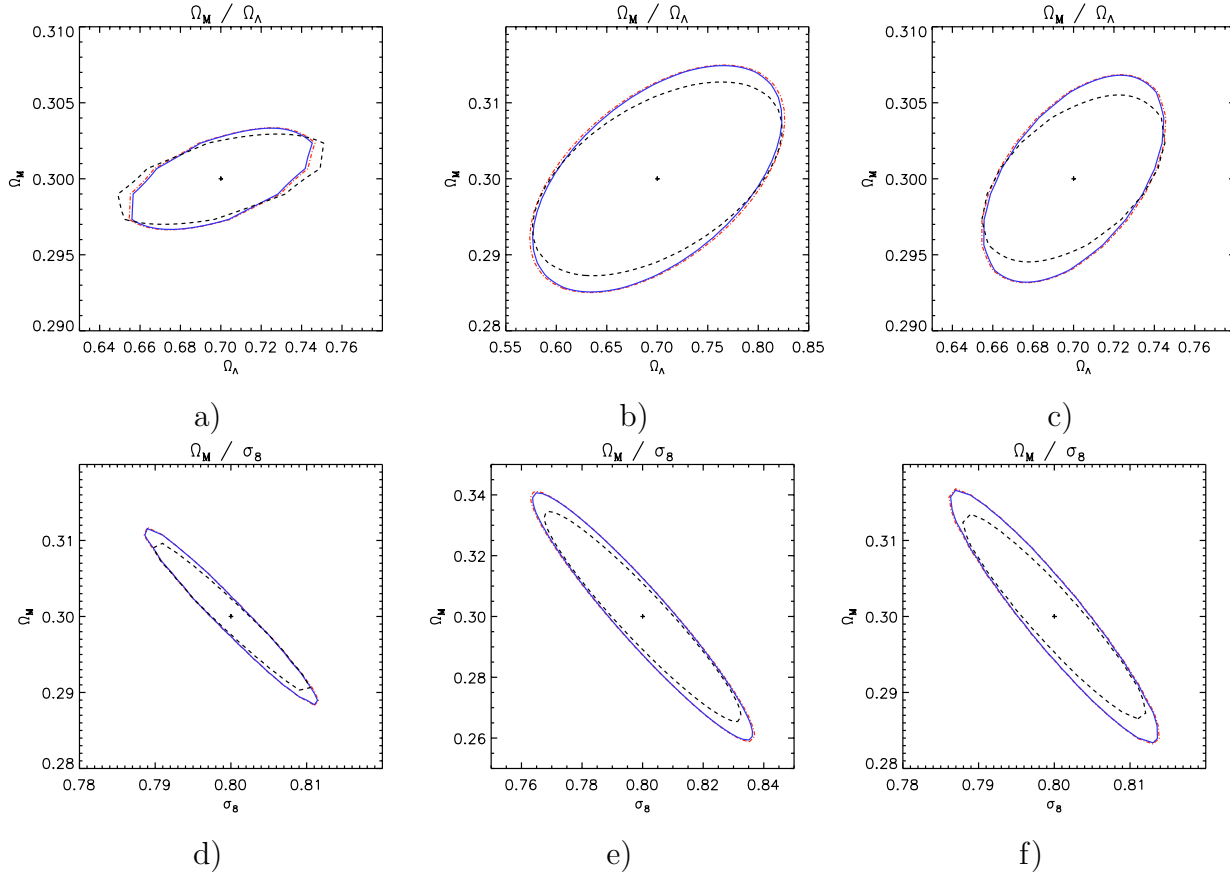


Fig. 4.32 : Contour de χ^2 à 68% dans le plan $\{\Omega_\Lambda, \Omega_M\}$ en haut et $\{\sigma_8, \Omega_M\}$ en bas. En pointillé, les contours sont obtenus pour $dN_{CUT}/dz d \ln Y_{TH}$. En bleu pour $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{TH}$ et en rouge pour $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{OBS}$. a) et d) résultats pour Planck, b) et e) résultats pour SPT et c) et f) résultats pour Olimpo. NB les abscisses et ordonnées varient selon les figures.

En particulier, l'erreur sur les paramètres Ω_M et σ_8 est davantage modifiée lorsqu'on applique le modèle de complétude que celle sur le paramètre Ω_Λ .

On peut comprendre cela dans le sens où la cinétique de formation des amas dépend de la valeur de Ω_M qui intervient de manière exponentielle dans l'expression du facteur de croissance linéaire. Ainsi, Ω_M influe directement sur la pente de la fonction de masse. σ_8 représente la variance de la distribution de matière à $8h^{-1}\text{Mpc}$ et donc contrôle l'amplitude de la fonction de masse.

Ainsi, en plus de la valeur des paramètres minimisant le χ^2 qui doit changer puisque le nombre d'amas change, la précision avec laquelle on est capable de mesurer ces paramètres dépend beaucoup de l'abondance locale des amas. Avec le modèle de complétude, on est moins sensible à cette abondance puisqu'on est moins efficace sur la détection des amas locaux.

Le paramètre Ω_Λ a un effet géométrique sur le volume sondé du relevé et un effet sur la

Expérience	$\{\Omega_\Lambda, \Omega_M\}$	$\{\sigma_8, \Omega_M\}$
$dN_{CUT}/dz d \ln Y_{TH}$ vs $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{TH}$		
PLANCK	$0.7 \pm 0.05 \pm 0.044 \pm 0.065$	$0.8 \pm 0.01 \pm 0.0113 \pm 0.015$
	$0.3 \pm 0.0025 \pm 0.0035 \pm 0.019$	$0.3 \pm 0.01 \pm 0.012 \pm 0.015$
SPT	$0.7 \pm 0.044 \pm 0.045 \pm 0.07$	$0.8 \pm 0.0125 \pm 0.014 \pm 0.02$
	$0.3 \pm 0.005 \pm 0.006 \pm 0.025$	$0.3 \pm 0.0135 \pm 0.017 \pm 0.02$
OLIMPO	$0.7 \pm 0.122 \pm 0.123 \pm 0.135$	$0.8 \pm 0.0325 \pm 0.036 \pm 0.04$
	$0.3 \pm 0.0125 \pm 0.015 \pm 0.03$	$0.3 \pm 0.035 \pm 0.041 \pm 0.043$
$dN_{CUT}/dz d \ln Y_{TH}$ vs $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{OBS}$		
PLANCK	$0.7 \pm 0.05 \pm 0.045 \pm 0.065$	$0.8 \pm 0.01 \pm 0.011 \pm 0.019$
	$0.3 \pm 0.0025 \pm 0.0035 \pm 0.019$	$0.3 \pm 0.01 \pm 0.0115 \pm 0.017$
SPT	$0.7 \pm 0.044 \pm 0.045 \pm 0.07$	$0.8 \pm 0.0125 \pm 0.014 \pm 0.0225$
	$0.3 \pm 0.005 \pm 0.006 \pm 0.025$	$0.3 \pm 0.0135 \pm 0.016 \pm 0.02$
OLIMPO	$0.7 \pm 0.122 \pm 0.124 \pm 0.135$	$0.8 \pm 0.0325 \pm 0.0375 \pm 0.041$
	$0.3 \pm 0.0125 \pm 0.015 \pm 0.03$	$0.3 \pm 0.035 \pm 0.0415 \pm 0.043$

Tab. 4.4 : Erreurs sur les paramètres cosmologiques estimées à 68% CL par la méthode de Fisher marginalisée sur la normalisation de la relation $M-Y : Y^*$. Les résultats sont exprimés sous la forme $X_0 \pm \sigma_{CUT} \pm \sigma_{OBS} \pm \sigma_{OBS,Y^*}$ où X_0 est la valeur du paramètre choisie pour minimiser le χ^2 et σ_{CUT} , σ_{OBS} et σ_{OBS,Y^*} représentent respectivement les erreurs à 68% lorsqu'on utilise la distribution d'amas dans le plan $Y-z$ avec une simple coupure en flux, avec le modèle d'observation (sans photométrie dans la partie haute et avec photométrie dans la partie basse) puis lorsqu'on ajoute une incertitude de 10% sur Y^* .

croissance dans le sens où plus la densité d'énergie noire¹⁸ est importante plus la formation des structures s'arrête tôt. Il influe donc à la fois sur l'abondance d'amas massifs et sur la variation de la fonction de masse avec le redshift. Dans le cas du modèle de complétude, le volume sondé est plus profond puisqu'on détecte une fraction d'amas de plus faible masse situés à plus haut redshift. On comprend donc que dans le cas de Planck, les contraintes sur Ω_Λ sont mêmes meilleures avec le modèle de complétude qu'avec la coupure en flux et que dans les autres cas les contraintes sont équivalentes malgré la perte en statistique.

Influence de la photométrie Sur la figure 4.32, on a superposé aux contours de χ^2 obtenus avec l'utilisation du modèle de complétude ceux obtenus avec le modèle complet complétude et photométrie.

L'ajout de la photométrie ne change pas les résultats précédents. La photométrie, telle que calculée dans notre modèle, a pour effet de modifier la distribution du nombre d'amas en fonction du flux $dN/d \ln Y$ tandis qu'elle conserve la distribution en fonction du redshift dN/dz et l'abondance totale des amas.

On comprend alors pourquoi la prise en compte de la photométrie n'influe pas ou peu sur la précision avec laquelle on mesure les paramètres cosmologiques :

¹⁸On rappelle ici que l'on considère la densité d'énergie associée à la constante cosmologique Λ uniquement.

- les contraintes sur les paramètres cosmologiques dérivent essentiellement du volume du relevé d'amas (dV/dz) qui n'est pas modifié avec la prise en compte de la photométrie. On a donc en terme de variation avec les paramètres cosmologiques $\frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN_{OBS}}{dz} \right) \gg \frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN_{OBS}}{d \ln Y} \right)$. Cela se voit lorsque l'on compare les contraintes obtenues avec les deux distributions $dN/d \ln Y$ et dN/dz . Ainsi, un suivi des amas SZ dans d'autres longueurs d'onde est primordial pour déterminer les redshifts et exploiter pleinement l'information cosmologique des amas.
- la dépendance cosmologique de l'abondance d'amas observée en fonction du flux mesuré est du même ordre de grandeur que leur abondance en fonction du flux simulé. On a :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN_{OBS}}{d \ln Y_{OBS}} \right) &= \frac{\partial}{\partial p_i} \left\{ \int \frac{dN_{OBS}}{d \ln Y_{TH}} \times P(\ln Y_{th} | \ln Y_{obs}) d \ln Y_{th} \right\} \\ &= \int \frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN_{OBS}}{d \ln Y_{TH}} \right) \times P(\ln Y_{th} | \ln Y_{obs}) d \ln Y_{th} \end{aligned}$$

Avec une variation de la dérivée de l'abondance d'amas $\frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN_{OBS}}{d \ln Y_{TH}} \right)$ ne dépendant que faiblement de leur flux on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN_{OBS}}{d \ln Y_{OBS}} \right) &\sim \frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN_{OBS}}{d \ln Y_{TH}} \right) \times \int P(\ln Y_{th} | \ln Y_{obs}) d \ln Y_{th} \\ \frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN_{OBS}}{d \ln Y_{OBS}} \right) &\sim \frac{\partial}{\partial p_i} \left(\frac{dN_{OBS}}{d \ln Y_{TH}} \right) \end{aligned}$$

avec par définition $\int P(\ln Y_{th} | \ln Y_{obs}) d \ln Y_{th} \equiv 1$. C'est ce que l'on mesure lorsqu'on calcule les dérivées en fonction des paramètres cosmologiques de l'abondance d'amas en fonction du flux simulé et en fonction du flux observé.

La prise en compte de la photométrie ne modifie pas la précision de mesure des paramètres cosmologiques. Néanmoins, la déformation de la distribution des amas dans le plan Y-z induite par la photométrie se traduit en erreur systématique sur la mesure des paramètres cosmologiques minimisant le χ^2 . Pour quantifier cette erreur le formalisme de Fisher n'est pas suffisant, il est nécessaire de calculer la fonction de vraisemblance des amas.

Influence de la physique des amas

La figure 4.33 montre comment les contours de χ^2 évoluent lorsqu'on relâche la contrainte sur la physique des amas en autorisant une incertitude de 10%, 5% et 2 ou 1% sur la normalisation Y^* de la relation M-Y.

La normalisation de la relation d'échelle M-Y a un double effet : pour un seuil en flux fixé, elle déplace le seuil en masse des amas détectés. Cela change donc l'abondance des amas en

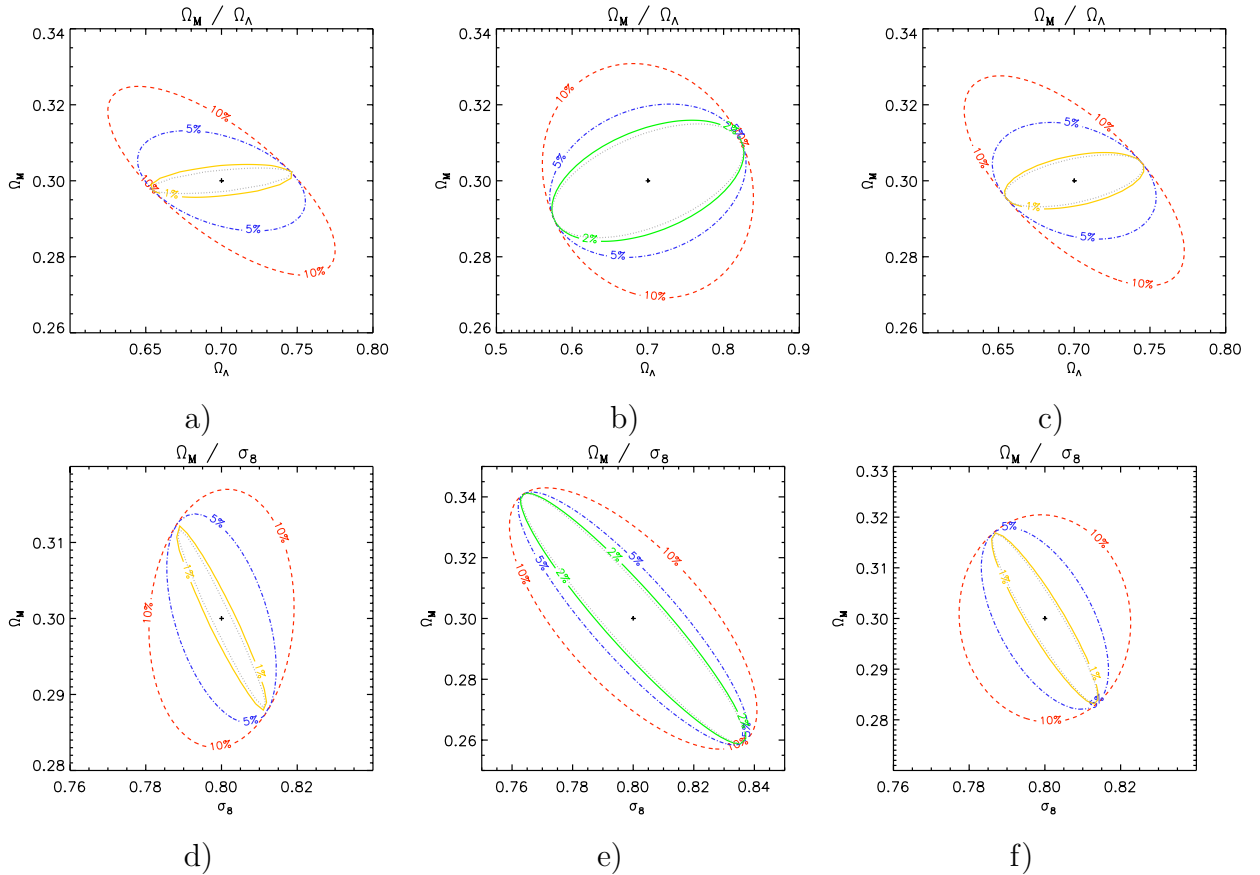


Fig. 4.33 : De gauche à droite : Contours de χ^2 obtenus avec la distribution $dN_{OBS}/dz d \ln Y_{OBS}$ dans le cas où on autorise une incertitude sur le paramètre Y^* comme indiquée sur les contours pour Planck, Olimpo et SPT. Même figure que fig. 4.32.

fonction du flux et du redshift (plus on descend vers les basses masses et plus à un flux donné l'abondance d'amas à haut z sera grande). Elle modifie à la fois $\left(\frac{dN}{dz}\right)$ et $\left(\frac{dN}{d \ln Y}\right)$

Une incertitude de l'ordre de 10% est typique de l'écart entre une normalisation tirée du modèle standard auto-similaire basée sur le modèle purement gravitationnel avec un paramètre de chauffage non gravitationnel du gaz T^* et une normalisation tirée de l'observation des amas en X [12]. On voit que pour chaque expérience, cette erreur domine la précision de la mesure des paramètres cosmologiques. Dans le plan $\{\Omega_\Lambda, \Omega_M\}$, alors que la prise en compte du modèle d'observation modifiait peu l'erreur sur Ω_Λ , l'ajout de l'incertitude sur Y^* dégrade les contraintes de plus de 50% dans le cas de Planck et SPT. Quant aux contraintes sur Ω_M (dans ce même plan donc avec σ_8 fixé) elles explosent littéralement étant multipliées par 5, 4 ou 2 respectivement pour Planck, SPT et Olimpo.

Les expériences réagissent différemment selon les paramètres cosmologiques.

On observe la même tendance dans le plan $\{\sigma_8, \Omega_M\}$ dans lequel les contraintes sont davantage dégradées pour Planck et SPT que pour Olimpo (en proportion). Lorsqu'on intègre en plus l'information sur la photométrie, les contraintes sont davantage dégradées dans la direction

de σ_8 et pour Planck (avec +72% contre +60% pour SPT et +10% pour Olimpo).

L'effet de l'incertitude sur le paramètre Y^* devient négligeable lorsqu'on atteint un degré de précision sur sa mesure de l'ordre de $\sim 2\%$ pour Olimpo et de $\sim 1\%$ pour Planck et SPT. Ainsi, la compréhension de la physique des amas en terme de relation d'échelle joue un rôle crucial pour poser des contraintes robustes sur les paramètres cosmologiques.

4.8 Conclusion

Dans ce chapitre on s'est placé dans la perspective d'exploitation des catalogues d'amas de galaxie détectés par l'effet Sunyaev-Zel'dovich pour la cosmologie. On utilise l'évolution de l'abondance d'amas en fonction de leur masse et de leur redshift $dN/dz d \ln Y$. Néanmoins, le pouvoir statistique des contraintes sur les paramètres cosmologiques repose sur deux piliers :

1. la connaissance de la fonction de sélection (complétude) du relevé ainsi que la caractérisation photométrique et la contamination du catalogue
2. l'existence d'une relation d'échelle liant la masse des amas avec leur flux SZ

En effet, l'abondance d'amas observée en fonction de leur flux mesuré, et sous l'hypothèse qu'on a accès à leur redshift, s'écrit :

$$\frac{dN_{OBS}}{dz d \ln Y_{OBS}}(z, \ln Y_{OBS}) = \int \frac{dn}{d \ln M}(z, M) \times \left[\frac{dV}{dz} \times \frac{d \ln M}{d \ln Y_{TH}}(z) \right] \times C(z, \ln Y_{TH}) \times P(\ln Y_{TH} | \ln Y_{OBS}) d \ln Y_{TH}$$

où $\frac{dn}{d \ln M}(z, M)$ est la donnée de la fonction de masse qui, on le rappelle, donne une abondance d'amas en fonction de leur masse par unité de volume comobile. $\frac{dV}{dz}$ donne la dépendance en redshift via l'expression du volume physique et $\frac{d \ln M}{d \ln Y_{TH}}(z)$ contient la correspondance entre la masse d'un amas à un redshift donné et son flux théorique via la relation d'échelle M-Y. $C(z, \ln Y_{TH})$ représente la complétude. Il donne la profondeur du ciel sondée à un flux donné, ainsi que la probabilité de détection. $P(\ln Y_{TH} | \ln Y_{OBS})$ est la photométrie du relevé, qui donne la correspondance entre le flux mesuré et le flux intrinsèque.

En utilisant un Monte-carlo de la chaîne d'analyse sur une simulation du ciel observé dans le cas de trois expériences SZ (type-Planck, type-SPT et type-Olimpo), on s'est attaché à construire un modèle d'observation pour caractériser statistiquement le catalogue d'amas détectés.

On a montré que la fonction de sélection est plus compliquée qu'une simple coupure en flux et qu'elle dépend, entre autres, du redshift des amas. Ainsi, on est plus efficace à grand redshift où la sélection en flux s'aplatit. De même, la contamination dépend du flux des sources détectées. On voit qu'on arrive à une pureté (le complémentaire de la contamination) de 50% pour une coupure en flux à $7 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$ pour Planck et à $1.5 \times 10^{-4} \text{ arcmin}^2$ pour

SPT et Olimpo. Dans le plan $Y_{obs} - Y_{sim}$, la photométrie se distribue autour de la droite $Y_{obs} = Y_{sim}$ avec une dispersion qui augmente lorsqu'on va vers les bas flux. A bas flux, la fonction de sélection en flux fait qu'on surestime le flux des amas reconstruits proches du seuil de détection tandis qu'à haut flux, l'extension plus importante des amas conduit à une sous-estimation de leur taille sur le ciel et donc de leur flux intégré.

En appliquant le modèle de complétude et de photométrie sur la distribution théorique des amas dans le plan Y-z, on est capable de reproduire la distribution observée. Une analyse cosmologique faite en négligeant les déformations de la distribution des amas dans ce plan conduit à un biais sur la mesure des paramètres cosmologiques.

Prenant en compte la complétude et la photométrie du modèle d'observation, on fait une analyse de Fisher pour estimer les contraintes attendues sur les paramètres cosmologiques. La précision avec laquelle les paramètres cosmologiques sont mesurés repose essentiellement sur la statistique des catalogues puis sur le volume sondé de l'expérience. Ainsi, comparé à une simple coupure en flux à 50% d'efficacité à grand z, les contraintes sont dégradées. Plus particulièrement, on trouve que l'effet dominant l'erreur sur les paramètres cosmologiques est l'incertitude touchant la relation M-Y.

Il y a deux sources de dispersion dans la relation M-Y :

- la dispersion intrinsèque d'amas - amas
- la dispersion due à la physique des baryons qui agit différemment en fonction de l'échelle des amas

Depuis le début de l'utilisation des amas de galaxies en cosmologie, l'impact de la physique dissipative du gaz sur les relations d'échelle est un défi important. En effet, l'utilisation d'un estimateur de masse non robuste (*i.e.* touché par de nombreuses systématiques physiques ou de mesure) conduit à d'importants biais sur la mesure des paramètres cosmologiques. Les systématiques liées à l'observation des amas et au calcul de leur masse ont limité l'exploitation cosmologique des amas (Henry 2004 [39]). Avec le progrès de l'étude de leur physique et notamment avec la combinaison simulations - observations, les amas ont été remis au goût du jour surtout avec l'effet SZ qui permet de détecter les amas jusqu'à des grands redshift. Le défi avec les catalogues d'amas SZ détectés jusqu'à des redshift de l'ordre de $z \sim 1$, est alors de contraindre suffisamment les relations d'échelle en terme de normalisation, de pente et aussi d'évolution. Dans notre analyse de Fisher, on montre le cas de la normalisation de la relation M-Y. On montre qu'il faudrait contraindre cette normalisation à une incertitude de l'ordre de 1% à 2% pour qu'elle ne soit plus le facteur limitant.

Dans une prochaine étape, il serait intéressant de mesurer l'impact de ces deux aspects de la caractérisation des catalogues (modèle d'observation et relation d'échelle) en utilisant une fonction de vraisemblance. Ceci permettrait de mesurer, en plus de la dégradation des contraintes, le biais sur la mesure des paramètres cosmologiques, mais aussi d'intégrer l'information sur la contamination qui n'a pas été pris en compte lors de l'analyse de Fisher.

5

Analyse de deux groupes de galaxies dans les données de XMM

5.1 Introduction

Le paradigme actuel de formation des structures par effondrement gravitationnel de halos de matière noire prédit que la population des amas de galaxies (au sens large donc typiquement de $10^{13}M_{\odot}$ à $10^{16}M_{\odot}$) forme une population auto-similaire avec un nombre de systèmes de faible masse plus abondant que les systèmes de haute masse (*e.g.* figures 2.5 à 2.7). Moyennant quelques hypothèses, comme le fait que le gaz vérifie l'équilibre hydrostatique et l'équilibre viriel dans le potentiel gravitationnel dominé par la matière noire, on a montré qu'il est possible de déterminer des relations d'échelle liant la masse d'un amas à une observable physique telle que sa température ou le flux SZ. Ces relations se présentent sous la forme de loi de puissance :

$$M = A \times f(z) \times O^{\alpha}$$

où A est la normalisation, O l'observable et α la pente de la loi de puissance. $f(z)$ est la loi d'évolution qui est donnée en fonction de $E(z)^{\beta} \equiv (\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda})^{\beta/2}$ dans le cas Λ CDM (*e.g.* [8]).

Néanmoins, les observations montrent que ces relations ainsi déduites ne reproduisent pas les données (chapitre 3). On observe un écart entre les observations et le modèle auto-similaire augmentant au fur et à mesure qu'on va vers les basses masses (*e.g.* Arnaud et al 2005 [10]). Les études montrent que cet écart provient de la physique dissipative des baryons (*e.g.* Sun et al 2009 [93] qui le lie aussi avec la fraction de gaz à l'intérieur de R_{2500} ou Pratt et al 2010[77] avec l'entropie).

Afin d'évaluer l'impact de cette physique encore difficilement modélisée dans les simulations hydrodynamiques, il est nécessaire d'observer ces systèmes. En particulier, le fait de contraindre les relations d'échelle sur une dynamique plus large de masse que celle des amas massifs en donne une estimation plus précise. Ces relations d'échelle sont primordiales pour utiliser les catalogues d'amas de galaxies comme sondes cosmologiques (chapitre 4).

L'auto-similarité des amas de galaxies ne se manifeste pas uniquement dans l'existence de relations d'échelle. Elle est visible dans le fait que les profils de masse des amas renormalisés à M_Δ et R_Δ définis tels que :

$$M_\Delta = \frac{4\pi}{3} R_\Delta^3 \Delta \rho_c(z)$$

suivent un profil universel (Pointecouteau et al 2005 [73]).

Le but de cette étude est d'analyser l'effet des baryons sur les profils de masse et plus particulièrement l'impact de la formation stellaire sur le profil de la matière noire. On s'est intéressé à l'analyse particulière de deux groupes fossiles de galaxies observés conjointement en X et en optique.

Dans ce chapitre, après avoir justifié le choix des objets étudiés (section 5.3), je détaille l'analyse des données X jusqu'à l'obtention du profil de masse (sections 5.4, 5.5 et 5.6). Enfin, je présente l'analyse du profil de masse grâce à l'ajustement de différents modèles (section 5.8) et je conclus sur l'impact des baryons sur ces groupes (section 5.9).

Cette étude a été menée avec G. W. Pratt, M. Arnaud, D. Pierini, S. Zibetti et E. D'Onghia.

5.2 Les groupes fossiles

Les groupes fossiles se situent vers les basses masses de la fonction de masse ($\sim 10^{13} M_\odot$). Ils seraient aussi nombreux que l'ensemble amas riches et pauvres (Vikhlinin et al 1999 [105]) et représenteraient 8 à 20% des systèmes de luminosité X similaire.

Historiquement qualifiés de galaxies elliptiques sur-lumineuses en X (OLEGs Over Luminous Elliptical Galaxies), les groupes fossiles sont des groupes de galaxies très brillants en X, caractérisés par un manque de galaxies à L^* et dont la galaxie centrale domine la luminosité optique du groupe (Ponman et al 1994 [74]).

Jones et al 2003 [44] présentent les critères de sélection des groupes fossiles.

1. La présence d'une différence en magnitude optique dans la bande R ($\lambda = 651.725\text{nm}$) entre les deux plus brillantes galaxies dans un rayon de $0.5 \times R_{200}$ ¹ supérieure ou égale à 2. : $\Delta_{R;1,2} \geq 2$. Ceci permet d'assurer que le système soit optiquement dominé par une galaxie centrale géante. $0.5 \times R_{200}$ est le rayon à l'intérieur duquel la décroissance orbitale par friction dynamique des galaxies de masse M^* (donc de luminosité L^*) jusqu'au centre peut avoir lieu en un temps de l'ordre du temps de Hubble pour former la galaxie centrale².

¹Dans l'étude de Jones et al le rayon de viriel est défini comme : $R_{vir} = R_{200} = 3.89(T/10\text{keV})^{0.5}(1+z)^{-1.5}h_{50}^{-1}\text{Mpc}$ de Evrard, Metzler et Navarro 1996 et ils utilisent une $L_X - T$ pour déterminer la température. Donc ça reste quand même une définition assez empirique!

²Chandrasekhar montre en 1942 qu'un objet de masse m se déplaçant dans une distribution d'objets moins massifs homogène et isotrope à une vitesse \vec{v} va subir une force de freinage :

$$\frac{\vec{v}}{dt} = -\vec{v} \left\{ \frac{4\pi G^2 m}{v^3} \ln(\Lambda) \rho_{tot} [\text{erf}(x) - x \times \text{erf}'(x)] \right\}$$

2. La luminosité bolométrique X est telle que $L_{X,bol} > 10^{42} h_{50}^{-2} \text{erg s}^{-1}$ ³. Cette limite inférieure pour la luminosité exclue les galaxies isolées qui selon O’Sullivan et al 2001 [69] ne devraient pas avoir une luminosité excédant cette valeur sans être au coeur d’un groupe et donc avoir une contribution du gaz chaud.

Les fossiles observés sont dominés par des galaxies rouges⁴ et ne montrent aucun signe de fusions majeures depuis env. $\sim 3 - 4$ Gyrs. Le temps estimé, d’après les calculs de friction dynamique, pour que les galaxies L^* spiralent vers le centre est justement de ~ 4 Gyrs.

Ainsi, l’hypothèse standard de la formation des fossiles est que ce sont des groupes de galaxies formés⁵ autour de $z \approx 1$ dont les galaxies de luminosité $\sim L^*$ ont eu le temps de s’effondrer pour former la galaxie elliptique centrale.

On s’attend ainsi à deux aspects particulièrement intéressant chez les groupes fossiles :

- une contribution significative des baryons au potentiel gravitationnel total des groupes fossiles ;
- une bonne reconstruction du profil de masse via l’équilibre hydrostatique parce qu’on s’attend à ce que ces systèmes soient bien relaxés.

5.3 Présentation des deux groupes fossiles observés

RXCJ2315.7-0222 et *RXCJ0216.7-4749* sont deux candidats fossiles sélectionnés en optique et grâce aux données X du ROSAT All Sky Survey (RASS). On les a observés avec le satellite XMM-Newton avec un temps de pose après coupure des périodes de sursauts (voire section 5.4) de 33 ks et 40 ks respectivement. On résume leurs propriétés dans le tableau [5.1].

Tous deux ont une émission en radio : à 5GHz pour *RXCJ0216.7-4749* et à 1.4GHz pour *RXCJ2315.7-0222* coïncidant avec la position de la galaxie centrale.

où Λ est un paramètre dépendant du paramètre d’impact de la galaxie massive avec son environnement (typiquement $\ln(\Lambda) \approx 3$). Le temps de relaxation dans le coeur d’un amas soumis à ce genre de collision à 2 corps gravitationnelle est donnée dans le cas de l’hypothèse d’isothermalité dans Sarazin (1988). Il est inversement proportionnel à la masse de la galaxie considérée et augmente avec la dispersion de vitesse radiale des galaxies du milieu. On trouve que les galaxies les plus massives perdent de l’énergie cinétique par friction dynamique ce qui va les faire spiraler vers le centre de l’amas. Au centre, les effets de marée sont en compétition avec les effets de friction dynamique pour conduire à la formation de la galaxie centrale.

³On définit h_{50} par $H_0 = 50 \times h_{50}$ donc $h_{50} = 7/5 \times h_{70}$

⁴Pas de formation d’étoiles récentes.

⁵Jones et al 2003 qualifient d’époque de formation celle où les systèmes ont déjà acquis 70 à 75% de leur masse finale telle que après ils ne croissent que par accrétion de sous-structures. Ainsi, on s’attend à ce que la moitié de la masse finale du halo de matière noire soit déjà accumulée autour de $z \sim 1$. L’écart en magnitude des deux plus brillantes galaxies se constituerait après avec l’environnement comme acteur secondaire dans cette formation.

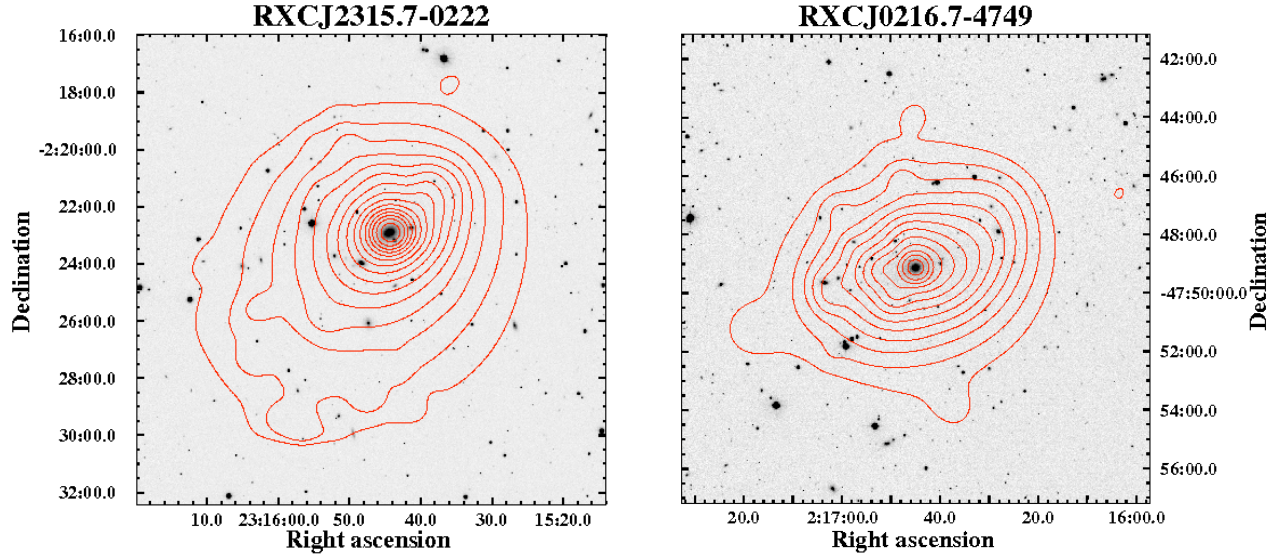


Fig. 5.1 : *Superposition des contours de l'émission X sur les images optiques.* A gauche RXCJ2315.7-0222 et à droite RXCJ0216.7-4749 . Les contours sont dérivés des images lissées dans l'espace des ondelettes pour faire ressortir les structures. Ils commencent du plus externe au plus interne à 1σ et augmentent par pas de $\sqrt{2}$.

Nom	z	kT_{500} (keV)	n_H (10^{20} cm^{-2})	L_X ($10^{44} \text{ erg s}^{-1}$)
RXCJ2315.7-0222	0.026	1.68 ± 0.03	4.15	0.20
RXCJ0216.7-4749	0.064	2.05 ± 0.04	2.73	0.32

Tab. 5.1 : *Propriétés des groupes étudiés.* La température est la température spectroscopique mesurée à l'intérieur de $[0.15 - 1.] \times R_{500}$ avec R_{500} calculé selon la relation $M - Y_x$ de Arnaud et al 2007. La luminosité est la luminosité bolométrique calculée selon la cosmologie de Jones et al 2003 i.e. $H_0 = 50 \text{ km.s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ et $q_0 = 0.5$

5.4 Réduction des données

Le but de cette première partie de l'analyse est de calculer le profil de brillance de surface et le profil de température projeté. Après déconvolution, on obtient les profils de densité électronique et de température 3D utiles pour reconstruire le profil de masse. On utilise, pour cela, la symétrie sphérique et l'hypothèse d'équilibre hydrostatique liant directement la masse intégrée $M(< r)$ dans un rayon r aux dérivées des profils de densité électronique et de température.

5.4.1 Etalonnage et soustraction du fond

Principe d'une méthode déjà bien rodée...

Plusieurs étapes sont nécessaires avant d'obtenir les données exploitables pour l'analyse scientifique. En effet, les données arrivent sous la forme de données brutes dans des fichiers ODF (Observation Data Files). Ces derniers contiennent toute l'information caractérisant l'interaction d'un photon avec les détecteurs CCDs (Charged Coupled Device). Les données doivent être étalonnées pour obtenir alors l'énergie correspondant aux photons ainsi que les informations liées au déroulement de son interaction c'est-à-dire l'état de la caméra (*e.g.* pixel brillant), l'empreinte laissée ⁶, etc... C'est la somme de toutes ces informations qui va permettre de sélectionner les photons qui vont servir à l'analyse et de calculer une carte d'exposition qui prend en compte leur localisation sur le détecteur ⁷. Pour cela, il existe des outils (les utilitaires du SAS *i.e.* Science Analysis System) qu'on peut trouver sur le site de l'ESA : [http : //xmm.esac.esa.int/sas/](http://xmm.esac.esa.int/sas/).

Les sursauts de protons : Une fois l'étalonnage fait, on procède à un premier nettoyage des données avec la soustraction d'un premier fond de particules dû aux protons solaires de basse énergie (« soft protons » autour de $\sim 100\text{keV}$) interagissant avec le détecteur. Ce fond est variable dans le temps et se manifeste dans les données sous forme de sursauts dans la courbe de lumière (nombre de photons en fonction du temps, voir le panel du haut de la figure 5.2) ⁸. Une méthode a été développée à ce sujet par Arnaud et al 2001 [9]. Elle suppose que, sans sursauts, le taux de comptage devrait avoir une distribution poissonnienne. L'ajustement de cette distribution dans différentes bandes d'énergie (10-12 keV et 12-14 keV pour *MOS* et *PN* resp. ainsi que 0.3-10 keV) par une distribution de Poisson donne le seuil au delà duquel les coups peuvent être attribués aux protons ⁹. On coupe ces périodes dans la courbe de lumière comme montré sur la figure 5.2.

La figure 5.2 montre la courbe de lumière et l'ajustement par une distribution de Poisson de l'histogramme de *RXCJ2315.7-0222* dans la bande [0.3, 12] keV. L'ajustement donne une coupure sur le nombre de coups par intervalle de temps de 267 cts avec une moyenne de ≈ 222 . Les périodes de sursauts sont ainsi définies comme étant les intervalles de temps où le taux de comptage excède cette valeur. On retranche de la liste d'événements tous ceux correspondant à ces périodes. Ceci est montré dans le panel du haut : toutes les périodes ayant plus de 267 événements (au dessus de la limite rouge) ne sont pas utilisées dans l'analyse.

⁶On appelle *Pattern* la forme laissée sur un CCD par le passage d'un photon. Lorsque celui-ci est absorbé par le CCD, il va induire la création de paires électrons-trous dont la charge globale est proportionnelle à son énergie. Selon son énergie il va toucher un ou plusieurs pixels des CCDs.

⁷En effet, il faut retirer tous les photons se situant trop près des intervalles entre deux pixels, ainsi que tous ceux correspondant à des pixels brillants ou défectueux.

⁸La courbe de lumière d'émission d'un amas doit être plate en l'absence de ces sursauts. En effet, on a vu dans le chapitre 3 que l'émission X des amas est continu.

⁹La bande à haute énergie est choisie parce que le fond particule est dominant dans ces bandes. La bande large est choisie pour vérifier qu'on n'oublie aucun événement associé aux sursauts.

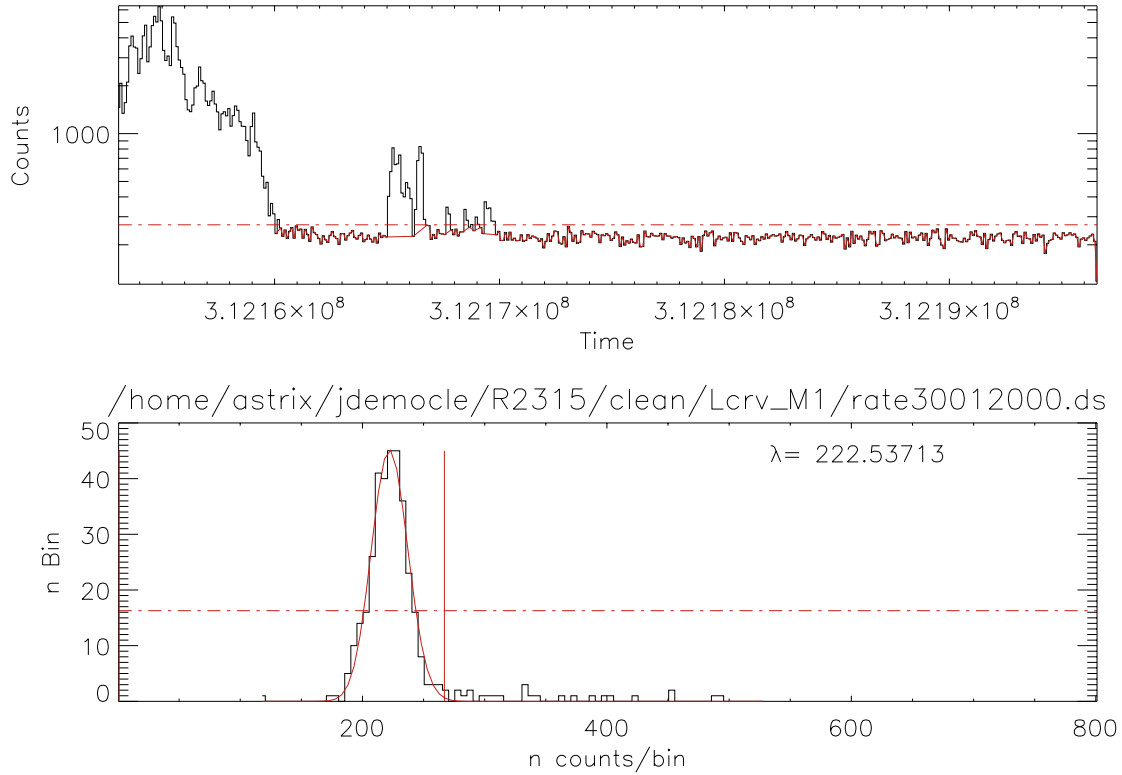


Fig. 5.2 : *Soustraction des sursauts dus aux protons solaires. Panel du bas : histogramme du taux de comptage dans la bande 0.3-12 keV. L'ajustement du dernier avec une distribution de Poisson donne le seuil au delà duquel les coups sont attribués aux protons solaires. Panel du haut : courbe de lumière. On y montre la coupure temporelle de la liste des événements : les périodes d'événements dont le taux de comptage est au dessus de la ligne rouge sont retranchées de l'analyse.*

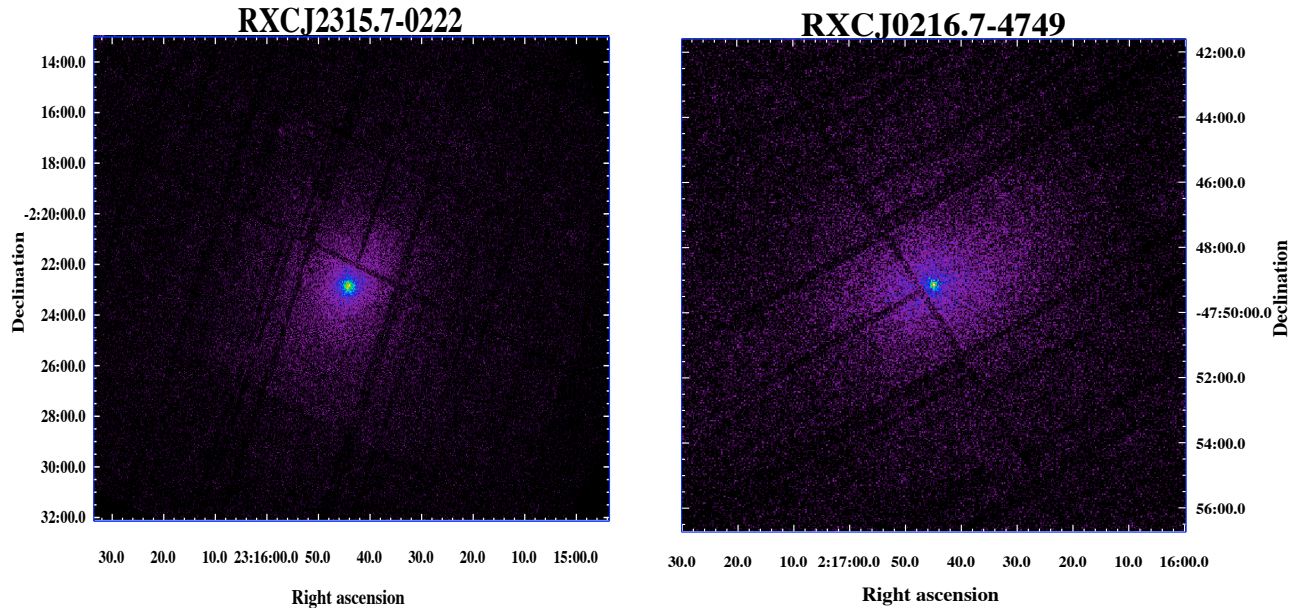


Fig. 5.3 : *Images X dans la bande [0.3-2]keV avec les sources ponctuelles soustraites.* A gauche RXCJ2315.7-0222 et à droite RXCJ0216.7-4749 . Les trous laissés par la soustraction des sources ponctuelles sont remplacés par le niveau moyen de photons d'une région entourant la source. Ceci est fait grâce à l'utilitaire CIAOv3.1 (Chandra Interactive Analysis of Observations)

L'effet de vignette : L'effet de vignette vient de la focalisation des photons X. L'efficacité de détection des photons dépend de leur énergie (plus ils sont énergétiques et plus ils ont tendance à être absorbés) et de leur position sur le détecteur du fait de leur angle d'incidence. Elle diminue quand la distance à l'axe focal augmente et quand l'énergie du photon augmente. Ceci conduit au fait qu'on voit moins de photons sur les bords du détecteur ce qui biaise les profils calculés si on ne le prend pas en compte! Pour corriger ce biais, on attribue un poids inversement proportionnel à la probabilité de détection d'un photon basé sur sa position (Arnaud et al 2001 [9]).

Soustraction des sources ponctuelles : Enfin, avant de procéder à l'analyse pour déterminer les profils de brillance de surface et de température, on fait une analyse de l'image X avec des transformées en ondelettes pour soustraire les sources ponctuelles (figure 5.4 en haut à gauche). Cette coupure dans l'image de la source est prise en compte dans la carte d'exposition.

Toutes ces étapes sont détaillées dans la thèse de Sergey Anokhin (2008) [6].

Soustraction du fond

Une fois étalonnées et corrigées de tous ces effets, les données doivent être soustraites du fond. On classe le fond en deux catégories :

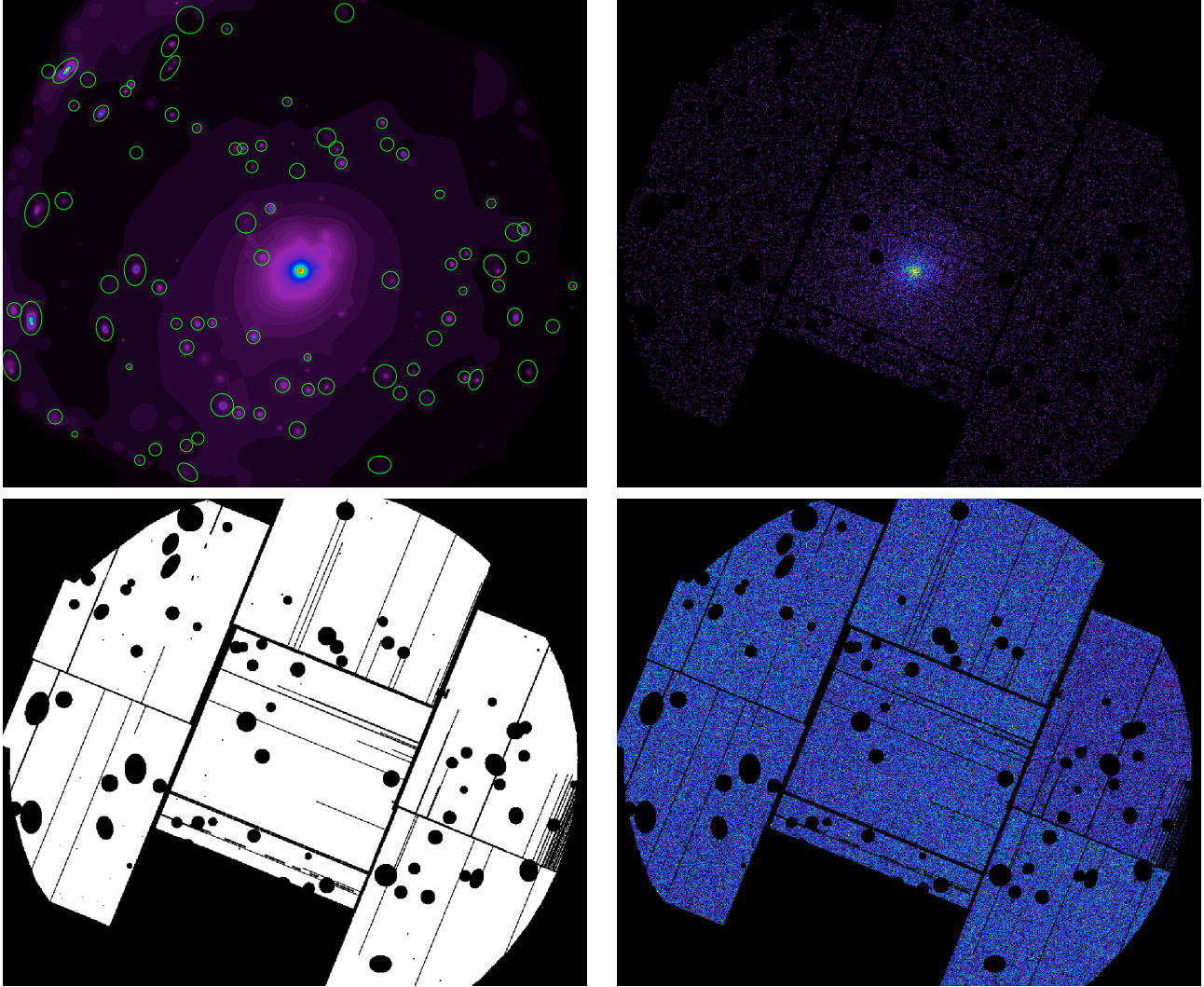


Fig. 5.4 : *Images de RXCJ2315.7-0222* . De droite à gauche et du haut vers le bas : transformée en ondelettes de l'image des 3 instruments dans la bande $[0.3-10]$ keV pour la détection de sources ponctuelles, image observée de RXCJ2315.7-0222 dans cette même bande avec MOS1, carte d'exposition de MOS1 et fond provenant du fichier de fond à filtres fermés dans cette même bande pour MOS1. Contrairement à l'image de l'observation, on voit que le fond apparaît relativement uniforme sur le détecteur.

- le fond de particules dominant à haute énergie provenant des rayons cosmiques¹⁰. Il est essentiellement constitué de protons piégés dans la magnétosphère et son abondance dépend de l’orbite du satellite et de l’activité solaire. Le fond de particules peut être considéré uniforme sur le détecteur et n’est pas focalisé par l’optique du télescope X et donc ne subit pas l’effet de vignette.
- le fond diffus X est composé de tous les AGNs non résolus émettant en X par effet Compton inverse d’électrons relativistes (accélérés durant l’accrétion de la matière environnant le trou noir central) sur les photons ambiants conduisant à un spectre en loi de puissance avec comme indice spectral moyen $\Gamma \sim 1.4$. Ce rayonnement domine au dessus de 2 keV et est isotrope avec une intensité variant avec l’absorption sur la ligne de visée. L’autre composante du fond X est celui du rayonnement thermique de la Galaxie venant du disque et de la bulle locale (qui ne subit donc pas d’absorption). Il dépend de la direction.

La soustraction du fond est une étape primordiale pour reconstruire le plus fidèlement possible les caractéristiques d’un amas de galaxie en tant que source étendue. En effet, l’émission X d’un amas varie en n_e^2 et apparaît donc piquée au centre et décroît vers le bord. La reconstruction des caractéristiques de l’amas à grand rayon (où le signal est faible) dépend donc beaucoup de la qualité de soustraction du fond. Ceci apparaît critique d’autant plus que l’intervalle de comparaison avec les simulations se situe à rayon intermédiaire $\sim [0.15, 1.]R_{500}$. En effet, à bas rayon, les simulations souffrent beaucoup des problèmes dus à la physique des baryons, tandis qu’à plus grand rayon, il est très difficile d’obtenir des informations par l’observation (pour les amas proches R_{200} est en dehors du champ de vue et la brillance de surface est souvent trop faible).

Les fichiers de fond : Il existe deux types de fichiers de fond pour l’analyse des données :

- les fichiers de fond qualifiés de « champ vide » c’est-à-dire des fichiers de fond recueillis lors de différentes observations pointant sur des zones du ciel dépourvues de sources étendues. Ces fichiers contiennent donc à la fois une collection de fonds particules mais aussi toute une collection de fond X venant de parties du ciel différentes.
- les fichiers de fond qualifiés « à filtres fermés » c’est-à-dire des fichiers de fond recueillis avec tous les filtres fermés de manière à ne laisser passer aucun photon X. Ils ne contiennent donc que le fond de particules.

Ces fichiers de fond se présentent sous la forme de liste d’événements comme les données des deux groupes, on peut alors utiliser les outils du SAS pour en extraire images, profil de brillance et spectres. Une étape préliminaire à l’exploitation de ces fichiers consiste d’abord à ajuster ces données à ceux de nos observations c’est-à-dire à les faire correspondre à nos cartes d’exposition (figure 5.4).

Les figures 5.5 et 5.6 montrent respectivement les profils de brillance de surface et les spectres non soustraits des deux groupes ainsi que ceux extraits du fichier de fond à filtres fermés.

¹⁰Aussi appelé « *Internal particle background* » dont l’interaction avec le détecteur donne aussi les raies de fluorescence. Voir la thèse de S. Anokhin [6].

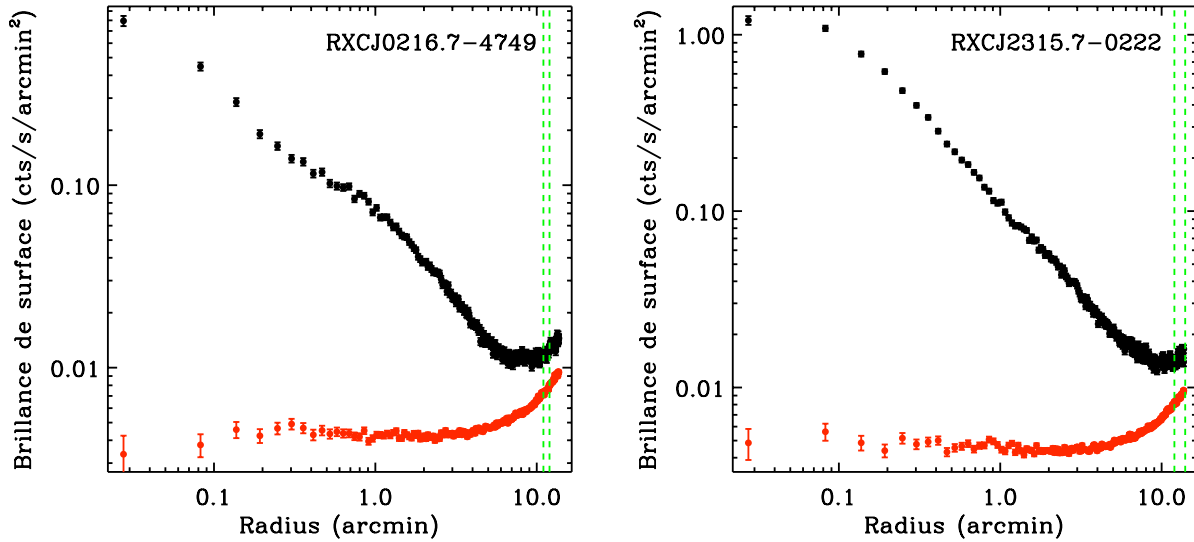


Fig. 5.5 : Profils de brillance de surface non soustraits dans la bande $[0.3-2]$ keV. A gauche RXCJ0216.7-4749 et à droite RXCJ2315.7-0222 . En noir, sont les points de données de chacune des observations et en rouge les profils de brillance extraits des fichiers de fond à filtre fermés. On remarque une remontée à grands rayon. Il s'agit du fond particules corrigé de l'effet de vignette en même temps que le fond X alors qu'il ne souffre pas de cet effet (pas focalisé). Il s'agit donc d'un artefact.

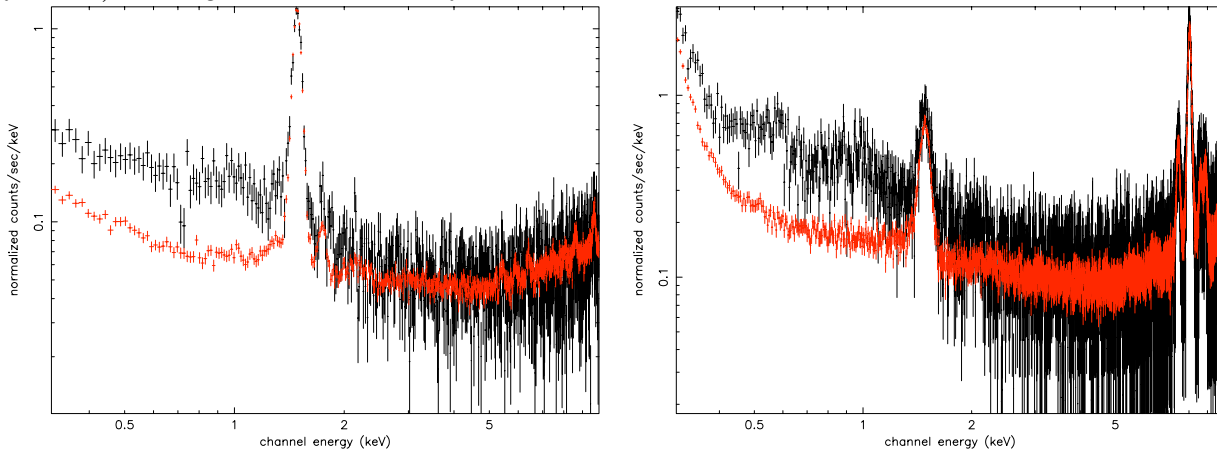


Fig. 5.6 : Spectre non soustrait de la région de fond issu des observations (en noir) et spectre venant des fichiers à filtres fermés renormalisés selon le taux de comptage à hautes énergie du fond particules pour cette même région (en rouge). La raie autour de 1.4 keV correspond à celle de l'aluminium. Elle est retranché lors des ajustements. A gauche MOS1 et à droite PN

Méthodes de soustraction : Pour analyser et soustraire le fond, ils existent deux différentes méthodes selon que l'on utilise tel ou tel fichier de fond. On va juste ici souligner leurs différents avantages et inconvénients qui ont guidé nos choix.

Pour chacune des méthodes, on commence par une soustraction du fond de particules. On estime le taux de comptage dû au fond de particules en se plaçant à haute énergie (bande d'énergie [10, 12]keV pour MOS et [12, 14]keV pour PN) pour chacun des fichiers de fond et nos observations. On renormalise ainsi les fichiers de fond de manière à ce que le niveau de fond de particules à haute énergie corresponde à celui de nos observations. On soustrait alors les profils de brillance de surface ainsi que les spectres tirés des fichiers de fond renormalisés à ceux tirés de nos observations¹¹ (figure 5.7).

La différence entre les deux méthodes apparaît alors dans ce qui reste dans les données. En effet, dans le cas de la méthode avec les fichiers de champ vide, il reste la composante de la source avec un résidu de fond X (du fait de la dépendance du fond X avec la position). Dans le cas des fichiers avec les filtres fermés, il reste la composante due à la source et la totalité du fond diffus X.

On trace une première fois un profil de brillance de surface. A ce stade, cela nous donne une estimation du rayon maximum de détection de l'émission de la source. En effet, comme on le verra dans la suite, la brillance de surface d'un amas est reliée à sa densité électronique via son émissivité $\lambda(T, Z)$ telle que N_γ le nombre de photon détecté dans une bande d'énergie donnée soit :

$$N_\gamma(E) = \lambda(T, Z)dE \times \int n_e^2 dV \times [\text{Resp}] \times g(z) \quad (5.1)$$

où [Resp] est la matrice de réponse de l'instrument et $g(z)$ une fonction du redshift. On s'attend, alors, qu'à l'extérieur de l'amas le profil de brillance de surface s'aplatisse pour n'être dominé que par le niveau de fond qui lui, est homogène sur le détecteur (figure 5.7). On peut ainsi déterminer une région externe où l'on va estimer le fond diffus X. On ajuste cette région externe avec une constante correspondant au niveau de fond. On soustrait alors cette contribution au profil et on obtient le profil de brillance de surface de notre source (figure 5.8).

Pour le moment les deux méthodes sont sensiblement équivalentes. La différence majeure réside dans l'analyse spectrale.

Pour la méthode avec les champs vides, on part de ces fichiers de données doublement soustraits pour ensuite procéder aux découpages en anneaux de l'image et établir le spectre de chaque anneau. On les ajuste ensuite avec un modèle d'émission thermique absorbé.

Dans le cas de la méthode avec les filtres fermés, on extrait un spectre des régions simplement soustraites du fond particules. On utilise le spectre de la région de fond pour modéliser l'émission du fond diffus. Cette émission, étant due aux AGNs non résolus et à l'émission de la Galaxie, se modélise très bien par une loi de puissance et deux modèles thermiques dont on laisse libres les normalisations respectives et les températures des modèles thermiques. On

¹¹On le fait pour chaque instrument, chaque bande d'énergie et aussi à chaque anneau concentrique centré sur le centroïde X *i.e.* le maximum d'émission.

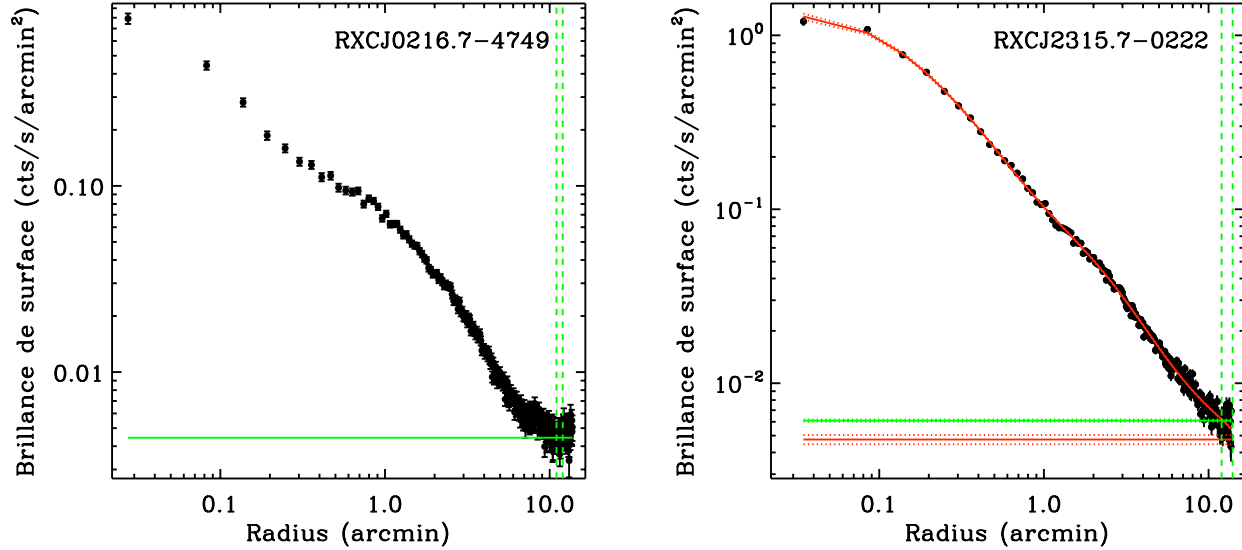


Fig. 5.7 : Profils de brillance de surface soustraits du fond particule dans la bande $[0.3-2]$ keV. A gauche RXCJ0216.7-4749 et à droite RXCJ2315.7-0222 . Les régions délimitées correspondent aux régions où on estime le fond X avec la méthode utilisant les filtres fermés. Pour RXCJ2315.7-0222 , on montre en vert le niveau de fond obtenu directement en ajustant la région de fond et en rouge celui provenant de l'ajustement groupe + fond. voir texte

utilise ensuite les résultats de cet ajustement pour modéliser le fond dans les autres anneaux en renormalisant avec les rapports de surface des différentes régions.

On utilise la méthode utilisant les fichiers de fond à filtres fermés pour analyser les données de RXCJ0216.7-4749 . On obtient un rayon de détection maximum de $9.9'$ et une région de fond estimée dans l'intervalle $[11', 12']$.

Cas particulier de RXCJ2315.7-0222 : RXCJ2315.7-0222 remplit tout le champ de vue. Il est donc impossible de déterminer une région sans émission de la source, ce qui sur-estime la contribution du fond quelque soit la méthode. On procède alors différemment. On choisit la méthode utilisant les fichiers à filtres fermés. Ce faisant, on peut utiliser l'information générale qu'on a sur la forme du profil de brillance de surface et du spectre d'émission du groupe par rapport au fond diffus X.

1. Pour évaluer la contribution du fond dans le profil de brillance de surface, on part du profil simplement soustrait du fond de particules. On suppose que le profil de densité du groupe suit le modèle paramétrique de densité de Vikhlinin et al 2006 [103]. On projette ce modèle sur le ciel en supposant une symétrie sphérique. Ensuite, on le convolue avec la matrice de réponse de l'instrument prenant en compte la PSF de XMM afin d'obtenir un modèle du profil de brillance de surface du groupe. On ajuste alors nos données simplement soustraites avec ce modèle auquel on ajoute une composante plate pour quantifier le niveau du fond diffus X (figure 5.7 de droite). On trouve un niveau de

$$(4.74 \pm 0.29) \times 10^{-3} \text{cts/s/arcmin}^2.$$

On peut calculer le taux de comptage dû au fond diffus X par rapport à celui dû à l'émission du groupe en intégrant le profil de brillance de surface dans une région périphérique qu'on choisit de $[12.', 14.']$. On obtient une contribution de fond de $\approx 67.3\%$ dans cette région. On choisit aussi de calculer le niveau de fond dans la région externe $[12', 14']$ par la méthode standard afin d'avoir une mesure libre de toute hypothèse sur la forme du profil du groupe. On mesure $(6.01 \pm 0.01) \times 10^{-3} \text{cts.s}^{-1}.\text{arcmin}^{-2}$. Bien sûr avec cette dernière méthode, on s'attend à une surestimation du fond. On décide donc de prendre la moyenne des deux mesures soit $\approx 5.375 \times 10^{-3} \text{cts.s}^{-1}.\text{arcmin}^{-2}$.

On vérifie l'estimation du fond en regardant dans les données du *RASS* (Rosat All Sky Survey)¹². En effet, il est possible d'obtenir l'estimation du fond dans un anneau centré autour de la position du groupe. On mesure le niveau de fond dans la bande $[0.7, 2]\text{keV}$ se rapprochant le plus de la bande d'énergie pour laquelle on calcule le profil de brillance de surface. On trouve un niveau de fond diffus X $\approx 5.10 \times 10^{-3} \text{cts.s}^{-1}.\text{arcmin}^{-2}$ ce qui est en accord avec nos mesures.

2. Pour l'analyse spectrale, on part des spectres soustraits du fond de particules. On les ajuste par la somme d'un modèle du fond diffus X et d'émission thermique du groupe. L'émission du fond se caractérise par une loi de puissance et deux modèles thermiques pour l'émission de la Galaxie. On utilise le dernier anneau ainsi que la région $[12', 14']$ pour déterminer conjointement la normalisation du modèle de fond et celle du modèle d'émission du groupe. Les paramètres physiques du fond, tels que la température des modèles thermiques (resp. ≈ 0.2 et $\approx 0.07 \text{keV}$ pour la Galaxie et la Bulle locale) ou la pente de la loi de puissance (pour le spectre non thermique des AGNs non résolus) sont identiques pour tous les spectres. Seules changent leur normalisations respectives qui reflètent directement le niveau de fond par rapport à l'émission du groupe ainsi que les caractéristiques thermiques du groupe. Ainsi, on ajuste les spectres du dernier anneau et de la région externe en liant les paramètres physiques du fond et en laissant libres les normalisations et les propriétés de l'émission thermique du groupe. On obtient un $\chi_{red}^2 \approx 1.1$ dont le résultat est montré sur la figure 5.9 de droite. On vérifie que le taux de comptage dû au fond dans la bande $[0.3 - 2]\text{keV}$ est cohérent avec celui déduit de l'analyse du profil de brillance de surface. On trouve une contribution du fond diffus X par rapport au modèle total (fond + émission du groupe) de $\sim 66.2\%$.

On utilise les caractéristiques du fond ainsi déterminées pour sa prise en compte dans les anneaux intérieurs. En particulier, sa normalisation est renormalisée en fonction de la surface des anneaux tel que le taux de comptage par unité de surface soit constant :

$$CR_i = CR_n \times \frac{S_i}{S_n}$$

où $CR_{i,n}$ est respectivement le taux de comptage de l'anneau interne i et celui du dernier anneau et $S_{i,n}$ la surface de l'anneau i et celle du dernier anneau.

On obtient un rayon maximal de détection de $11.7'$.

Les résultats sont présentés sur les figures 5.8 et 5.9.

¹²<http://heasarc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/xraybg/xraybg.pl>

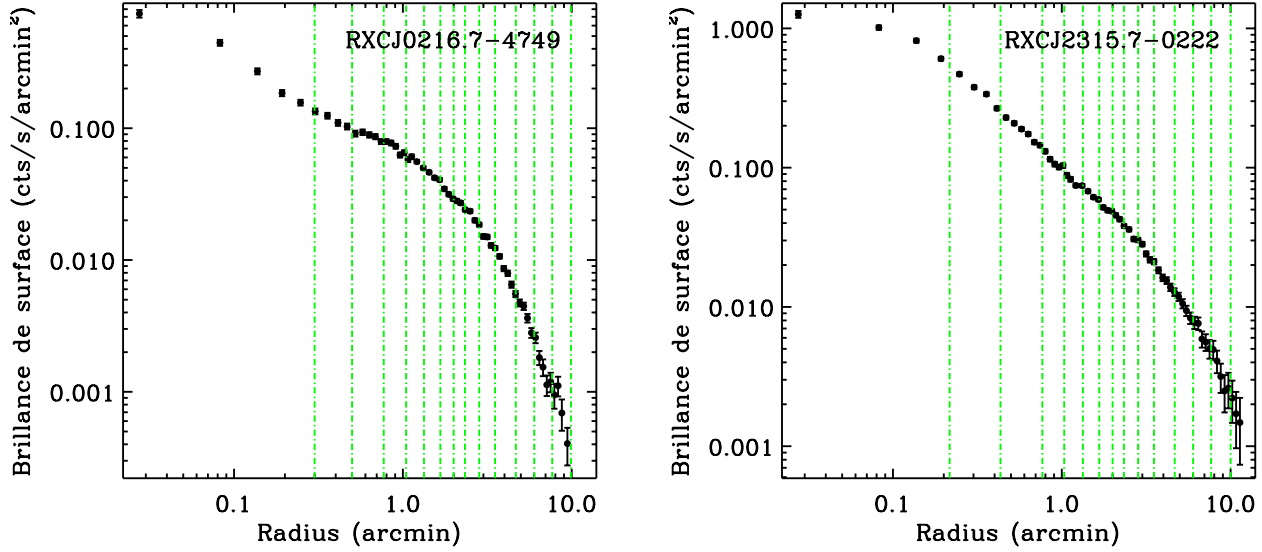


Fig. 5.8 : Profils de brillance de surface finaux. A gauche RXCJ0216.7-4749 et à droite RXCJ2315.7-0222 . Les profils de brillance de surface sont regroupés en abscisse à 3σ . On utilise le rayon moyenné par rapport à l'émission défini dans McLaughlin 1999 $r_w \equiv [(r_{out}^{3/2} + r_{in}^{3/2})/2]^{2/3}$. Les lignes vertes délimitent les anneaux de l'analyse spectrale.

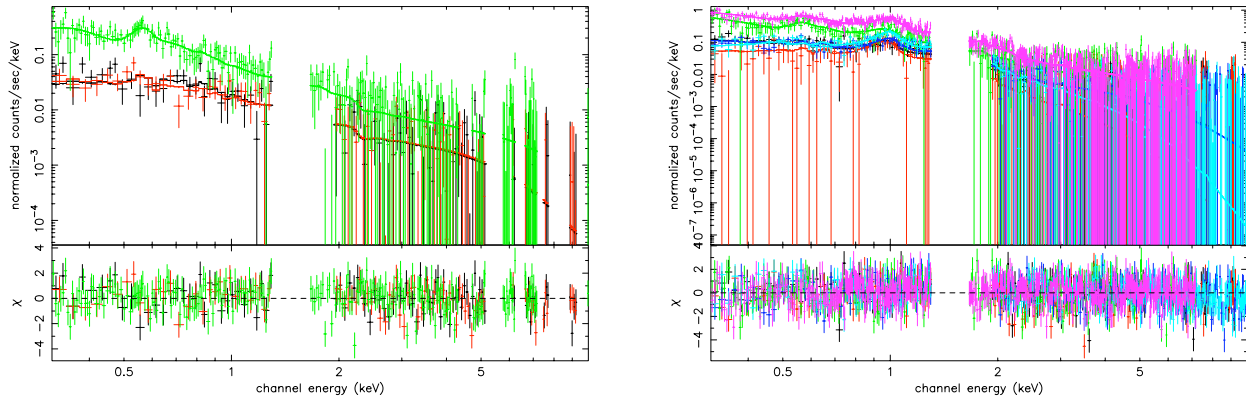


Fig. 5.9 : Ajustement du spectre de la région de fond. A gauche RXCJ0216.7-4749 et à droite RXCJ2315.7-0222 . Pour RXCJ0216.7-4749 on ajuste directement avec un double modèle thermique pour représenter l'émission de la Galaxie et de la bulle locale plus une loi de puissance absorbée pour le fond d'AGN non résolus. Pour RXCJ2315.7-0222 on ajuste simultanément les spectres de la région de fond et du dernier anneau avec modèle de fond X plus un modèle d'émission du groupe.

5.4.2 Analyse spectrale

XMM est réputé pour avoir une grande sensibilité, ce qui permet d'obtenir des mesures de température spatialement résolues : *i.e.* la mesure de la température est obtenue précisément grâce à l'ajustement du spectre, et on peut obtenir un nombre de points suffisant pour décrire un profil de température.

La méthode standard pour obtenir un profil de température est de découper l'émission des sources en anneaux concentriques¹³. Pour chaque anneau, on va extraire un spectre qu'on va ajuster avec un modèle d'émission thermique dans la bande [0.3, 10] keV pour en estimer la température. Pour une bonne qualité de l'ajustement, l'idéal serait de définir les anneaux de manière à maximiser le rapport signal sur bruit dans chaque anneau dans cette bande d'énergie. Le rapport signal sur bruit est calculé à partir des profils de brillance de surface dans la bande d'énergie choisie doublement soustraits. Cependant, compte tenu de l'efficacité de détection à haute énergie, on ne peut pas définir les anneaux à partir de cette méthode dans la bande [0.3, 10] keV. Pour les groupes fossiles, une analyse préliminaire donne une température¹⁴ de l'ordre de ~ 1 keV. On se place donc dans la bande [0.3, 2]keV où l'émissivité est maximale. On définit alors les anneaux tel qu'on ait un signal sur bruit minimal de 30σ dans cette bande.

On ajuste le spectre de chaque anneau selon la méthode des filtres fermés c'est-à-dire avec un modèle du fond X (décrit plus haut) et un modèle d'émission thermique du groupe. L'émission thermique du groupe est absorbé le long de la ligne de visée due à la présence de gaz neutre dans la Galaxie. Elle est paramétrisée par la densité de colonne d'hydrogène dans la direction du groupe¹⁵. Pour l'émission du groupe, on utilise alors le modèle MEKAL \times WABS (Mewe-Kaastra-Liedahl (1995) pour le plasma thermique et Morrison & McCammon pour la photo-absorption) sous XSPECv12 (Arnaud, K. A., 1996). On ajuste l'ensemble fond+groupe sur le spectre de chacun des anneaux dans l'intervalle [0.3, 10]keV en coupant les raies d'émission dues aux instruments (soit [1.39, 1.59]keV principalement due à la présence d'aluminium dans les détecteurs MOS et PN plus [7.35, 9.25]keV pour le cuivre de PN). A plus basse énergie, on est dominé par le bruit électronique.

Ainsi, on considère chaque anneau comme isotherme. Ce modèle prend en compte la matrice de réponse¹⁶ de chaque instrument (*i.e.* MOS1, MOS2, et PN). On laisse comme paramètres libres les normalisations respectives (*i.e.* le nombre de coups attribué à cette composante), la température et lorsque cela est possible l'abondance du fer. Le nombre de coups dans chaque intervalle d'énergie $C(I)$ est ainsi donné par :

$$C(I) = \int f(E, kT, Z, \dots) [\text{Resp}](I, E) dE \quad (5.2)$$

où $f(E, kT, Z, \dots)$ correspond au modèle spectrale, et $[\text{Resp}](I, E)$ est la matrice de réponse de chaque instrument.

¹³Car on considère les amas comme sphériques.

¹⁴Basée sur la luminosité mesurée dans le données de ROSAT dans la bande [0.1, 2.4]keV et selon la relation L_X -T de Markevitch 1998, ApJ, 504-27.

¹⁵On a accès à ces mesures sur <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/tools.html>.

¹⁶Sensibilité et résolution spatiale

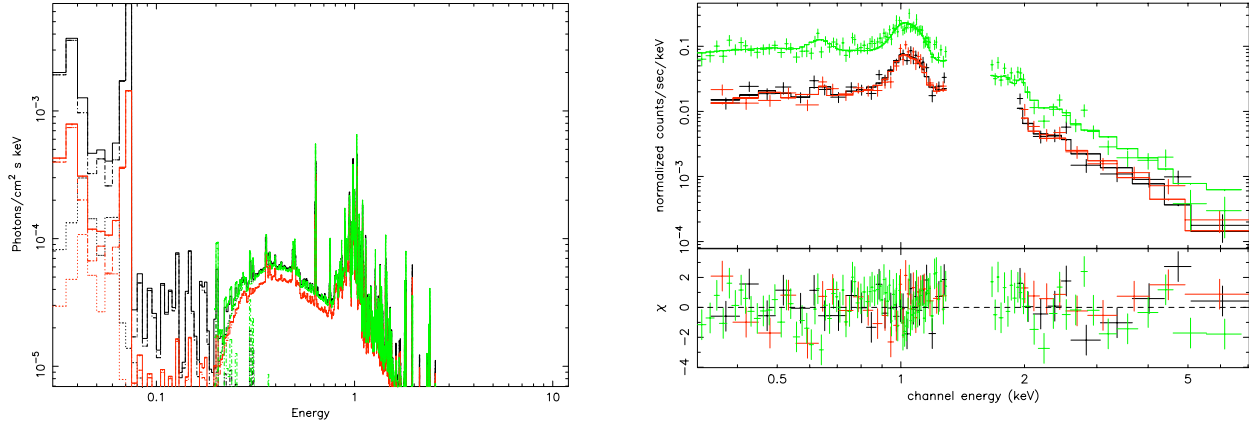


Fig. 5.10 : Spectre d'un anneau de RXCJ2315.7-0222 . A droite l'ajustement sur les données. A gauche le modèle dans la bande totale. A basse énergie $E \leq 03$ keV, on voit qu'on est dominé par le bruit électronique. A haute énergie, on note la décroissance exponentielle du continuum et à énergie intermédiaire, on remarque les différentes raies d'émission qui ne sont pas parfaitement résolues dans les données. A droite, on remarque clairement la raie L d'émission du Fer à ≈ 1 keV, ainsi que celle de l'oxygène à ≈ 0.6 keV

5.5 Profils 3D

Les profils obtenus sont le résultat de la projection et de la convolution avec les caractéristiques des instruments du profil de densité électronique et du profil de température des deux groupes.

La précision avec laquelle on reconstruit les profils 3D à partir de ces données, en utilisant l'hypothèse de symétrie sphérique des amas, est une étape très importante pour avoir une bonne reconstruction de la masse (Rasia et al 2006 [80]). Ce sont ensuite ces profils qui vont nous permettre de calculer le profil de masse des deux groupes via l'hypothèse d'équilibre hydrostatique. Pour calculer un profil de masse qui soit au plus près celui de l'objet étudié, il faut reproduire fidèlement chaque caractéristique de ces profils de densité du gaz et de température. Les profils sortant de la physique simplifiée des amas comme le profil β pour décrire la densité n'ajustent pas les profils observés (chapitre 3). On utilise alors des profils paramétrés qui vont plus fidèlement ajuster les données. On peut ensuite les comparer à ceux sortant des simulations prenant en compte la physique complexe des baryons comme le refroidissement des baryons, formation d'étoiles et toute la physique de rétro-action des supernovae et AGN...

5.5.1 Le profil de densité électronique

Relation entre le profil de brillance de surface et le profil de densité :

Le profil de brillance de surface correspond au nombre de coups reçus dans des anneaux concentriques de rayon r et de largeur dr centrés sur le maximum d'émission X qu'on définit à partir des images figures 5.3 -a et 5.3 -b. Il est relié à la mesure d'émission $EM(r)$ par :

$$S(\theta)\theta d\theta = EM(r)rdr \frac{\lambda}{4\pi d_a^2(1+z)^4}$$

où $S(\theta)$ est le profil de brillance de surface en fonction du rayon sur le ciel $\theta = r/d_a$.

On obtient [67] :

$$S(\theta) = EM(r) \frac{\lambda}{4\pi(1+z)^4} \quad (5.3)$$

Avec $EM(r) = \int n_e^2 dl$ intégrale de la densité électronique sur la ligne de visée, ce qui donne pour un amas sphérique : $EM(r) = \int_r^\infty n_e^2(R)RdR/\sqrt{R^2 - r^2}$. $\lambda(T, z)$ est l'émissivité calculée à l'aide de XSPEC en utilisant les profils projetés de température et d'abondance ainsi que l'absorption par la galaxie et les caractéristiques de l'instrument. En effet, le taux de comptage τ_{XSPEC} mesuré par XSPEC est à une normalisation près égale à l'émissivité λ_{XSPEC} tel que :

$$\tau_{XSPEC} \equiv \left[\frac{10^{-14}}{4\pi d_a^2(1+z)^2} \int n_e n_H dV \right] \times \lambda_{XSPEC}(T, z)$$

Le facteur $N \equiv 10^{-14}/[4\pi d_a^2(1+z)^2] \int n_e n_H dV$ est la normalisation du modèle d'émission utilisé avec d_a en cm et n_e, n_H en cm^{-3} .

En mettant $N = 1$, on obtient directement une mesure de l'émissivité $\lambda_{XSPEC}(T, z)$. On ajuste les profils projetés de température et d'abondance à l'aide de profils paramétriques de manière à les extrapoler aux points de données du profil de brillance de surface¹⁷. Avec la donnée de la température et de l'abondance, on peut reproduire le spectre thermique de chacun des groupes et calculer l'émissivité $\lambda_{XSPEC}(T, z)$ en chaque point du profil de brillance. On obtient alors un profil d'émissivité. Il faut juste noter qu'il faut renormaliser $\lambda_{XSPEC}(T, z)$ pour qu'il corresponde à la définition 5.3 où le taux de comptage τ est défini par rapport à la distance luminosité $d_l \equiv d_a \times (1+z)^2$ (chapitre 1) :

$$\tau \equiv \int S(\theta)\theta d\theta \equiv \int \frac{n_e^2 dV}{4\pi d_l^2} \times \lambda(T, z)$$

On a donc pour avoir l'émissivité avec les bonnes unités $\lambda(T, z) = \lambda_{XSPEC}/(1+z)^2$.

¹⁷On utilise le profil de température de Vikhlinin et al 2006 [103] pour la température. Le profil d'abondance est ajusté d'une fonction se comportant comme une loi de puissance à grands rayons ($r > r_c$) : $Z(r) = a + b \frac{(r/r_c)^c}{1 + (r/r_c)^d}$.

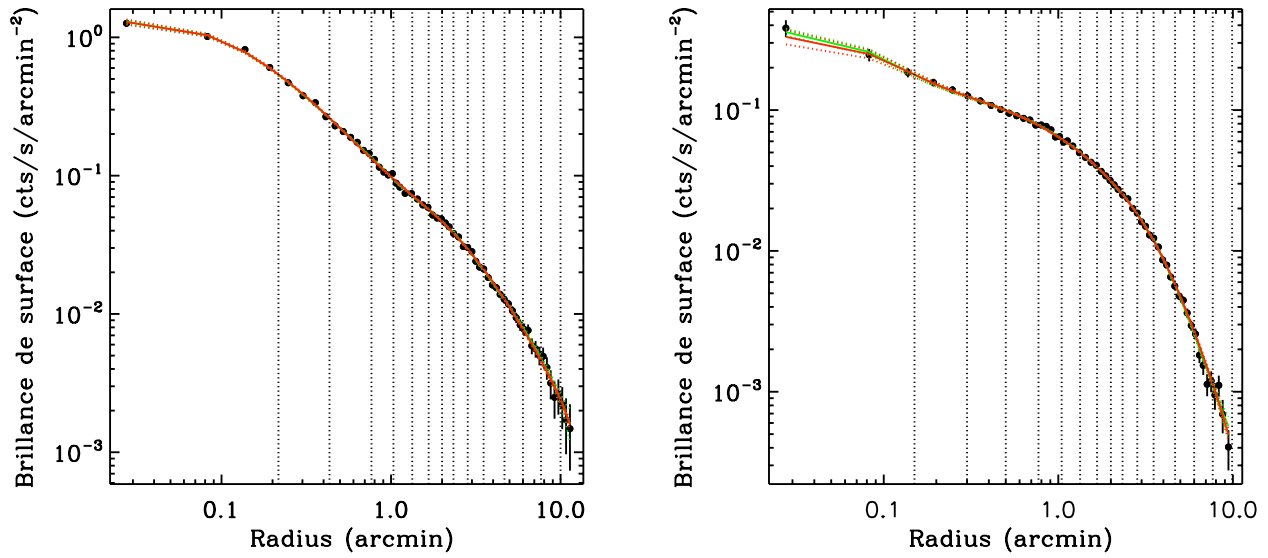


Fig. 5.11 : Ajustements du profil de brillance de surface de RXCJ2315.7-0222 à gauche et RXCJ0216.7-4749 après correction de l'AGN (section 5.7) à droite. Les points de données sont en noir. En rouge le meilleur ajustement avec le modèle paramétrique. En vert, l'ajustement obtenu en reconvoluant le résultat de la déconvolution.

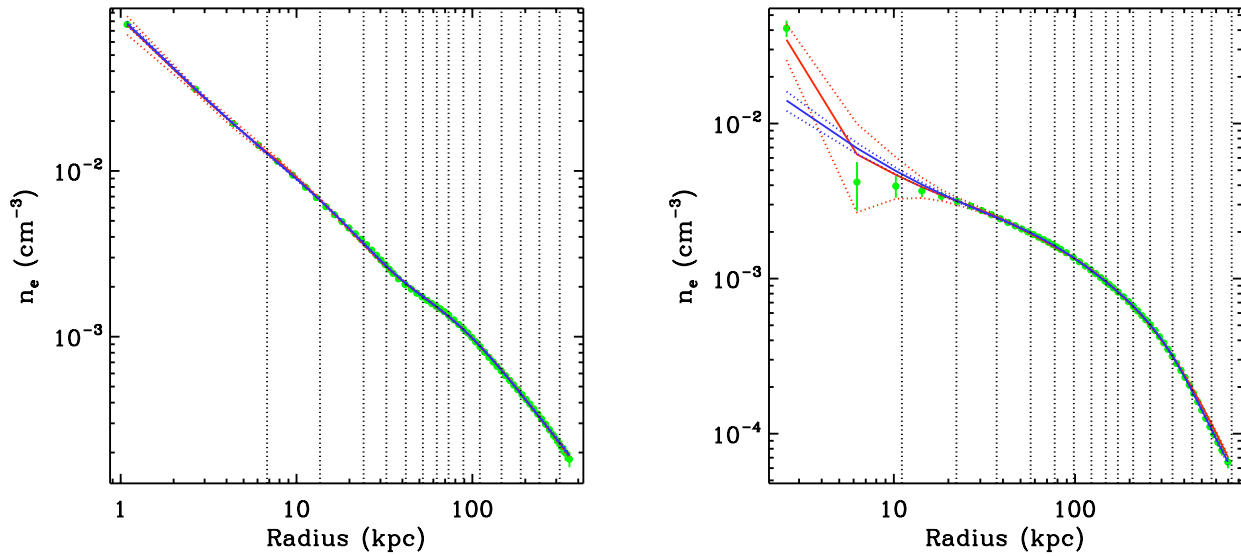


Fig. 5.12 : Profil de densité de RXCJ2315.7-0222 à gauche et RXCJ0216.7-4749 après correction de l'AGN (section 5.7) à droite. En rouge le résultat du modèle paramétrique. En vert, le produit direct de la déconvolution. En bleu le meilleur ajustement du produit de la déconvolution avec un modèle paramétrique. Les résultats sont parfaitement consistants

Méthode pour calculer le profil de densité :

A partir de là, il y a deux façons d'obtenir le profil de densité :

1. la première est d'utiliser des modèles paramétriques du profil de densité. On les projette et les convolue avec la matrice de réponse de l'instrument avant d'en ajuster les paramètres afin de reproduire le profil de brillance de surface. C'est la méthode paramétrique.
2. la seconde est de déprojeter et déconvoluer directement le profil de brillance de surface. C'est la méthode directe.

Méthode paramétrique : Vikhlinin et al 2006 [103], dans leur analyse d'un échantillon d'amas relaxés présentant des coeurs froids, proposent une modification du profil β de manière à mieux ajuster la partie centrale du profil de densité des amas. En effet, le profil β ajuste convenablement les parties externes des amas mais s'aplatit au centre ce qui ne correspond pas au profil plus piqué des amas au coeur froid et des groupes fossiles. Le modèle de Vikhlinin qui contient de nombreux paramètres décrivant plusieurs composantes :

– une composante piquée pour décrire la région centrale :

$$n_1(r) = n_{0,1} \times \left(\frac{r}{r_{c,1}} \right)^{-\alpha} \left[\left(1 + \left(\frac{r}{r_{c,1}} \right)^2 \right)^{(3\beta/2 - \alpha/2)} \times \left(1 + \left(\frac{r}{r_s} \right)^3 \right)^{\epsilon/2} \right]^{-1}$$

Si on met le paramètre ϵ à zéro, on retrouve le modèle AB (Pratt & Arnaud 2002 [75]) (équation 3.21) qui introduit un paramètre supplémentaire au β modèle (le paramètre α) pour décrire la montée du profil de densité au centre avec une loi de puissance.

– un β modèle pour décrire la pente de la région externe :

$$n_2(r) = n_{0,2} \left[1 + \left(\frac{r}{r_{c,2}} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}$$

Le résultat est la somme des deux tel que :

$$n_e(r) = n_1(r) + n_2(r) \tag{5.4}$$

On projette et convolue ce modèle de densité pour obtenir un profil de brillance de surface qu'on ajuste à celui observé. Le résultat est montré sur les figures 5.11 et 5.12 où on montre l'ajustement du profil de brillance de surface et le profil de densité dérivé de cette méthode en rouge.

Méthode directe : La méthode de déconvolution utilisée est décrite dans le papier de Croston et al 2006 [28]. Elle repose premièrement sur des considérations géométriques : les amas étant supposés sphériques l'émission observée dans un anneau de rayon r_i est la somme des émissions intrinsèques de différentes coquilles de rayons $r_j \geq r_i$. On garde cette information dans la matrice de projection dont chaque éléments $[R_{proj}]_{ij}$ est la contribution de la coquille j à l'anneau i . L'effet de la PSF est aussi de mélanger la contribution des différents

anneaux ce qui est pris en compte dans une seconde matrice de redistribution $[R_{PSF}]$. La correction de ces effets se traduit par l'équation suivante :

$$[E_{em}] = [R_{proj}]^{-1} \times [R_{PSF}]^{-1} [SX_{obs}]$$

Ainsi, pour calculer la densité du gaz, il faut inverser ces matrices ce qui se révèle compliqué à cause des phénomènes d'amplification du bruit. Face à ce problème, la méthode proposée dans Croston et al 2006 ajoute une contrainte de régularisation : le profil obtenu doit rester relativement lisse alors qu'il reproduit fidèlement les caractéristiques du profil de brillance de surface. On a alors deux contraintes principales :

- Le profil de densité re-convolué et re-projeté doit ajuster les données du profil de brillance de surface (minimisation du χ^2).
- Le profil de densité doit être suffisamment lisse tel que normalisé par un modèle paramétrique (*e.g.* Pratt & Arnaud 2002 ou Vikhlinin et al 2006) ajusté sur les données, on doit avoir $(y_i + y_{i+1}) \equiv C$ où C est une constante pour une fonction donnée.

Résultats : On utilise les deux méthodes pour voir si on obtient des résultats cohérents. Les erreurs sont calculées par Monte-Carlo en tirant aléatoirement les points de données dans leur barre d'erreur.

La déconvolution permet de reproduire plus fidèlement toutes les propriétés du gaz. C'est donc l'approche choisie dans la suite pour calculer le profil de masse.

A partir du profil de densité électronique, il est possible de reconstruire le profil de masse de gaz avec :

$$M_{gaz}(< r) = 4\pi\mu m_p \frac{n_H}{n_e} \times \int n_e(r) r^2 dr \quad (5.5)$$

avec m_p la masse du proton en masse solaire, n_H la densité numérique de l'hydrogène ($\sim 1.2 \times n_e$) et μ le poids moléculaire moyen.

5.5.2 Obtention du profil de température

Chaque température mesurée à partir de l'analyse spectrale correspond à la température d'un modèle d'émission thermique d'un plasma mince isotherme et convolué avec la matrice de réponse de chacun des instruments. Ce ne sont pas exactement des températures moyennées sur l'émission en $n_e^2 \times \lambda(T)$ du fait des effets de projections en premier lieu (chaque anneau comprend la contribution des coquilles supérieures) mais aussi à cause de la résolution spectrale des instruments qui fait qu'on ne peut pas identifier une structure trop complexe de températures.

Pour calculer le profil 3D de température, on utilise la méthode de Vikhlinin 2006 [101]. Il utilise le fait que le spectre X d'un amas (ou groupe) est la superposition d'un continuum dominé par le bremsstrahlung et des raies d'émission dont la forme globale est altérée par l'instrument et les effets de projection.

Il décrit ainsi une méthode permettant de reconstruire la température spectroscopique mesurée d'un plasma contenant un mélange de températures à partir de son spectre. Pour les plasma de basses températures ($T \lesssim 2 - 3\text{keV}$), il s'appuie sur les raies d'émission, tandis que pour les plus hautes températures, il se base sur les caractéristiques du continuum. Enfin, un spectre réel étant un mélange des deux, il donne une formule analytique pour estimer la température spectroscopique dans le cas général.

L'intensité des raies d'émission permet de déterminer la température d'un plasma car l'état de ionisation des éléments lourds en dépend. Cependant, la résolution limitée de l'instrument élargit ces raies jusqu'à dans certain cas les confondre. On utilise alors plutôt la moyenne de l'énergie sur le nombre de coups de manière à ce qu'elle soit conservée entre le spectre observé et le spectre intrinsèque multi-température.

Dans un cas limite où les raies d'émission dominant *i.e.* avec l'abondance $Z \rightarrow \infty$, l'énergie moyenne du modèle s'écrit : $\langle E \rangle = f(T_{spec}) = \sum E_i s_i / \sum s_i$ où s_i correspond au taux de comptage dans le canal i centré sur l'énergie E_i . Pour le spectre d'entrée cette énergie moyenne est : $\langle E \rangle_{multi} = \sum S_j f(T_j) / \sum S_j$. La température ajustée correspond alors à $T_{line} = f^{-1}(\langle E \rangle_{multi})$.

De même, le niveau et la pente à haute énergie du continuum permettent de contraindre la température. Mazzotta et al 2004 [58] décrivent alors le spectre comme une loi linéaire : $s(E) \approx a(T) - b(T) \times E$. Vikhlinin 2006 en dérive une température moyenne pour $Z = 0$ comme : $T_{cont} \equiv \int w T dV / \int w dV$ avec $w = c(T) n_e^2 T^{0.875}$ où $c(T)$ est le taux de comptage observé en fonction de la température.

Le vrai spectre est un mélange des raies d'émission et du continuum. On estime alors le flux provenant respectivement des raies et du continuum :

$$F_{line} = \int \lambda(T) Z n_e^2 dV \quad (5.6)$$

$$F_{cont} = \int c(T) n_e^2 dV \quad (5.7)$$

où $\lambda(T)$ est le taux de comptage par unité de mesure d'émission des raies d'émission du spectre et $c(T)$ celui du continuum. Z est la métallicité du spectre en unité Z_\odot , avec Z_\odot la métallicité du Soleil. L'énergie moyenne due aux raies est :

$$\langle E \rangle = F_{line}^{-1} \int f(T) \lambda(T) Z n_e^2 dV \quad (5.8)$$

On détermine alors la température spectroscopique par :

$$T_{spec} = x T_{cont} + (1 - x) T_{line} \quad (5.9)$$

avec $f_{line} \equiv F_{line} / (F_{line} + F_{cont})$ et $x = \exp(-f_{line}^2 / 0.0361) \exp(-f_{line}^8 / (1.53 \times 10^{-5}))$. Ainsi, lorsque $f_{line} \rightarrow 1$, on a $T_{spec} \rightarrow T_{line}$ et quand $f_{line} \rightarrow 0$, on a $T_{spec} \rightarrow T_{cont}$.

On utilise alors un profil de température 3D paramétrique qu'on transforme suivant cet algorithme en utilisant les profils de densité électronique $n_e(r)$ et d'abondance Z pour calculer

un profil de température spectrale. On projette ce profil de température spectrale avec les matrices de réponses pour obtenir un modèle de profil de température projeté. On ajuste alors ce profil sur nos données pour en déterminer les paramètres.

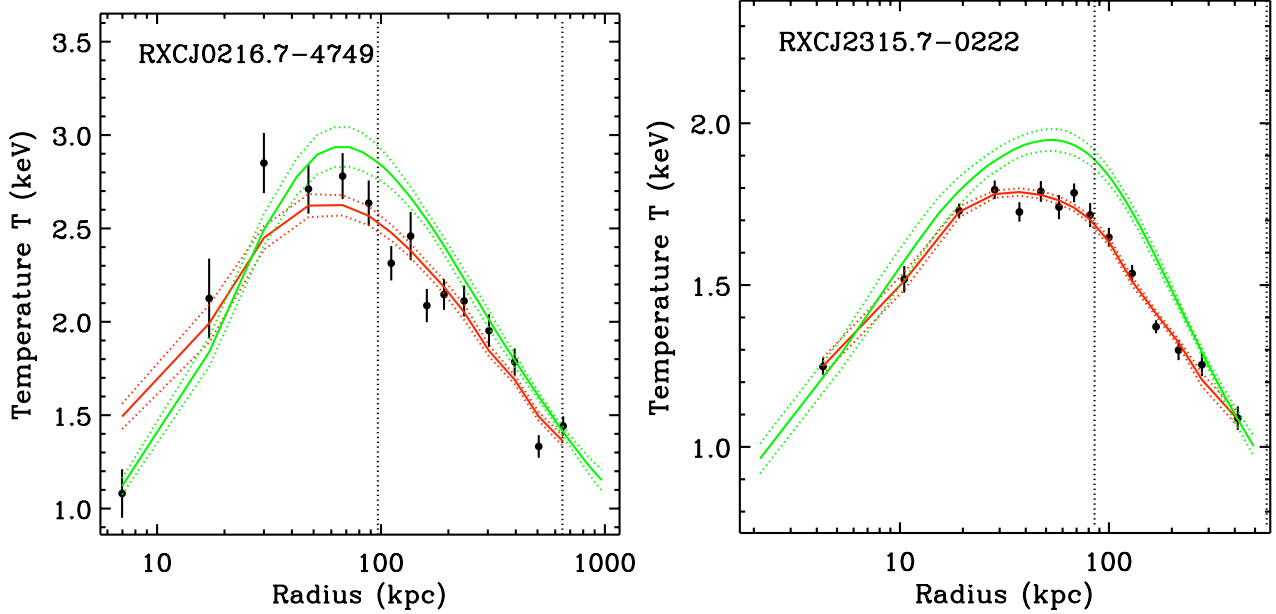


Fig. 5.13 : Profil de température A gauche RXCJ0216.7-4749 après correction de l'AGN (section 5.7). A droite RXCJ2315.7-0222 . En vert le profil deprojeté ajustant le mieux le profil projeté issu de l'analyse spectrale (ajustement en rouge) En noir les points de données de l'analyse spectrale. Les pointillés délimitent respectivement $0.15 \times R_{500}$ et R_{500} avec R_{500} calculé grâce à la relation M - Y de Arnaud et al 2007[11]

Les profils des deux groupes sont bien ajustés par le modèle analytique de Vikhlinin et al 2006[103] pour des amas présentant un coeur froid avec :

$$t(r) = \frac{(r/r_t)^{-a}}{[1 + (r/r_t)^b]^{c/b}} \quad (5.10)$$

pour la partie externe du profil en loi de puissance,

$$t_{cool}(r) = \frac{(x + T_{min}/T_0)}{(x + 1)} \quad ; \quad x = \left(\frac{r}{r_{cool}} \right)^{a_{cool}} \quad (5.11)$$

pour décrire la région centrale. Ce qui donne un profil 3D :

$$T(r) = T_0 t_{cool}(r) t(r) \quad (5.12)$$

Les résultats sont montrés sur la figure 5.13.

5.6 Profil de masse

Pour dériver la masse des systèmes de galaxies (groupes ou amas) en utilisant des données X, on suppose l'hypothèse d'équilibre hydrostatique et de symétrie sphérique. On en déduit

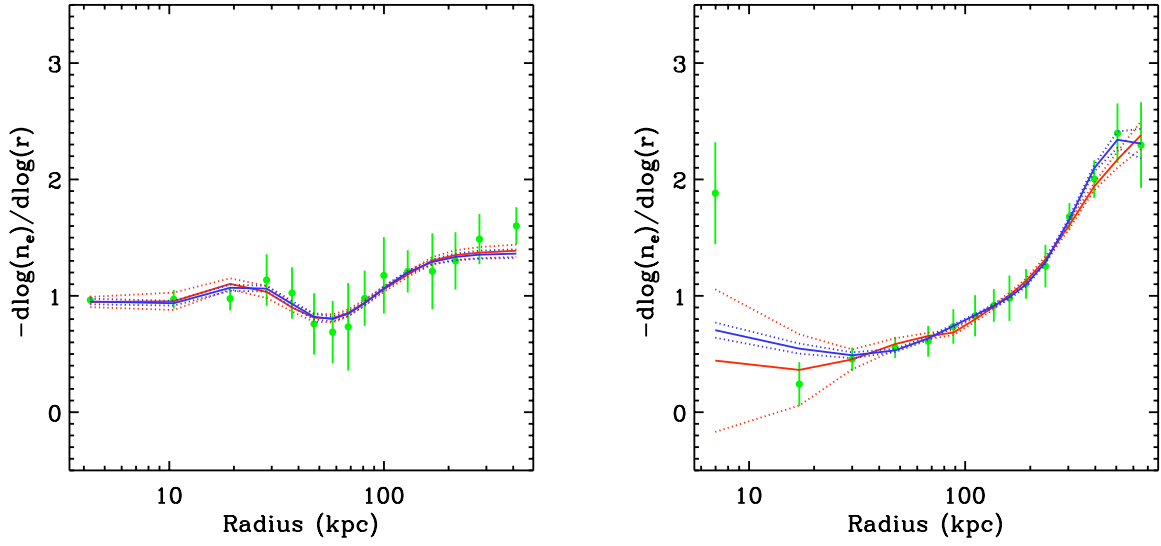


Fig. 5.14 : Dérivée du profil de densité de RXCJ2315.7-0222 à gauche et RXCJ0216.7-4749 après correction de l'AGN (section 5.7) à droite. En rouge le résultat du modèle paramétrique. En vert, le produit direct de la déconvolution. En bleu la dérivée utilisée pour le calcul du profil de masse issue du meilleur ajustement du produit de la déconvolution avec un modèle paramétrique.

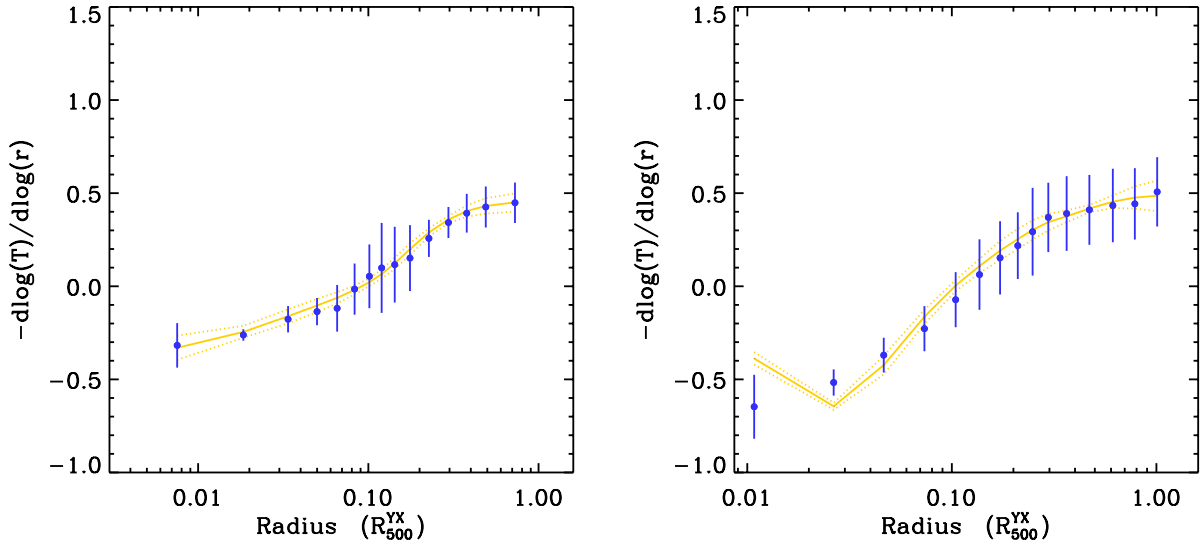


Fig. 5.15 : Dérivée du profil de température de RXCJ2315.7-0222 à gauche et RXCJ0216.7-4749 après correction de l'AGN (section 5.7) à droite. En jaune la dérivée calculée à partir du profil paramétrique de température de Vikhlinin et al 2006 [103]. En bleu, la dérivée du profil de température utilisée pour le calcul de la masse telle que $d \log T / d \log r$ augmente avec le rayon de manière monotone. voir texte

la masse intégrée dans une sphère de rayon R dépendant de la dérivée logarithmique de la densité et de la température :

$$M(\leq r) = -\frac{kT(r)r}{G\mu m_p} \left[\frac{d \ln \rho(r)}{d \ln r} + \frac{d \ln T(r)}{d \ln r} \right] \quad (5.13)$$

Les dérivées sont calculées à l'aide des profils analytiques dans les cas où les profils sortant des étapes de déconvolution sont trop bruités. Dans notre cas, on peut calculer directement la dérivée des profils de densité à partir des profils déconvolués en calculant la pente en échelle logarithmique. On utilise une fonction d'interpolation d'ordre 3 pour obtenir la dérivée et son erreur aux points de données du profil de température. Cependant, en procédant de cette manière, certains motifs du profil de densité de *RXCJ0216.7-4749* sont artificiellement amplifiés. On utilise alors la dérivée calculée à partir du profil paramétrique de Vikhlinin et al 2006 [103] qu'on ajuste sur le profil de densité issu de la déconvolution. Pour la température, on utilise les profils analytiques 3D en imposant que la dérivée $d \log T / d \log r$ augmente de façon monotone avec le rayon et telle que $d \log T / d \log n_e < 2/3$ ¹⁸. Les erreurs sont calculées à l'aide de Monte Carlo en tirant aléatoirement dans les barres d'erreur des points de données (Pratt & Arnaud 2003 [76]). Les dérivées obtenues sont montrées figure 5.14 pour la dérivée du profil de densité et figure 5.15 pour la dérivée du profil de température. La figure 5.16 montre les profils de masse obtenus pour *RXCJ2315.7-0222* (carrés bleus) et *RXCJ0216.7-4749* (triangles rouges) normalisés à M_{500} et R_{500} et superposés aux profils de masse de l'analyse de 10 amas relaxés de [2, 9]keV de Pointecouteau et al 2005 [73]. On trace sur la figure le profil NFW moyen. On remarque que les profils se superposent bien pour $r \geq 0.1 \times R_{500}$ et que la dispersion augmente dans la région intérieure.

L'ajustement « standard » des données se fait avec un NFW tel que la masse intégrée se décrive à l'aide de deux paramètres : M_{500} et c_{500} :

$$M(\leq r) = M_{500} \times \left(\log\left(1 + \frac{r}{r_s}\right) + \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-1} - 1 \right) / \left(\log\left(1 + \frac{r_{500}}{r_s}\right) + \left(1 + \frac{r_{500}}{r_s}\right)^{-1} - 1 \right) \quad (5.14)$$

avec la concentration $c_{500} = r_{500}/r_s$.

La qualité de nos données nous permet d'éprouver un autre modèle. En effet, le profil NFW tend à sous-estimer la densité de masse des particules de matière noire issue des simulations numériques à N-corps avec un profil s'aplatissant trop rapidement. Navarro et al 2004 [66] proposent un autre profil où la masse s'écrit :

$$M(\leq r) = M_{500} \times \frac{\gamma(3/\alpha, 2/\alpha (r/r_s)^\alpha)}{\gamma(3/\alpha, 2/\alpha (r_{500}/r_s)^\alpha)} \quad (5.15)$$

où $\gamma(\eta, \lambda) \equiv \int_0^\lambda t^{\eta-1} e^{-t} dt$ est la fonction Gamma inférieure incomplète.

Dans ce cas, on retrouve la masse à R_{500} ainsi que la concentration c_{500} du NFW. Le paramètre supplémentaire décrit la variation de la pente du profil tel que $\beta_\alpha(r) \equiv -d \ln \rho / d \ln r =$

¹⁸Ceci provient de la condition d'équilibre convectif pour lequel l'entropie spécifique, au sein d'une structure en équilibre radiatif stable, doit croître vers l'extérieur.

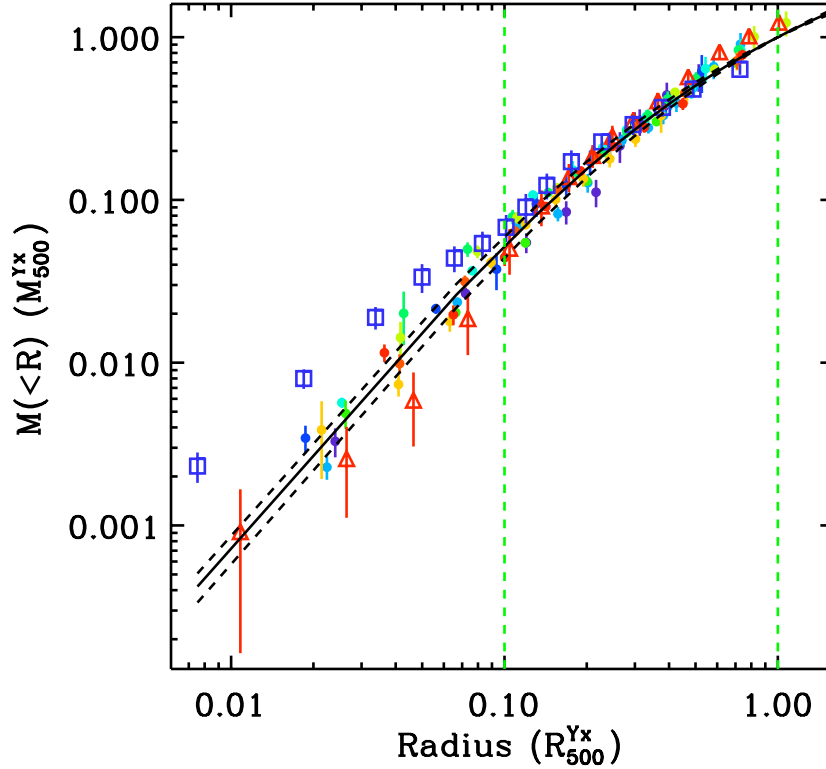


Fig. 5.16 : Profil de masse renormalisé de *RXCJ2315.7-0222* (carré bleu) et de *RXCJ0216.7-4749* corrigé de l'AGN (section 5.7) (triangle rouge) avec les profils de masse de Pointecouteau et al 2005 [73].

$2(r/r_s)^\alpha$. Pour les simulations Λ CDM du papier de Navarro et al 2004, il prend pour valeur moyenne $\alpha = 0.172 \pm 0.032$ pour les différentes masses d'halos allant des galaxies naines aux amas de galaxies. On note que l'on se ramène à un profil NFW pour $\alpha = 0$. soit $\beta_\alpha = 1$ la pente est entièrement définie par le paramètre de concentration global.

5.7 Cas de *RXCJ0216.7-4749* : influence de l'AGN central

RXCJ0216.7-4749 présente un AGN en son centre très brillant responsable de l'émission radio¹⁹. L'émission X d'un AGN vient d'un effet Compton inverse d'électrons relativiste à proximité du disque d'accrétion et produisant un spectre en loi de puissance dont l'indice Γ peut varier d'un AGN à l'autre. L'AGN constitue une source ponctuelle redistribuée par la PSF.

L'AGN au centre de *RXCJ0216.7-4749*, a pour effet d'amplifier l'émission du système au

¹⁹Rayonnement synchroton

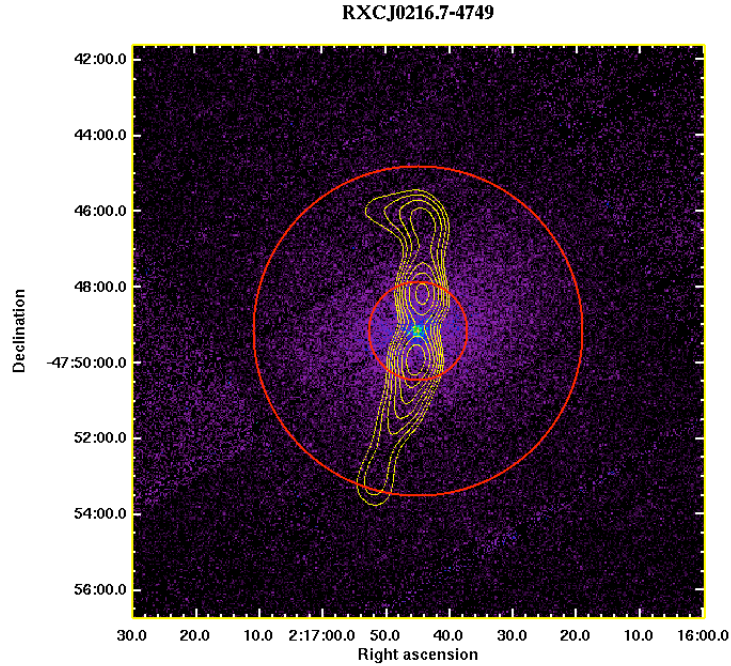


Fig. 5.17 : *Superposition de l'image radio de la galaxie centrale obtenue par le relevé SUMSS 843 Mhz en jaune et de l'image X dans la bande 0.3-2keV de RXCJ0216.7-4749 . Les anneaux rouges servent de référence. Ils sont centrés sur le maximum d'émission X et ont pour rayon respectif $0.1R_{500}$ et R_{2500} . L'image radio est obtenue avec SkyView <http://skyview.gsfc.nasa.gov/>.*

centre, accentuant la pente du profil de brillance de surface et élevant température centrale (figure 5.19). Pour reconstruire les profils du groupe, il est nécessaire d'évaluer la contribution de l'AGN afin de la soustraire. Pour ce faire, on va utiliser conjointement l'information fournie par le profil de brillance de surface et l'analyse spectrale.

5.7.1 Prise en compte de l'AGN

On commence par re-découper les anneaux de l'analyse spectrale de manière à maximiser la contribution de l'AGN dans un anneau. On se place dans une région de $9''$ de rayon centré sur le maximum d'émission. Dans cet anneau, l'ajustement avec le modèle thermique standard donne de très mauvais résultats avec un $\chi_{red}^2 \sim 3$ et une température autour de $kT \approx 2.5\text{keV}$. L'ajustement est meilleur quand on ajoute une loi de puissance en plus du spectre thermique caractérisant l'émission de la source (figure 5.18).

Au niveau du profil de brillance de surface, un bon ajustement est obtenu en ajoutant une source ponctuelle au modèle paramétrique de Vikhlinin et al 2006.

Pour le modèle du profil de brillance de surface comme pour celui du spectre, il existe de nombreuses dégénérescences si on les ajuste individuellement. Le fait d'utiliser conjointement l'information de l'un et de l'autre permet d'avoir plus de contraintes sur les paramètres

Model	CR_{AGN}	CR_{fossil}	kT (keV)	Z/Z_{\odot}	χ^2/dof
sxABP	0.016236	0.0102816	0.96	1.6	3.2
	0.00913	0.021656	1.71	0.1	1.088
nVikp	0.013588	0.014823	0.96	0.6	2.5
	0.007794	0.02305	1.83	0.13	1.04
spectra	0.010665	0.017746	1.08	0.45	2.04
	0.000255	0.030792	2.81	0.163	0.98

Tab. 5.2 : Différentes façons d'estimer la contribution de l'AGN dans les deux premiers anneaux : **sxABP** et **nVikp** pour ceux où l'estimation se fait à partir du profil de brillance de surface qu'on ajuste respectivement avec un modèle AB (Pratt et Arnaud 2002) et un modèle type Vikhlinin et al 2006 auxquels on a ajouté une source ponctuelle ; et **spectra** pour l'estimation à partir directement du spectre du premier anneau.

d'ajustement.

Pour ce faire, on part du fait que la contribution de l'AGN à l'émission totale doit être la même qu'on l'estime à partir de l'analyse spectrale ou à partir du profil de brillance de surface. On compare deux méthodes :

1. On commence par ajuster le profil de brillance de surface. On utilise le modèle paramétrique de Vikhlinin et al 2006 [103] plus une source ponctuelle qu'on convolue et projette pour ajuster le profil de brillance de surface. Le profil de brillance de surface représente le nombre de photons par unité de surface de détecteur par seconde. En l'intégrant dans chaque anneau, on obtient le taux de comptage correspondant. On peut ainsi déduire le taux de comptage dû à chacune des composantes fossile et AGN. On ajuste ensuite le spectre avec le modèle d'émission thermique plus une loi de puissance. En jouant sur la normalisation de celle-ci, on peut obtenir un ratio taux de comptage dû à l'AGN sur celui estimé du groupe fossile similaire à celui obtenu avec le profil de brillance de surface dans la bande [0.3, 2.]keV.
2. Même principe que précédemment, sauf qu'on commence par l'ajustement du spectre. On en déduit le rapport contribution de l'AGN sur celle du fossile dans le premier anneau dans la bande [0.3, 2]keV où est extrait le profil de brillance de surface. On utilise uniquement la contrainte venant du premier anneau qu'on a défini de manière à maximiser la contribution de l'AGN. On remarque à ce sujet que laissant la normalisation de la loi de puissance libre dans les autres anneaux, on obtient une contribution très faible dès le second anneau. On ajuste alors le profil de brillance de surface de façon à avoir une contribution de la source ponctuelle à l'intérieur de 9" identique à celle mesurer dans le spectre du premier anneau. Cela fixe la valeur de la source ponctuelle. La contribution de l'AGN dans les anneaux suivant est alors donnée par la PSF.
3. On fait aussi un essai avec un AB modèle (Pratt et Arnaud 2002 [75]) pour le profil de brillance de surface.

Les trois essais donnent des contributions différentes de l'AGN. Le AB modèle et l'analyse spectrale donnent respectivement la contribution la plus haute et la plus faible. L'analyse spectrale étant celle posant le plus de contraintes sur la normalisation de l'AGN, on choisit

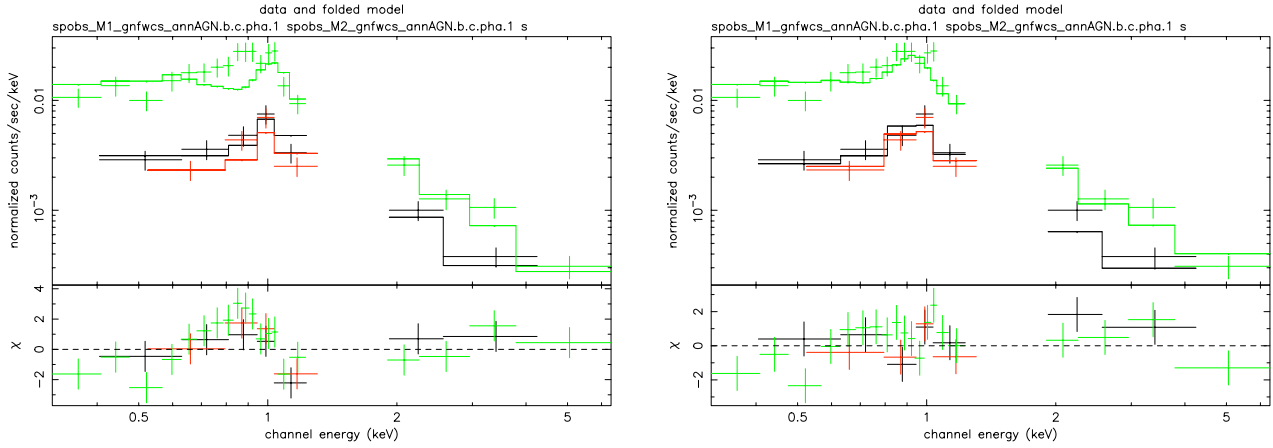


Fig. 5.18 : Ajustement du spectre du premier anneau. A gauche avec le modèle standard d'émission thermique de l'amas plus fond. A droite avec le modèle d'émission thermique de l'amas plus une composante en loi de puissance au redshift de l'amas et le fond. On passe d'un $\chi_{red}^2 \approx 3.$ à $\chi_{red}^2 \approx 2.$ et à une température de $kT \approx 2.5$ keV à $kT \approx 1.$ keV

de prendre la contribution de l'AGN basée sur cette dernière. En effet, il est possible d'obtenir un ajustement du profil de brillance de surface satisfaisant (*i.e.* avec un bon χ^2) dans chaque cas avec la paramétrisation de Vikhlinin et al 2006 tandis que l'ajustement du spectre est beaucoup sensible lorsqu'on augmente la normalisation de la loi de puissance de l'AGN. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.2.

On calcule une limite inférieure sur la contribution ainsi estimée de l'AGN en faisant varier la normalisation de la loi de puissance de manière à obtenir $\Delta\chi^2 \approx 1$. On obtient une incertitude de $\sim 3.5\%$ qu'on arrondit à 5% lorsqu'on la rajoute aux erreurs sur le profil de brillance de surface soustrait de la composante AGN.

5.7.2 Résultats

On calcule le profil de masse de *RXCJ0216.7-4749*, selon la méthode standard, en utilisant les profils de brillance de surface et profils projetés d'abondance et de température corrigés de l'AGN.

Sur la figure 5.19, on compare les résultats pour différents traitements de l'AGN : lorsqu'on néglige l'influence de l'AGN (profil total en noir), lorsqu'on le modélise (en rouge) et lorsqu'on retire les photons provenant du centre de l'émission (à l'intérieur d'une région centrée sur le maximum d'émission de 18'' de rayon²⁰ en vert). On remarque que les résultats de la déconvolution sont relativement bruités pour le cas où on néglige l'AGN et où on le modélise. On ajuste alors ces résultats avec un profil de densité de Vikhlinin et al 2006 pour les

²⁰Comme le montre la figure 5.17, la galaxie centrale présente des lobes importants risquant de biaiser l'analyse. On calcule un profil de température et de densité en retirant du fichier des événements le centre et les lobes. On trouve des résultats similaires à ceux obtenus en coupant uniquement la région centrale.

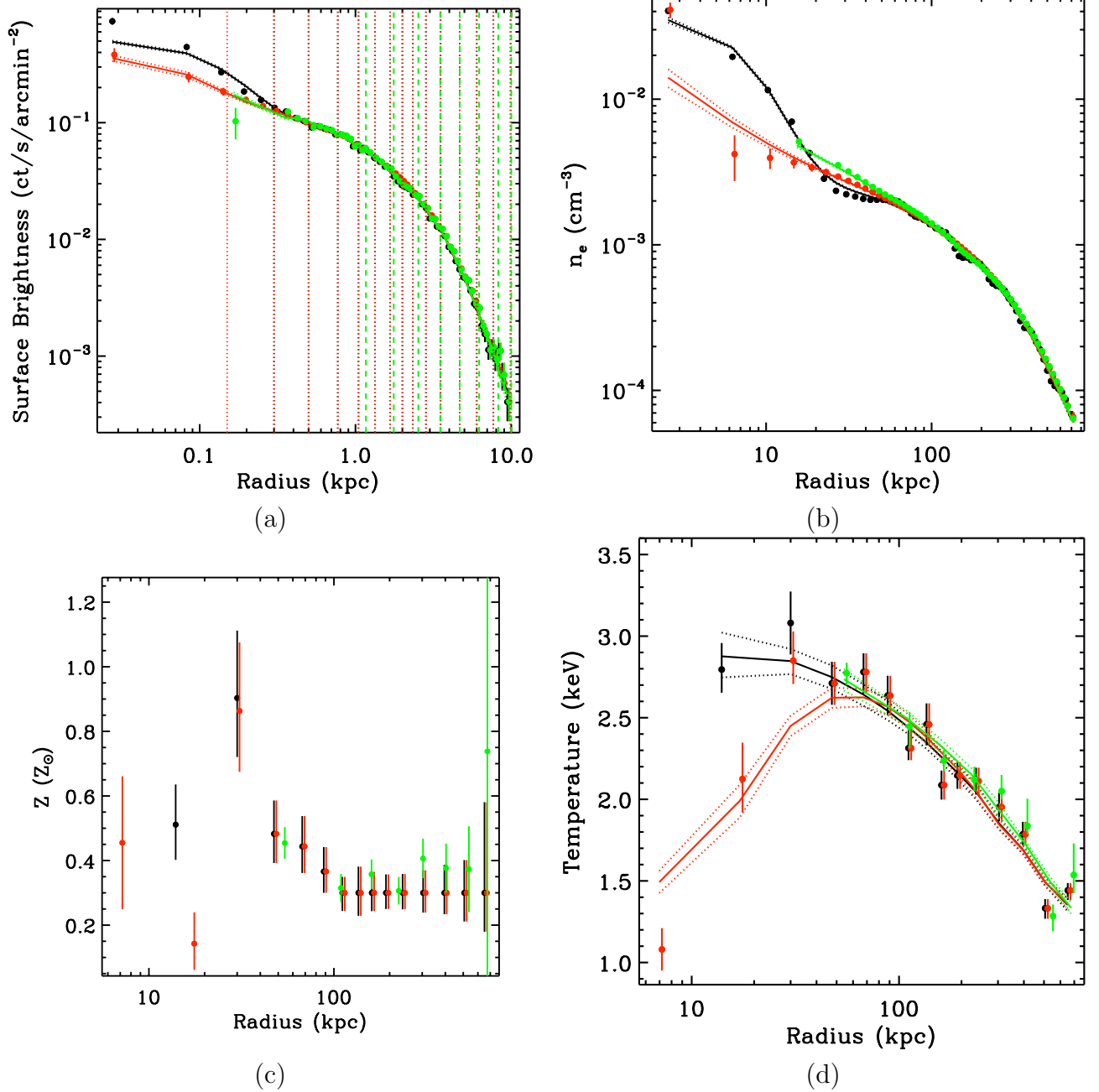


Fig. 5.19 : **a)** Profil de brillance de surface : en noir résultat lorsque la contribution de l'AGN n'est pas enlevée, en vert lorsqu'on coupe le coeur i.e. le 18'' intérieurs, en rouge lorsqu'on a modélisé la contribution de l'AGN et qu'on l'a soustrait. (♣ le rayon est en arcmin et non en kpc!!!!) **b)** Profil de densité venant de la déconvolution. **(c)** Profil d'abondance projeté. **d)** Profil de température projeté.

Model	c_{500}	M_{500}^{HE} ($10^{13} M_{\odot}$)	α	$f_{gas,500}$	χ^2/dof
NFW					
TOT	3.51 ± 0.39	9.98 ± 0.07	...	0.073 ± 0.006	15.13/12
CUT	2.93 ± 0.50	11.60 ± 1.31	...	0.066 ± 0.008	2.45/6
AGN	2.22 ± 0.25	13.10 ± 1.18	...	0.062 ± 0.007	9.82/13
N04					
TOT	2.17 ± 0.56	10.94 ± 0.74	0.111 ± 0.022	0.070 ± 0.006	9.65/11
CUT	2.28 ± 0.83	12.03 ± 1.33	0.211 ± 0.153	0.065 ± 0.008	1.95/5
AGN	3.12 ± 0.37	10.61 ± 1.21	0.466 ± 0.117	0.070 ± 0.010	2.82/12

Tab. 5.3 : Résultats de RXCJ0216.7-4749 . Les différents modèles sont : TOT i.e. lorsque l'AGN n'est pas pris en compte, CUT lorsqu'on coupe les 18" centraux, AGN lorsque la contribution de l'AGN est évaluée et retirée.

lisser.

Les différents traitements de l'AGN sont cohérents à l'extérieur du coeur. En effet, les profils obtenus dans les différents cas se superposent à $r \geq 18''$. A l'intérieur de cette région, le cas AGN soustrait et AGN non soustrait montrent des résultats différents. Dans le cas non soustrait, le profil de brillance de surface est plus piqué et est mal ajusté au centre par les modèles paramétriques généralement utilisés tandis que l'on obtient un bon ajustement dans le cas AGN soustrait. De même, le profil de densité obtenu à partir de la déconvolution du profil de brillance de surface montre un motif qui semble indiquer la contribution d'une autre composante au centre qui augmenterait la densité électronique. Le cadre d) de la figure 5.19 montre le profil de température projeté dans le cas avec et sans AGN soustrait. Lorsqu'on néglige l'AGN, on voit que le profil de température s'aplatit au coeur du groupe tandis qu'il suit bien la forme de cloche des systèmes à coeurs froids qu'on attend dans le cas des groupes fossiles lorsque l'AGN est pris en compte (Khosroshahi et al 2004 [49], Khosroshahi et al 2007 [50]). Ainsi, notre modélisation de l'AGN conduit à des résultats plus en accord avec ce qu'on attend du comportement des groupes fossiles que lorsqu'on le néglige.

Les profils de masse obtenus sont montrés figures 5.20 a et b avec les résultats des ajustements avec un profil NFW et N04. La non prise en compte de l'AGN a pour effet d'augmenter la masse à l'intérieur de 30 – 40 kpc. Dans chaque cas, le meilleur ajustement est obtenu pour le profil de masse corrigé de la contribution de l'AGN. Néanmoins, l'ajustement obtenu avec le N04 conduit à des valeurs de α non compatibles avec la valeurs moyenne déterminée dans Navarro et al 2004 ($\alpha = 0.172 \pm 0.032$). On ne considère que les résultats obtenus par l'ajustement du NFW pour la suite.

Dans chaque cas, on trouve une masse à R_{500} relativement haute pour un groupe. On compare cette masse avec celle attendue d'après la relation d'échelle $M - Y_X$ (on rappelle $Y_x \equiv M_{gaz} \times T_x$) :

$$h(z)^{2/5} M_{500} = 10^A \times \left(\frac{Y_X}{2 \times 10^{14} M_{\odot} \text{ keV}} \right)^{\alpha} \quad (5.16)$$

où $A = 14.556 \pm 0.015$, $\alpha = 0.548 \pm 0.027$ d'après l'analyse de données X d'un échantillon de 10 amas relaxés de températures comprises dans [2, 9]keV de Arnaud et al 2007 [11].

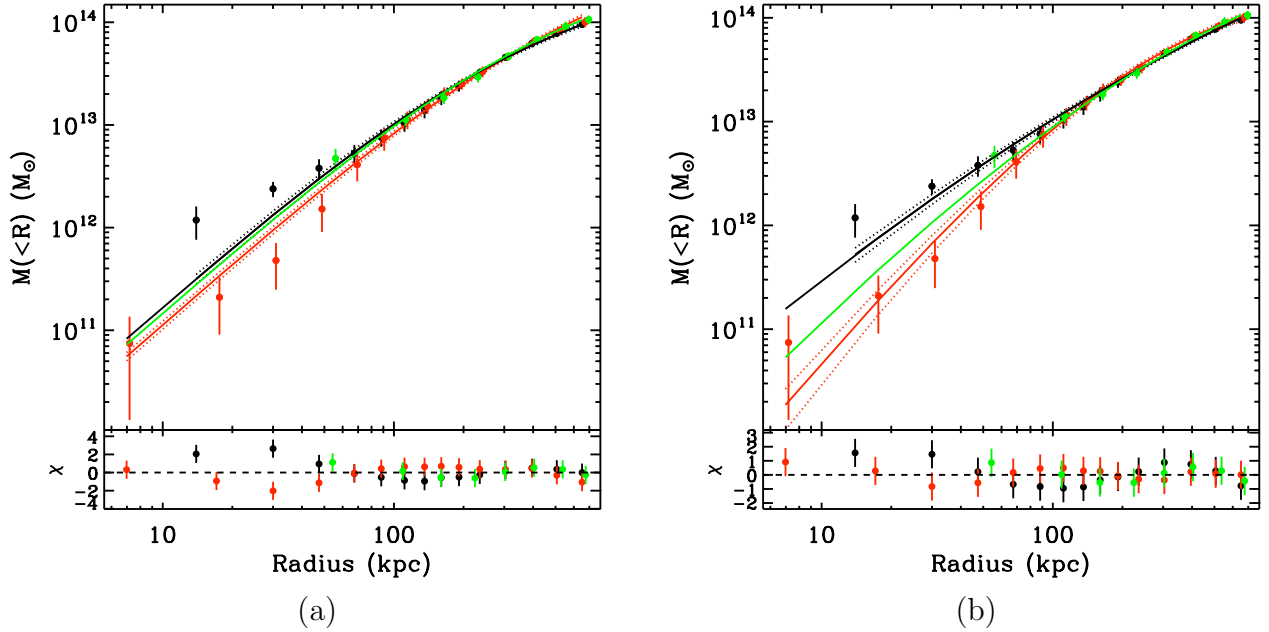


Fig. 5.20 : Ajustement du profil de masse de *RXCJ0216.7-4749* . A gauche ajustement avec un *NFW*, A droite ajustement avec un *N04*. Le code de couleurs le même que figure 5.19.

La température T_X est mesurée dans $[0.15, 1]R_{500}$ par itération sur le spectre et constitue donc une manière indépendante d'obtenir une mesure de R_{500} vérifiant la relation $M - Y_X$ de Arnaud et al 2007 [11]. On mesure $T_X = (1.69 \pm 0.03)$ keV pour le profil coupé et $T_X = (2.05 \pm 0.04)$ keV pour les autres. La masse déterminée avec Y_X est $M_{500}^{Y_x} = (6.21 \pm 0.13) \times 10^{13} M_\odot$ et $M_{500}^{Y_x} = (8.14 \pm 0.17) \times 10^{13} M_\odot$ respectivement ²¹.

En calculant le rapport masse obtenue en ajustant nos données sur la masse estimée par la relation d'échelle $M - Y_X$, on trouve $M_{500}/M_{500}^{Y_x} = 1.23 \pm 0.08, 1.87 \pm 0.20, 1.61 \pm 0.15$ respectivement pour le profil total, le profil coupé et le profil avec la modélisation de l'AGN ²². Notre masse estimée est donc systématiquement plus grande que celle déduite de la relation d'échelle $M - Y_X$ qui est un estimateur de masse robuste d'après les simulations hydrodynamiques (Nagai et al 2007 [63]).

²¹Lorsqu'on considère l'erreur sur l'ajustement de la relation $M - Y_X$ de Arnaud et al 2007, les erreurs deviennent $M_{500}^{Y_x} = (6.21 \pm 0.13 \pm 0.99) \times 10^{13} M_\odot$ et $M_{500}^{Y_x} = (8.14 \pm 0.17 \pm 1.29) \times 10^{13} M_\odot$ respectivement. Les erreurs sur la relation d'échelle domine donc sur les erreurs de mesures.

²²Lorsqu'on prend en compte la dispersion de l'ajustement de Arnaud et al 2007, l'erreur sur le rapport $M_{500}/M_{500}^{Y_x}$ devient respectivement pour le profil total, coupé et soustrait de la contribution de l'AGN $1.23 \pm 0.20, 1.87 \pm 0.37, 1.61 \pm 0.30$. La masse déduite donc est à $\approx +1\sigma$ pour le profil total et à $\approx +2\sigma$ pour le profil coupé et corrigé de l'AGN de la masse prévue par la relation $M - Y_X$.

5.8 Discussion du profil de masse de *RXCJ2315.7-0222*

RXCJ2315.7-0222 présente les mêmes caractéristiques que *RXCJ0216.7-4749* une fois corrigé de son AGN centrale *i.e.* profil de densité piquée au centre et un profil de température en forme de cloche présentant un maximum à $\sim 0.1R_{500}$. On calcule alors le profil de masse avec l'hypothèse hydrostatique. Néanmoins, l'ajustement avec un NFW donne un pauvre résultat dans la région intérieure avec un premier point $\sim 2.5\sigma$ au dessus de ce que prédit le NFW. L'ajustement avec le N04 permet une meilleure description des données. Néanmoins, comparant notre profil aux profils de masse obtenus pour l'analyse d'autres amas de $2\text{keV} \leq T_X \leq 9\text{keV}$ présentés dans Pointecouteau et al 2005 [73] (figure 5.16), on remarque qu'il semble plus piqué au centre.

On cherche à interpréter cette observation en évaluant deux scénarios pour chacun des profils NFW et N04 :

- une contribution de la masse stellaire de la galaxie centrale ;
- une modification du profil de matière noire due à l'accumulation de baryons dans le coeur avec la formation de la galaxie centrale.

Dans les deux cas, les profils paramétriques NFW et N04 ne décrivent pas le profil de masse totale mais uniquement celui de la matière noire.

Pour ce faire, on dispose de données optiques qui nous permettent de calculer un profil de masse pour la galaxie centrale. Le profil de masse stellaire est dérivé jusqu'à un rayon maximum $r_{max,stel}$ où le profil s'aplatit. On l'extrapole alors jusqu'au rayon maximal r_{max} du profil de température de manière à ce que

$$M_{stel}(\leq r_{max}) = M_{stel}(\leq r_{max,stel})$$

A partir des données X, on a pu reconstruire le profil de masse gravitationnelle totale M_{tot} et le profil de masse de gaz M_{gaz} . On est alors capable de dériver le profil de matière noire comme étant :

$$M_{DM}(< r) \equiv M_{tot}(< r) - M_{gaz}(< r) - M_{stel}(< r)$$

La décomposition du profil de masse totale en fonction des différents composants du groupe donne un indice sur l'impact des baryons sur le potentiel total. En effet, la figure 5.22 montre que le gaz suit la distribution de la matière noire et peut bien être décrit par un profil NFW ou N04. Par contre, le profil de masse stellaire domine au coeur du groupe et peut donc avoir un effet non négligeable sur le potentiel gravitationnel central. Ainsi, on distingue la composante baryonique formant la masse stellaire de la galaxie centrale de la composante baryonique restée sous forme gazeuse.

La normalisation du profil de masse stellaire dépend fortement du modèle utilisé pour reconstruire le profil de masse à partir du profil de luminosité optique. On choisit de considérer dans les paragraphes qui suivent l'ensemble $[M_{DM} + M_{stel}]$ soit juste le profil de masse totale soustrait de la masse de gaz.

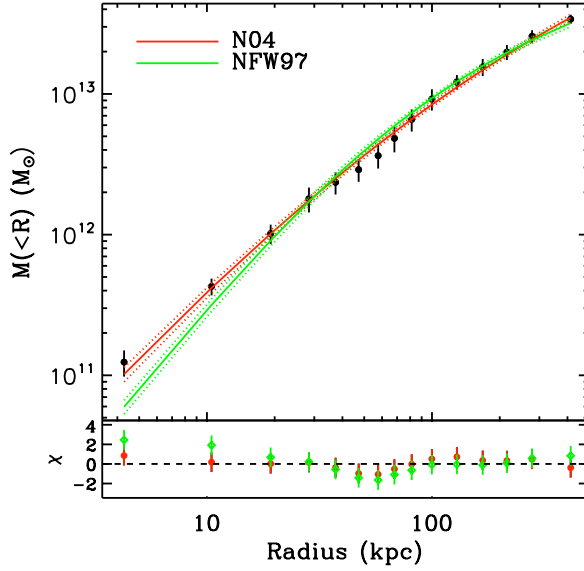


Fig. 5.21 : Profil de masse gravitationnelle intégrée de *RXCJ2315.7-0222* . En noir le profil calculé grâce à l’hypothèse d’équilibre hydrostatique. En vert le résultat du meilleur ajustement avec un NFW et en rouge celui avec un N04

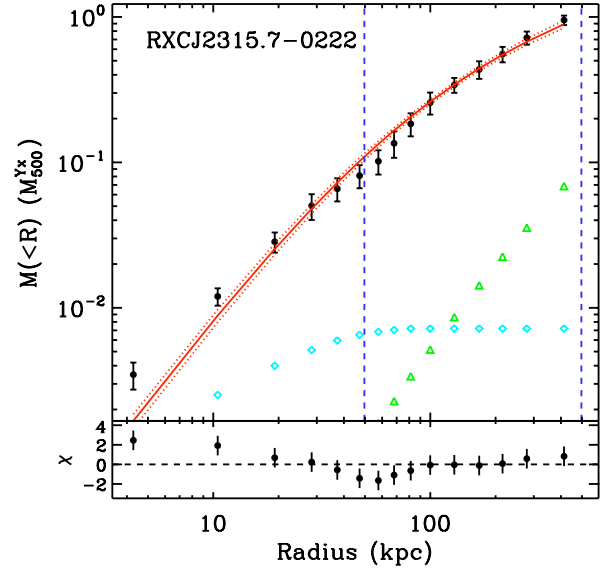


Fig. 5.22 : Profil de masse gravitationnelle intégrée de *RXCJ2315.7-0222* . Les points de données noirs représentent le profil de masse gravitationnelle totale déduit de l’analyse *X* avec hypothèse d’équilibre hydrostatique. En vert, est représenté le profil de masse du gaz déduit du profil de densité. En bleu, le profil de masse stellaire de la galaxie centrale déduit de l’analyse optique. (Démoclès et al 2010 [31]). Les lignes verticales montrent $0.15 \times R_{500}$ et R_{500} selon la relation $M - Y_X$ de Arnaud et al 2007.

5.8.1 Contribution de la galaxie centrale

Pour évaluer l’impact de la galaxie centrale sur le potentiel gravitationnel total, on analyse plusieurs cas :

1. NFW+star et N04+star : on ajuste le profil de masse gravitationnelle totale soustrait de la composante gazeuse avec les profils paramétrés NFW et N04 auxquels on ajoute la contribution du profil de masse stellaire.
2. NFW+*k* star et N04+*k* star : même procédure que dans le cas précédent, sauf qu’on autorise en plus la normalisation du profil de masse stellaire à varier.

Les paramètres sont alors ceux des modèles NFW ou N04 plus la normalisation du profil de masse stellaire. En particulier, le paramètre de concentration c_{500} ainsi que la masse M_{500} directement dérivés de l’ajustement sur nos données ne correspondent pas à ceux de la masse gravitationnelle totale (puisqu’on retire la contribution du gaz). On les calcule par itération à posteriori en rajoutant la contribution du profil de masse du gaz.

Les résultats sont présentés en lignes tirets (rouge) sur les figures 5.23 où on fixe la normalisation à celle observée (NFW+star et N04+star) et 5.24 où on la laisse libre (NFW+k star et N04+k star).

On améliore alors sensiblement le résultat de l’ajustement NFW seul avec un χ_{red}^2 passant de 17.9/13 à 7.9/13 puis 2.8/12 respectivement pour le cas NFW seul, NFW+star et NFW+k star . De même, on passe d’un χ_{red}^2 de 4.63/12 à 3.78/12 et 2.36/11 pour le cas avec N04.

Les χ_{red}^2 obtenus sont tous inférieurs à 1 (excepté pour NFW seul), signe que nos ajustements ne sont pas suffisamment contraints! On utilise alors un autre critère pour évaluer la qualité de l’ajustement : la déviation maximale calculée selon $dvi_{max} = \max\{(data - fit)/fit\}$ (Jing 2000). Elle permet de mesurer l’écart maximal entre nos données (*data*) et le meilleur ajustement (*fit*). Ainsi, elle se réduit respectivement pour NFW et N04 de 1.08 à 0.72 et 0.14 et de 0.22 à 0.15 et 0.14.

Sur les figures 5.24, on montre aussi le profil de masse stellaire correspondant. Le rapport masse-luminosité est calculé à partir des observations optiques selon la méthode de reconstruction présentée dans Zibetti et al 2009 [110] utilisant l’IMF (pour *Initial Mass Function*) de Chabrier (2003). On trouve $M_{\star}/L = 1.84 (M_{\odot}/L_{\odot})$. Or, lorsqu’on autorise la normalisation à varier, on mesure $M_{\star}/L = 4.40 \pm 1.08$ pour celui basé sur le NFW et $M_{\star}/L = 4.50 \pm 2.34$ avec le N04.

Dans les deux cas, pour améliorer l’ajustement, on a besoin d’un surplus de masse stellaire. Néanmoins cela reste acceptable dans la mesure où le calcul du profil de masse stellaire à partir de la luminosité est modèle dépendant : utilisant une autre IMF, on s’attend à calculer une masse stellaire deux fois plus importante pour la même luminosité (Longhetti et Saracco 2009 [55]). L’effet général est que dans chacun des cas présentés, on mesure une masse à R_{500} plus haute et un paramètre de concentration c_{500} qui diminue lorsqu’on ajoute la composante stellaire.

Ces résultats sont en accord avec les résultats de Mamon & Lokas 2005 [56]. En effet, s’intéressant à l’échelle des galaxies elliptiques, ils trouvent que le profil NFW peut ajuster les profils de masse si on autorise des paramètres de concentration plus importants que ceux déduits des simulations N-corps et au prix de rapports M_{\star}/L trop faibles. Leur résultat principal montre qu’à cette échelle de masse ($10^{12} - 10^{13} M_{\odot}$) et à l’intérieur d’un rayon typique de l’ordre de $\sim 20 - 30$ kpc, la masse stellaire doit jouer un rôle important dans le profil de masse totale. Par conséquent, le NFW n’ajuste pas les profils de masse totale mais il faut prendre en compte la masse stellaire. Ainsi, négliger ce paramètre conduirait à biaiser les mesures de concentration et de masse comme on le voit dans notre étude : dans chaque cas, la prise en compte de la masse stellaire conduit à une mesure de M_{500} plus en accord avec celle mesurée avec la relation $M - Y_X$ de Arnaud et al 2007. Néanmoins, le fait de mesurer le profil jusqu’à un rayon $\gtrsim R_{500}$ permet de limiter ce biais²³. D’autres études à l’échelle des groupes (*e.g.* Gastaldello et al 2007 [36]) trouvent aussi un meilleur ajustement de leur profils de masse en prenant en compte une composante stellaire. Ce résultat dépend fortement de la qualité des données surtout pour reconstruire le coeur du profil de masse.

²³On a davantage de dynamique pour déterminer la pente de manière fiable.

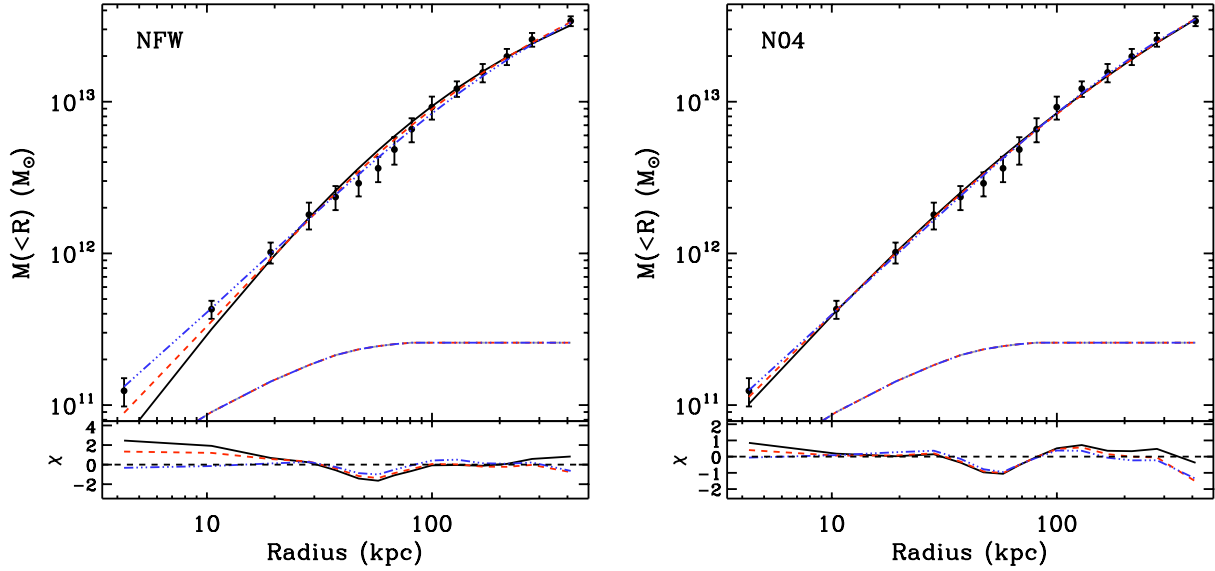


Fig. 5.23 : Ajustement du profil de masse total soustrait de la masse de gaz de *RXCJ2315.7-0222* . Les points de données correspondent à $M_{grav}(< R) - M_{gaz}(< R)$. A gauche (resp. à droite) : en noir ajustement avec NFW (resp. $N04$), en rouge avec NFW+star (resp. $N04+star$) et en bleu NFW*AC+star (resp. $N04*AC+star$). En tirets est tracé le profil de masse stellaire selon le même code de couleur.

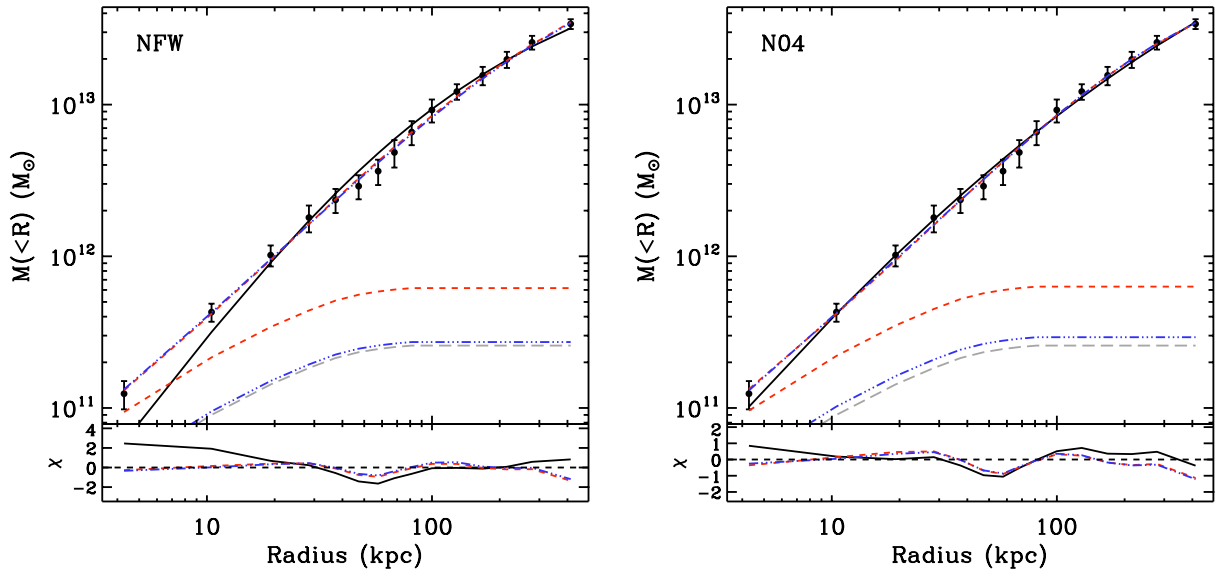


Fig. 5.24 : Même figure que 5.23 sauf avec la normalisation du profil de masse stellaire laissée libre.

Tab. 5.4 : Résultats des ajustements du profil de masse de RXCJ2315.7-0222

Model	C_{500}	α	M_{500} ($10^{13} M_{\odot}$)	R_{500} (kpc)	$f_{gas,500}$	M_{*}/L_r	$M_{500}/M_{500}^Y_x$	χ^2/dof	d_{vir}^{max}
NFW	8.01 ± 0.82	...	3.58 ± 0.29	497 ± 14	0.093 ± 0.013	...	0.67 ± 0.07	17.9/13	1.08
NFW+star	7.33 ± 0.82	...	3.99 ± 0.33	515 ± 14	0.089 ± 0.013	1.84	0.74 ± 0.08	7.9/13	0.72
NFW+ k star	5.68 ± 0.93	...	4.33 ± 0.37	530 ± 15	0.086 ± 0.013	4.40 ± 1.08	0.81 ± 0.09	2.8/12	0.14
NFW*AC+star	6.01 ± 0.59	...	3.99 ± 0.27	515 ± 12	0.089 ± 0.012	1.84	0.74 ± 0.07	3.65/13	0.15
NFW*AC+ k star	5.61 ± 0.12	...	4.17 ± 0.27	523 ± 11	0.087 ± 0.011	1.81 ± 0.33	0.78 ± 0.07	2.67/12	0.14
α free									
N04	5.87 ± 0.97	0.108 ± 0.016	4.30 ± 0.35	528 ± 14	0.085 ± 0.012	...	0.80 ± 0.09	4.63/12	0.22
N04+star	5.53 ± 1.37	0.138 ± 0.042	4.42 ± 0.31	533 ± 13	0.085 ± 0.011	1.84	0.82 ± 0.08	3.78/12	0.15
N04+ k star	5.30 ± 1.04	0.299 ± 0.153	4.03 ± 0.31	517 ± 14	0.088 ± 0.012	4.50 ± 2.34	0.75 ± 0.08	2.36/11	0.14
N04*AC+star	5.07 ± 0.95	0.241 ± 0.074	4.20 ± 0.30	524 ± 13	0.086 ± 0.012	1.84	0.78 ± 0.08	2.53/12	0.14
N04*AC+ k star	5.12 ± 1.14	0.326 ± 0.182	4.05 ± 0.30	518 ± 13	0.088 ± 0.012	2.09 ± 1.18	0.76 ± 0.08	2.09/11	0.13
$0.14 \leq \alpha \leq 0.20$ limited									
N04	6.81 ± 0.82	0.142 ± 0.005	4.01 ± 0.31	516 ± 13	0.088 ± 0.012	...	0.75 ± 0.08	6.78/12	0.43
N04+star	6.12 ± 0.85	0.154 ± 0.021	4.28 ± 0.26	527 ± 11	0.086 ± 0.011	1.84	0.80 ± 0.08	4.02/12	0.16
N04+ k star	5.39 ± 1.05	0.189 ± 0.025	4.30 ± 0.28	528 ± 12	0.086 ± 0.011	3.64 ± 1.39	0.80 ± 0.08	3.05/11	0.14
N04*AC+star	4.83 ± 0.65	0.193 ± 0.021	4.43 ± 0.25	533 ± 10	0.084 ± 0.010	1.84	0.83 ± 0.08	3.29/12	0.13
N04*AC+ k star	5.32 ± 1.19	0.191 ± 0.024	4.35 ± 0.26	530 ± 11	0.085 ± 0.011	1.51 ± 0.71	0.81 ± 0.08	3.01/11	0.14

Le détail des résultats est donné dans le tableau 5.4.

5.8.2 Déformation du profil de matière sous l'effet du potentiel gravitationnel des baryons

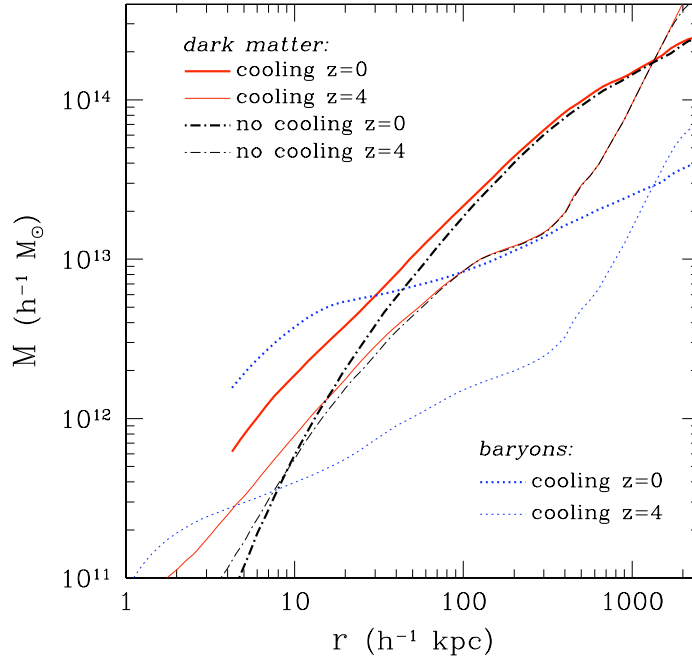


Fig. 5.25 : Effet de la formation stellaire par les baryons sur la distribution de la masse de la matière noire pour un amas de masse virielle comprise dans $[10^{13}, 2 \cdot 10^{14}] M_{\odot}$. La figure représente les profils de masse de la matière noire et des baryons à deux redshift différents $z = 4$ et $z = 0.18$ en supposant que la formation stellaire s'est poursuivie jusque là. Figure extraite de Gnedin et al 2004 [37].

La contraction adiabatique du profil de masse de la matière noire : Dans le scénario du modèle auto-similaire purement gravitationnel, les baryons suivent la distribution de la matière noire. Cependant, les baryons, chauffés par le potentiel gravitationnel de l'amas essentiellement dû à la matière noire, dissipent de l'énergie. On peut calculer le temps de refroidissement des baryons comme le temps caractéristique pour qu'ils perdent l'équivalent de leur énergie thermique sous forme de rayonnement (Sarazin 1988 [87]) :

$$t_{cool} \equiv \left(\frac{d \ln T}{dt} \right)^{-1} = 2.9 \times 10^{10} \text{ yrs} \times \sqrt{\frac{kT_X}{1 \text{ keV}}} \left(\frac{n_H}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1}$$

Ceci conduit à la condensation des baryons et à la formation des étoiles. Ce refroidissement des baryons entraîne une redistribution de ceux-ci surtout au coeur et donc une modification du

potentiel gravitationnel total. On s'attend à un effet d'autant plus significatif qu'on s'intéresse à des systèmes de faible masse pour lesquels ce refroidissement est plus efficace.

La réponse de la matière noire à la condensation des baryons est souvent référée sous le phénomène de contraction adiabatique : la matière noire entraînée par le poids des baryons va se compresser à son tour pour donner lieu à une distribution plus piquée au centre (Blumenthal et al 1986 [14], Gnedin et al 2004 [37]). La figure 5.25 tirée de Gnedin et al 2004 montre l'effet du refroidissement des baryons sur le profil de masse de la matière noire à deux redshifts différents. La formation d'étoiles modifie la distribution de matière noire au coeur du système. Cet effet se trouve amplifié lorsqu'on suppose que la formation d'étoile se poursuit à bas redshift.

Le calcul de la contraction adiabatique des particules de matière noire repose sur le calcul de quantités conservées durant la redistribution des particules de matière noire par la condensation des baryons. Les invariants sont le moment angulaire J et l'action radiale $I_r \propto \int_{r_p}^{r_a} v_r dr$ avec v_r la vitesse radiale des particules et r_a et r_p respectivement l'apocentre et le péricentre. Dans le cas où on suppose la symétrie sphérique pour les orbites de particules ainsi que des orbites ne se croisant pas, la quantité conservée se réduit au produit de la masse intégrée dans le rayon r par le rayon. On peut alors calculer le profil final de matière noire utilisant l'équation suivante [14] :

$$(M_{DM}(r) + M_{stel}(r)) \times r = (M_{DM}(r_f) + M_{stel}(r_f)) \times r_f \quad (5.17)$$

où $M_{DM}(r)$ (resp. $M_{DM}(r_f)$) est la distribution de la masse des particules de matière noire en fonction du rayon initial (avant condensation des baryons) (resp. final). $M_{stel}(r)$ (resp. $M_{stel}(r_f)$) est la distribution de la masse des baryons subissant le refroidissement et conduisant à la formation stellaire en fonction du rayon initial (resp. final).

Il s'agit d'un cas idéal. En effet, les simulations montrent que les orbites des particules sont très excentriques ! On utilise donc des simulations numériques pour le calculer plus exactement. Gnedin et al 2004 [37] propose un code disponible sur [http : //www.astro.lsa.umich.edu/ ognedin/contra/](http://www.astro.lsa.umich.edu/~ognedin/contra/). Il calcule le profil final de matière tel que l'estimateur de l'invariant adiabatique est donné par :

$$M(\bar{r}) \times r = cst$$

pour lequel $\bar{r} = \frac{2}{T} \int_{r_p}^{r_a} r \frac{dr}{v_r}$ le rayon moyenné sur l'orbite en regardant l'évolution du rapport $M(\bar{r}) \times r / I_r^2$ pour un ensemble de particules lors de simulations hydrodynamiques avec formation d'étoiles, rétro-action des supernovae, enrichissement de la métallicité du milieu et réchauffement dû au rayonnement du fond UV.

Prise en compte pour l'ajustement du profil de masse de *RXCJ2315.7-0222* :
 Pour prendre en compte les effets dus à la contraction adiabatique du profil de matière noire sous l'effet de refroidissement et de condensation des baryons formant la masse stellaire, on utilise le code de Gnedin [37].

Comme dans le cas précédent, on considère le profil de masse totale soustrait de la masse du gaz. En effet, les baryons restant sous forme de gaz ne contribuent pas à la modification du potentiel gravitationnel.

Le code de Gnedin prend en entrée un profil de matière noire initial, un profil de baryons initial et final et fournit en sortie un profil de matière noire final. Avec nos données, on dispose seulement des quantités finales. On suppose alors que le profil initial de matière noire est donné respectivement par un profil NFW ou N04. Celui-ci va ensuite être modifié par la condensation des baryons de manière à augmenter la concentration de matière noire dans le coeur. Le profil initial de baryon suit celui de matière noire (comme le gaz) tel que :

$$M_{stel,init}(\leq r) = f_{stel} \times M_{DM,init}(\leq r)$$

où f_{stel} est la fraction de masse stellaire par rapport à la masse de matière noire au rayon maximum. Le profil final de masse stellaire est celui des données optiques avec un paramètre de normalisation du profil. On appelle alors le code de Gnedin, en lui passant comme argument le profil « *initial* » de matière noire obtenu par un ajustement du profil masse totale soustrait de la contribution gazeuse avec un modèle NFW+star (ou NFW+k star lorsqu'on relâche la contrainte sur la normalisation du profil de masse stellaire) ou N04+star (resp. N04+k star), et le profil de baryon initial et final.

Ainsi, on ajuste nos données $M_{grav} - M_{gaz}$ avec les modèles suivant :

1. NFW*AC+star et N04*AC+star : le profil de masse est la somme du profil de masse stellaire dont on fixe la normalisation à celle déduite de l'IMF Chabrier et du profil de masse de la matière noire (NFW ou N04) modifié par contraction adiabatique.
2. NFW*AC+k star et N04*AC+k star : idem que NFW*AC+star et N04*AC+star sauf qu'on autorise la normalisation du profil de masse stellaire à varier

Comme dans le cas précédent sans contraction adiabatique (paragraphe 5.8.1) les paramètres déduits de l'ajustement du profil de masse de la matière noire et de la masse stellaire ne correspondent pas à la masse gravitationnelle totale. On calcule alors la masse M_{500} et le paramètre de concentration par itération en ajoutant le profil de masse du gaz. Le détail des résultats est donné dans le tableau 5.4.

Résultats : Les résultats sont montrés figures 5.23 où la normalisation du profil de masse stellaire est fixée à celle observée et 5.24 où elle est laissée libre. L'ajout de la contraction adiabatique apporte une nette amélioration par rapport à l'ajustement NFW ou N04 seul et donne un χ^2 par degrés de liberté ainsi qu'une déviation maximale légèrement plus faibles que dans le cas où on prend en compte le profil de masse stellaire (avec ou sans la normalisation libre). Le meilleur ajustement est ainsi obtenu dans le cas NFW*AC+k star où le profil de la matière noire suit un profil initial NFW qui se trouve modifié par la formation stellaire de la galaxie centrale. On note une augmentation de M_{500} plus en accord avec la relation $M - Y_X$ de Arnaud et al 2007 et une diminution de c_{500} . Pareil que dans le cas avec la seule contribution de la masse stellaire (NFW+k star et N04+k star), on a besoin d'un surplus de masse stellaire. Néanmoins, on obtient un rapport masse-luminosité inférieur avec pour le meilleur ajustement $M_*/L_R = 1.81 \pm 0.33$.

5.8.3 Eventuelle contribution d'un AGN central

On étudie un effet systématique qui pourrait biaiser nos résultats. D'après le cas de *RXCJ0216.7-4749*, on voit que négliger la prise en compte d'un AGN central a pour effet de biaiser la reconstruction des profils 3D en réhaussant la température centrale et augmentant artificiellement la densité centrale électronique. Ceci conduit à une surestimation de la masse intégrée dans le coeur (figure 5.20). *RXCJ2315.7-0222* présente une émission radio à 1.4GHz. On décide d'appliquer la méthode développée sur *RXCJ0216.7-4749* pour quantifier l'effet d'une source ponctuelle dans *RXCJ2315.7-0222*.

Le spectre Au niveau du spectre du premier anneau, on passe d'un modèle thermique avec un $\chi^2/\text{dof} = 127.12/82$ à $\chi^2/\text{dof} = 111.38/81$ pour le modèle thermique plus AGN en laissant libre la température, l'abondance, les normalisations du modèle thermique pour chaque instrument ainsi que la normalisation globale de la loi de puissance de l'AGN. On fixe en effet, comme dans le cas de *RXCJ0216.7-4749*, l'indice spectral à $\Gamma = 1.4$. En procédant comme précédemment pour le calcul d'erreur, on obtient une contribution dans $r \leq 13''$ de $CR_{AGN} = (9.7 \pm 1.6)\%$. La mesure de la température donne $T_X = (1.13 \pm 0.027)$ keV au lieu de $T_X = (1.25 \pm 0.027)$ keV. Quoique l'effet soit moins spectaculaire que dans le cas de *RXCJ0216.7-4749*, la température centrale baisse de près de 3σ (figure 5.26).

Le profil de brillance de surface : Au niveau du profil de brillance de surface, l'effet est aussi très subtil et ne se répercute quasiment pas sur le calcul de la dérivée du profil de densité (figure 5.27).

Profil de masse Le premier point de donnée baisse de 1σ même si les deux profils restent compatibles dans les barres d'erreurs (figure 5.28).

Résultats : Le détail des résultats est donné dans le tableau 5.5.

Les figures 5.29 et 5.30 montrent le résultat de l'ajustement du profil de masse avec les modèles discutés précédemment avec contribution de la masse stellaire et contraction adiabatique. Nos données restent compatibles avec les conclusions tirées dans le paragraphe précédant. Le profil de masse est mieux ajusté lorsqu'on prend en compte la contribution de la masse stellaire et la prise en compte de la contraction adiabatique améliore légèrement l'ajustement. Néanmoins, on obtient une normalisation du profil de masse stellaire plus basse avec la prise en compte de la contraction adiabatique diminuant davantage cette normalisation. On passe d'un rapport $M_*/L_R = 4.40 \pm 1.08$ à 3.34 ± 1.04 pour NFW+k star et de $M_*/L_R = 1.81 \pm 0.33$ à 1.38 ± 0.31 pour NFW*AC+k star.

Les modèles basés sur le profil N04 pour décrire la matière noire vont dans le même sens à l'exception qu'on remarque que les paramètres sont largement non contraints. On passe d'un rapport $M_*/L_R = 4.50 \pm 2.34$ à 1.58 ± 1.97 pour N04+k star et de $M_*/L_R = 2.09 \pm 1.18$ à 0.80 ± 0.94 pour N04*AC+k star.

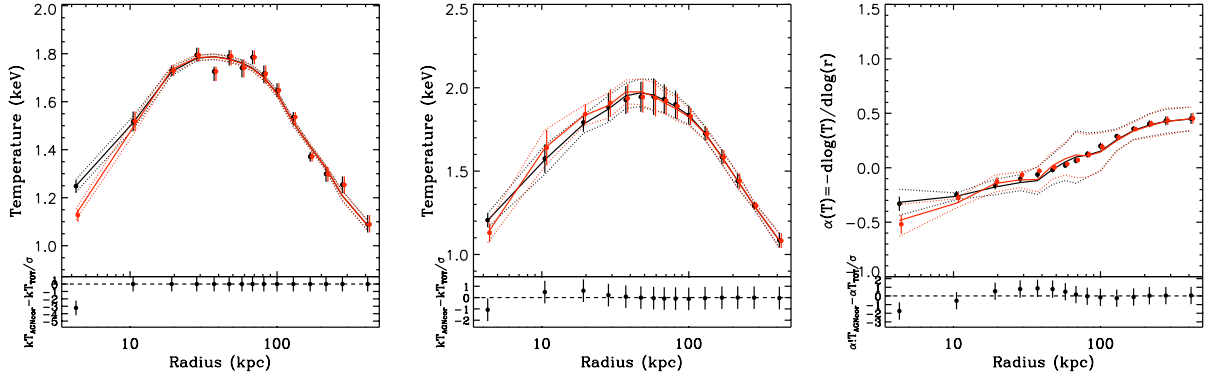


Fig. 5.26 : En rouge est représenté le résultat du traitement pour enlever la contribution de l'AGN et en noir le traitement en négligeant cette composante. De gauche à droite : profil de température projeté, profil de température 3D et sa dérivée logarithmique.

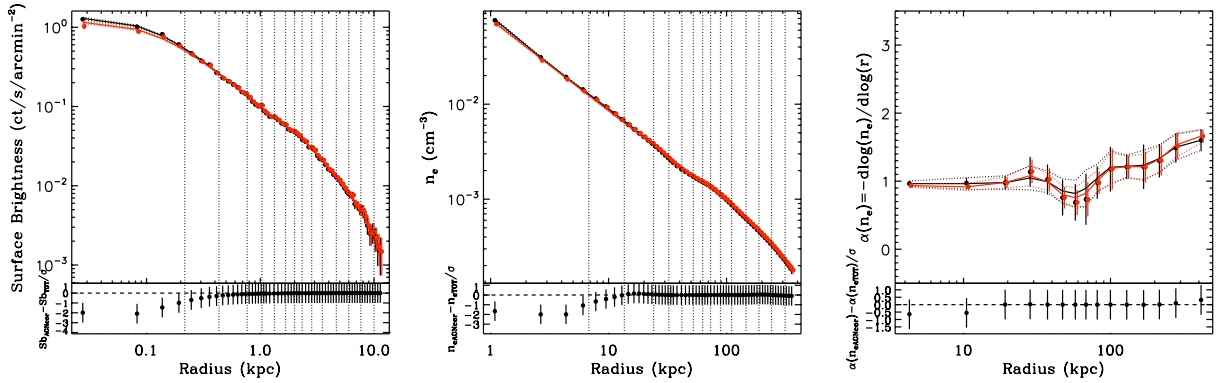


Fig. 5.27 : De gauche à droite : profil de brillance de surface, profil de densité provenant de la déconvolution et sa dérivée logarithmique. Même code de couleur de 5.26

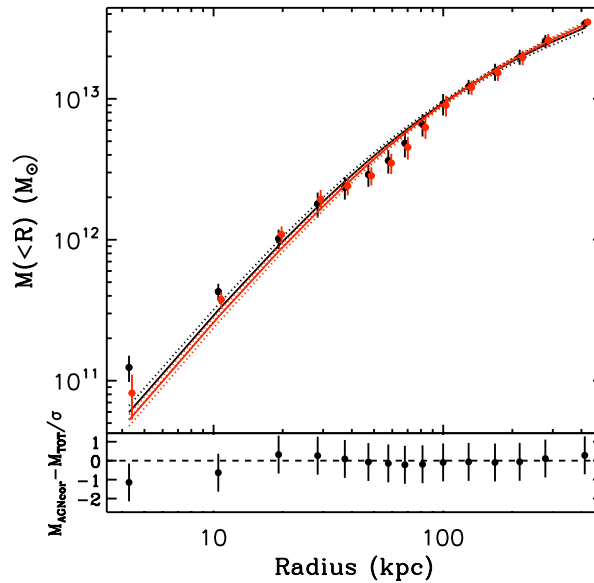


Fig. 5.28 : Profil de masse

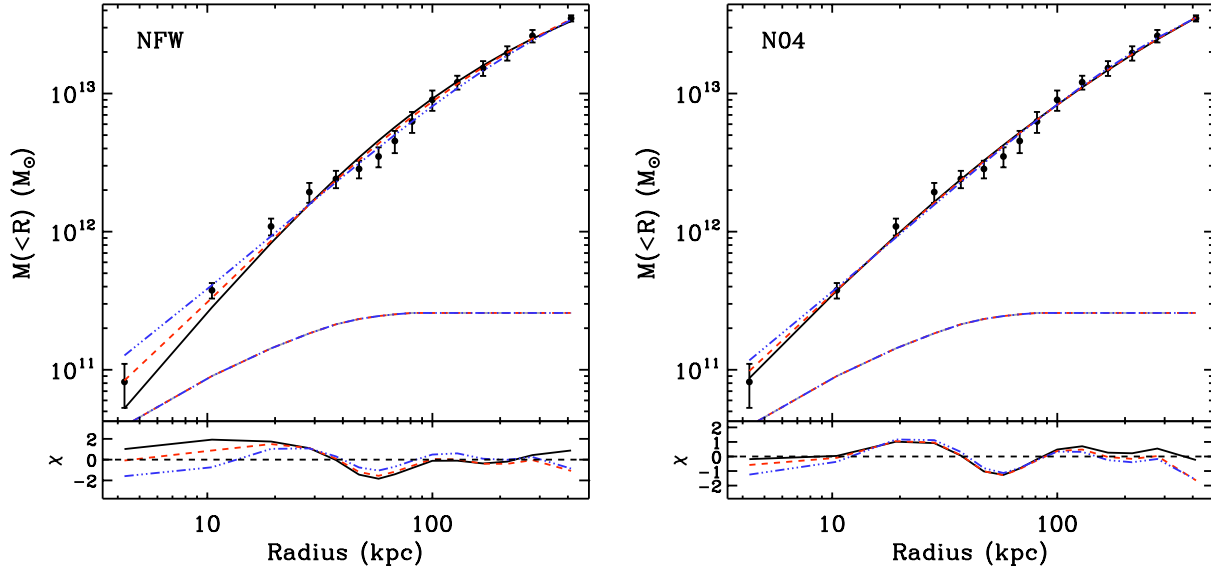


Fig. 5.29 : Même figure que 5.23 sauf avec la correction d'un éventuel AGN central.

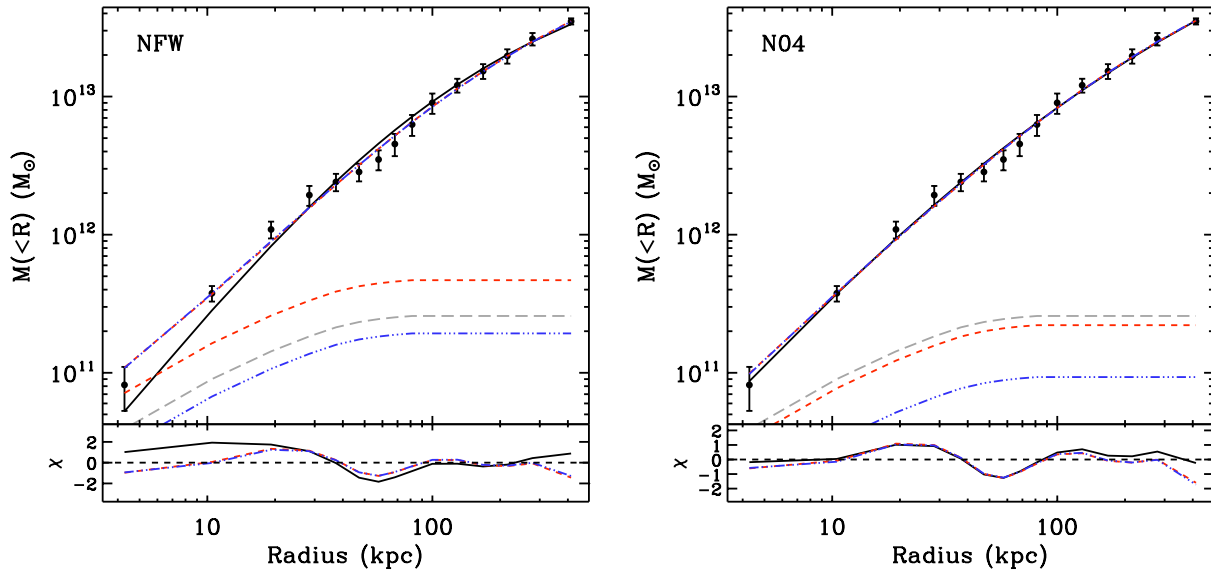


Fig. 5.30 : Même figure que 5.24 sauf avec la correction d'un éventuel AGN central.

Tab. 5.5 : *Résultat des ajustements de RXCJ2315.7-0222 avec correction d'une source ponctuelle au centre.*

Model	c_{500}	α	M_{500} ($10^{13} M_{\odot}$)	R_{500} (kpc)	$f_{gas,500}$	M_{\star}/L_R	$M_{500}/M_{500}^{Y_x}$	χ^2/dof	dv_{max}
NFW	7.14 ± 0.60	...	3.80 ± 0.25	509 ± 10	0.089 ± 0.011	...	0.72 ± 0.07	18.3/13	0.55
NFW+star	6.63 ± 0.61	...	4.18 ± 0.13	523 ± 5	0.086 ± 0.008	1.84	0.78 ± 0.06	9.7/13	0.28
NFW+k star	5.71 ± 0.81	...	4.18 ± 0.13	524 ± 5	0.086 ± 0.008	3.34 ± 1.04	0.78 ± 0.06	7.7/12	0.25
NFW*AC+star	5.31 ± 0.29	...	4.18 ± 0.13	523 ± 5	0.086 ± 0.008	1.84	0.78 ± 0.06	9.29/13	0.36
NFW*AC+k star	5.70 ± 0.14	...	4.18 ± 0.12	524 ± 5	0.086 ± 0.008	1.38 ± 0.31	0.78 ± 0.06	7.34/12	0.25
N04	5.27 ± 0.84	0.118 ± 0.021	4.40 ± 0.31	532 ± 13	0.084 ± 0.011	...	0.82 ± 0.08	6.48/12	0.18
N04+star	5.43 ± 0.92	0.161 ± 0.037	4.39 ± 0.23	532 ± 10	0.084 ± 0.010	1.84	0.82 ± 0.07	6.57/12	0.20
N04+k star	5.60 ± 1.07	0.177 ± 0.092	4.35 ± 0.22	530 ± 9	0.084 ± 0.009	1.58 ± 1.97	0.81 ± 0.07	6.51/11	0.21
N04*AC+star	4.88 ± 0.66	0.262 ± 0.063	4.25 ± 0.21	526 ± 9	0.085 ± 0.009	1.84	0.79 ± 0.07	7.31/12	0.30
N04*AC+k star	5.42 ± 1.14	0.188 ± 0.104	4.38 ± 0.19	532 ± 8	0.084 ± 0.009	0.80 ± 0.94	0.82 ± 0.07	6.36/11	0.21

Ainsi, nos résultats sont robustes à la présence d'une source ponctuelle au centre du groupe.

5.8.4 Discussion

Nos données montrent qu'à l'échelle des groupes fossiles le profil NFW (resp. N04) n'ajuste pas la distribution de la masse gravitationnelle totale mais il faut prendre en compte la contribution de la masse stellaire de la galaxie centrale. Cependant, la conclusion est moins claire quant à l'amplitude de la contraction adiabatique. Les contraintes sur la contraction adiabatique reposent essentiellement sur les points de données à l'intérieur de 30kpc et sont fortement dégénérées avec la normalisation du profil de masse stellaire. Néanmoins, la grande dynamique de distance ($r \in [0.07, 0.75]R_{500}$) sur laquelle on reconstruit le profil de masse, nous permet de ne pas être biaisé mais d'avoir une mesure robuste du paramètre de concentration qui comme on le verra dans le paragraphe suivant est en accord avec les prédictions du modèle Λ CDM .

Des analyses précédentes se sont intéressées à ces questions en étudiant des systèmes de galaxies à différentes échelles :

- à l'échelle des amas de galaxies, Zappacosta et al 2006 [109] ont montré que le profil NFW seul suffisait à donner un bon ajustement du profil de masse.
- à l'échelle des groupes, Gastaldello et al 2007 [36] ont montré que dépendant de la qualité de leurs données (*i.e.* typiquement leur résolution et l'état dynamique du système), l'ajout de la contribution du profil de masse de la galaxie centrale améliorerait sensiblement l'ajustement des profils de masse. Néanmoins, l'addition de la contraction adiabatique conduisait à des profils de matière noire trop piqués et des rapports masse sur luminosité (*i.e.* normalisation du profil de masse stellaire) trop bas.
- enfin, à l'échelle des galaxies elliptiques, Humphrey et al 2006 [41] obtiennent un résultat similaire avec un meilleur ajustement donné par le modèle NFW plus contribution de la masse stellaire

Ainsi, la mise en évidence de la contraction adiabatique est un procédé délicat. Les simulations hydrodynamiques à l'échelle des groupes de galaxies et des galaxies elliptiques ($M_{500} \approx 10^{12} - 10^{13}M_{\odot}$) montrent une augmentation de la masse intégrée de la matière noire dans le coeur suite à la condensation des baryons. Néanmoins, l'amplitude de cette augmentation dépend fortement de la quantité de baryons subissant le refroidissement pour conduire à la formation d'étoile²⁴, la durée de ce processus, et l'impact des supernovae, du réchauffement dû aux AGN ou encore de l'augmentation de la métallicité du gaz. Ainsi, l'importance de la contraction adiabatique peut varier de halos à halos (Duffy et al 2010 [33], Tissera et al 2010 [96]).

Dans notre étude, on trouve que la prise en compte de la contraction adiabatique telle que calculée par le code de Gnedin et al 2004 donne une normalisation du profil de masse stellaire davantage en accord avec celle calculée utilisant l'IMF de Chabrier 2003. Cependant, utilisant une IMF type celle de Salpeter 1955, on s'attend à un rapport $1.3 \lesssim M_{\star}/L_R \lesssim 4$. à 3σ ce qui est plus en accord avec les ajustements sans contraction adiabatique. La plus

²⁴Surtout que les simulations hydrodynamiques souffrent d'un surplus de formation stellaire ce qui accroît la contraction du profil de matière noire. Ainsi, les prescriptions de contraction adiabatique ont tendance à surestimer la masse de matière noire dans le coeur.

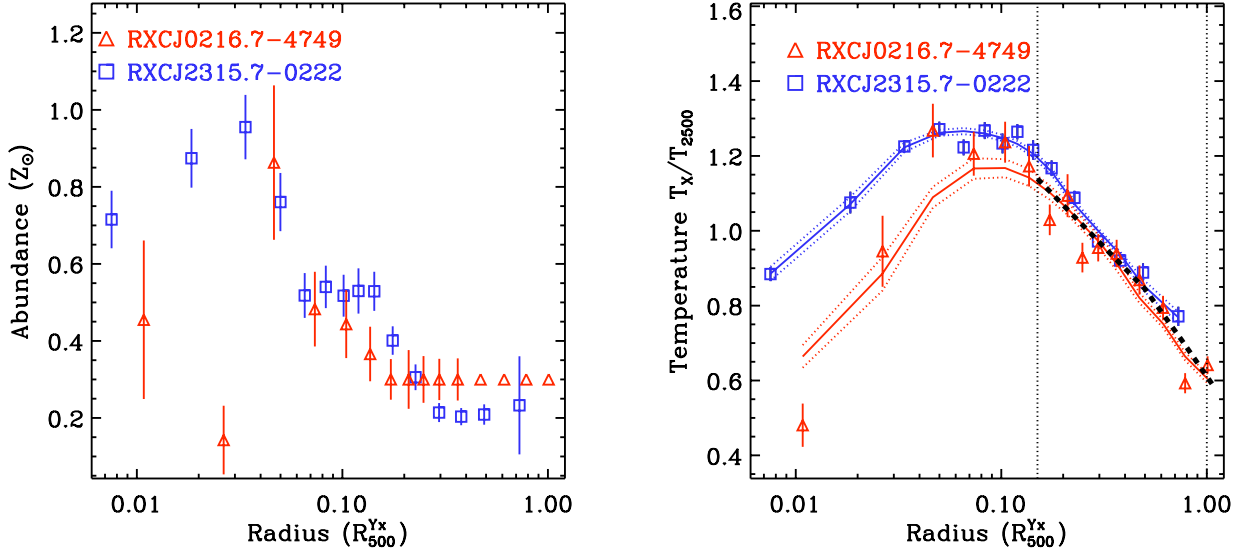


Fig. 5.31 : *A gauche* : profil d'abondance renormalisé par rapport à R_{500} . *A droite* : profil de température spectrale renormalisé avec $T_{X,2500}$ et R_{500} . RXCJ2315.7-0222 : $T_{2500} = 1.41 \pm 0.01$ keV. RXCJ0216.7-4749 : $T_{2500} = 2.25 \pm 0.04$ keV. Les carrés bleus sont les points de données de RXCJ2315.7-0222 et les losanges rouges ceux de RXCJ0216.7-4749 .

grande incertitude quant à la conclusion de notre étude est de trancher quant à la valeur de la normalisation du profil de masse stellaire. Schulz et al 2010 [88] étudiant la contraction adiabatique à l'échelle des galaxies tirent les mêmes conclusions concernant l'impact de l'incertitude sur l'IMF. Ils utilisent une IMF du même type que l'IMF Chabrier (Kroupa 2001) et concluent que, sans contraction adiabatique, ils auraient besoin d'une normalisation du profil de masse stellaire deux fois plus importante ce qui est en désaccord avec une autre étude SAURON (Cappellari et al 2006).

Si on privilégie une normalisation plus proche de celle calculée en utilisant l'IMF de Chabrier 2003, nos résultats sont en faveur de l'intervention de la contraction adiabatique.

5.9 Discussion sur l'ensemble des deux fossiles

On discute des propriétés générales des groupes fossiles dérivées de cette analyse et on les compare avec ceux d'échantillons plus importants de groupes et d'amas.

Profils de température et d'abondance Renormalisés en fonction de R_{500} , les deux groupes ont les mêmes profils de température (T_X/T_{2500}) et d'abondance avec une forme en cloche et un maximum autour de $0.1 \times R_{500}$ (figure 5.9). De plus, en ajustant la pente du profil de température renormalisé avec une loi de puissance $T/T_{2500} = N \times (1 + r/R_{500})^\alpha$, on trouve $N = 1.33 \pm 0.03$ et $\alpha = -1.13 \pm 0.05$, ce qui est compatible avec les résultats

trouvés par Sun et al 2009 [93] pour l'étude d'un échantillon de 43 groupes de galaxies ($kT_{500} = 0.7 - 2.7\text{keV}$).

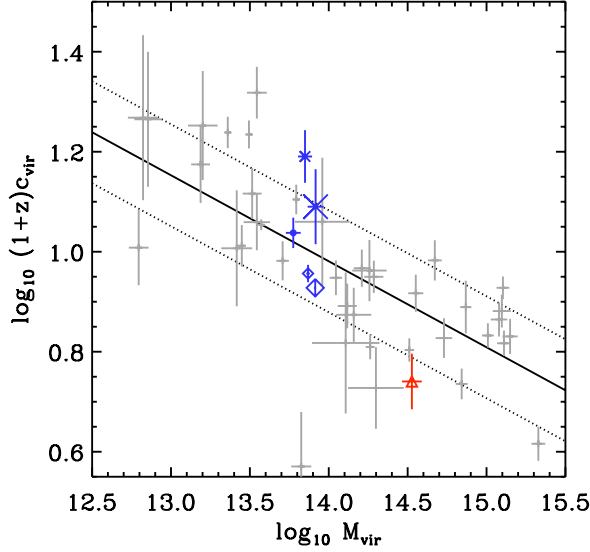


Fig. 5.32 : Relation Masse-concentration. Les points de données en gris sont les amas analysés dans Buote et 2007 [20] et la droite est le résultat de leur meilleur ajustement avec la dispersion à 1σ en pointillés. En bleu sont les points de données pour les différentes analyses de RXCJ2315.7-0222 : le rond pour le NFW, les petite et grande croix resp. pour NFW+star et NFW+kstar et les petit et grand losanges resp. pour NFW*AC+star et NFW*AC+kstar. En rouge l'analyse NFW sur RXCJ0216.7-4749 .

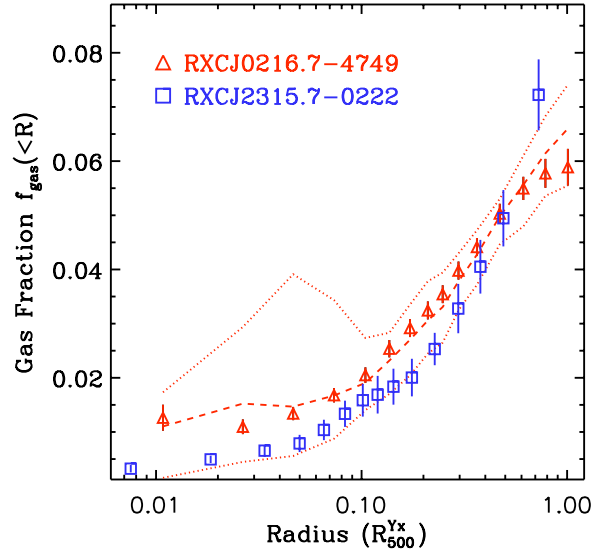


Fig. 5.33 : Fraction de gaz : $f_{\text{gaz}} \equiv M_{\text{gaz}}(<r)/M_{\text{grav}}(<r)$. Même légende que précédemment. Les points de données de RXCJ0216.7-4749 sont calculés à partir du profil de masse corrigé de l'AGN. Les tirets correspondent à la moyenne profil corrigé de l'AGN et profil non corrigé, les pointillés représente la dispersion autour des trois traitements du centre de RXCJ0216.7-4749 .

Propriétés des profils de masse : relation M - c_{vir} Les profils de masse des amas sont essentiellement caractérisés par deux paramètres : la masse et le paramètre de concentration. Ces deux paramètres sont corrélés et notamment Buote et al 2007[20], analysant les profils de 39 systèmes allant des galaxies elliptiques aux amas massifs, ont mis en évidence l'évolution de la concentration en fonction de la masse. Cette dépendance est prédite par les simulations numériques basées sur le modèle ΛCDM (Bullock et al 2001 [19]). On s'attend à ce que les systèmes de plus basse masse aient un paramètre de concentration plus élevé. En effet, Bullock et al 2001[19] lie le paramètre de concentration avec l'époque de formation du halo : selon le scénario *bottom-up* les structures de plus faible masse se forment en premier donc dans un univers plus dense.

On calcule le paramètre de concentration à Δ_{vir} à partir du paramètre de concentration

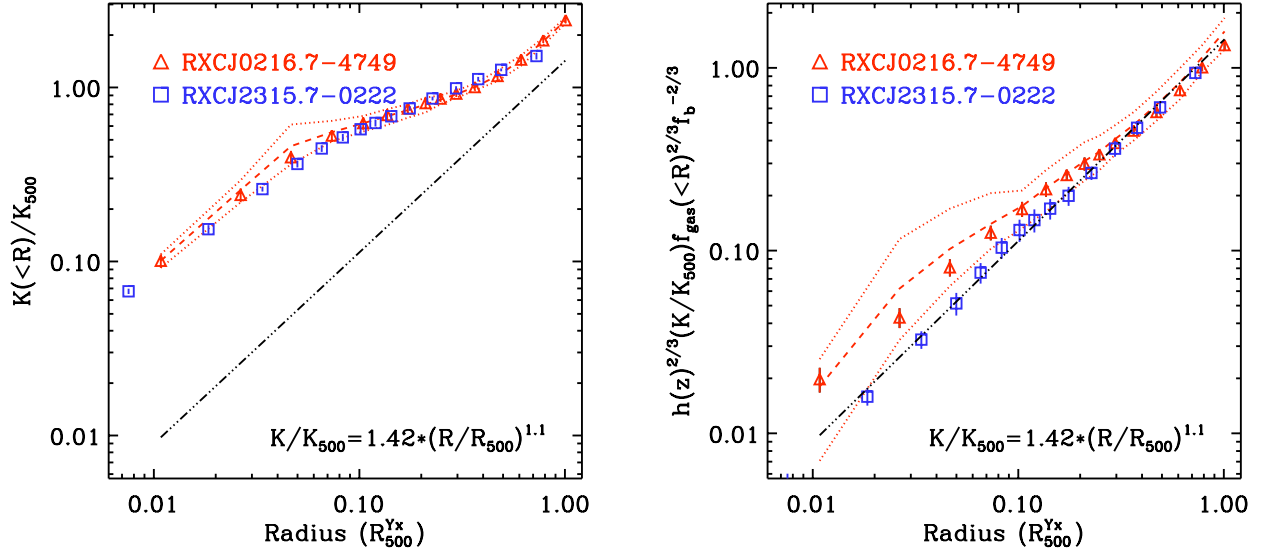


Fig. 5.34 : Profil d'entropie. *A gauche normalisée selon les simulations adiabatiques (i.e. purement gravitationnelles). On a clairement un excès d'entropie et pas que au centre! A droite renormalisé par rapport à la fraction de baryon (Pratt et al 2010[77])*

mesuré à $\Delta = 500$ par itération et suivant la prescription de Bryan et Norman 1998 [18]. On compare nos résultats avec leur meilleur ajustement de la relation $M-c_{vir}$. Chaque résultat est en accord avec la dépendance attendue lorsqu'on considère la dispersion (figure 5.32). En effet, même le faible paramètre de concentration résultant de l'ajustement NFW sur *RXCJ0216.7-4749* traité de son AGN central correspond à 1σ à celui attendu pour un système de cette masse.

Fraction de gaz Les deux groupes ont la même évolution de la fraction de gaz $f_{gaz} \equiv M_{gaz}(< r)/M_{grav}(< r)$ en fonction du rayon et des valeurs cohérentes en considérant les barres d'erreurs. Les résultats à R_{2500} et R_{500} sont cohérents avec ceux trouvés dans l'analyse de Sun et al 2009 [93] avec $f_{gaz,2500} \approx 0.045$ et $f_{gaz,500} \approx 0.087$. On remarque que les groupes ont une fraction de gaz plus faible que celle des amas ($f_{gaz,2500} \approx 0.09$ pour les amas). Cela est directement lié à l'influence de la physique du gaz [29].

Profil d'entropie On peut calculer le profil d'entropie directement à partir du profil de température et du profil de densité électronique avec $K = kT/n_e^{2/3}$. Selon, les simulations purement gravitationnelles, il sort que renormalisés par K_{500} défini par (Voit et al 2005 [107], Pratt et al 2010 [77]) :

$$K_{500} = 106 \text{keV cm}^{-2} \left(\frac{M_{500}}{10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}} \right)^{2/3} \left(\frac{1}{f_b} \right)^{2/3} E(z)^{-2/3} h_{70}^{-4/3};$$

les profils d'entropie suivent un profil universel donné par :

$$K/K_{500} = 1.42 \times (R/R_{500})^{1.1}$$

C'est la loi prévue par les modèles d'accrétion uniforme (« smooth accrétion ») en l'absence de préchauffage du gaz à la normalisation près²⁵ (chapitre 3). On rappelle que l'entropie telle que calculée selon ces modèles ne dépend que de l'histoire thermodynamique du gaz.

Les profils renormalisés $K(\frac{r}{R_{500}})/K_{500}$ des deux groupes se superposent bien, signe de l'universalité des processus d'accrétion du gaz. Par contre, on remarque que nos groupes se situent bien au dessus de la ligne de base prévue par ces modèles purement gravitationnels. Cela indique que les effets de rétro-action du gaz ne se localisent pas uniquement dans les régions intérieures des groupes. De même, ajustés avec une loi de puissance plus une constante pour modéliser un seuil en entropie, les deux profils présentent un excès d'entropie significatif comme associé dans Sun et al 2009 à l'effet d'un AGN central. Un résumé des différents effets pouvant être responsable de cela est :

1. le préchauffage du gaz a pour effet de fixer un seuil d'entropie. En plus, cela lisse la distribution du gaz avant son accrétion et donc en diminue la densité moyenne ($K \propto n_e^{-2/3}$)
2. le refroidissement des baryons qui conduit à la formation des étoiles avec le gaz de faible entropie (donc comme le préchauffage il y a création d'un seuil en entropie)
3. les AGN et autres effets tels que les vents galactiques peuvent aussi amplifier l'entropie (Sun et al 2009 [93])

Tous ces effets sont d'autant plus efficaces que la masse du système est faible.

Constatant que l'effet principal de ces processus est de modifier la distribution du gaz, Pratt et al 2010 [77] (REXCESS) proposent une renormalisation des profils d'entropie en fonction des profils de fraction de gaz. Utilisant cette normalisation les deux profils sont plus en accord avec les résultats des simulations (figure 5.34). Cela montre une origine commune pour les processus modifiant la distribution du gaz et celle de l'entropie à l'échelle des groupes aussi. En effet, dans les simulations purement gravitationnelles, on s'attend à des profils de fraction de gaz plat *i.e.* une fraction de gaz constante.

5.10 Conclusion

Pour faire de la cosmologie avec les amas de galaxies, il est nécessaire d'avoir des relations liant l'observable des amas (*e.g.* la température ou leur flux SZ) avec leur masse. Le modèle standard purement gravitationnel prédit l'existence de relations d'échelle entre masse et observable. Renormalisées selon ces relations, les propriétés des amas les définissent comme une population auto-similaire. Cependant, les relations observées divergent de ces relations d'autant plus qu'on s'intéresse aux systèmes de faible masse. La fonction de masse des amas prédit

²⁵On rappelle que les modèles d'accrétion uniforme prévoient une normalisation plus haute que ceux d'accrétion discontinue où le gaz accrété n'est pas distribué uniformément mais il s'écoule le long des filaments.

une abondance beaucoup plus importante de ces systèmes que des systèmes massifs²⁶. Il est donc important de comprendre d'où viennent ces divergences et de les intégrer pour réussir à faire de la cosmologie de précision avec les amas (voir conclusion du chapitre 4).

J'ai étudié deux candidats fossiles *bona fide*²⁷ pour lesquels j'ai pu bénéficier de données X avec le satellite XMM et optiques (pour l'analyse des données optiques voir Démoclès et al 2010[31]).

Ces systèmes ont l'avantage de présenter une morphologie régulière, signe d'une évolution calme, sans fusion récente, ce qui fournit de bonnes conditions pour une analyse du profil de masse en X via l'hypothèse d'équilibre hydrostatique²⁸. De plus, étant dominés en leur centre par une galaxie elliptique géante, ils constituent de bons laboratoires pour étudier l'influence de la physique des baryons sur les prédictions du scénario purement gravitationnel.

Les données X nous donnent directement accès au profil de brillance de surface et au profil de température spectroscopique. Le traitement de ces données est très important pour obtenir les profils 3D de densité et de température. Ce sont ces produits qui permettent de calculer le profil de masse gravitationnelle totale avec l'hypothèse d'équilibre hydrostatique et de symétrie sphérique. Il convient de prendre en compte les matrices de réponses des instruments, le fait qu'il s'agit de données projetées sur le ciel, ainsi que les effets qui pourraient biaiser nos conclusions comme la prise en compte du fond et des AGNs centraux. J'ai présenté ici les méthodes d'analyse spécifiques à l'émission thermique des amas et utilisées pour le traitement d'échantillons statistiques d'amas X comme celui du REXCESS, avec une méthode de déconvolution du profil de brillance de surface présentée dans Croston et al 2006 [28] et de déprojection du profil de température basée sur celle de Vikhlinin 2006 [101]. En particulier, j'ai développé de nouvelles approches pour traiter deux problèmes de l'analyse de données qui sont ceux de l'évaluation du fond lorsque l'émission du groupe remplit tout le champ de vue et de la soustraction de l'émission X de l'AGN central afin d'éviter de retrancher toute l'émission du centre du groupe. Ce faisant, j'ai pu calculer les profils de masse des deux groupes de galaxies dans une grande gamme de rayon $\sim [0.08, 1]R_{500}$.

Comparant ces profils de masse avec ceux d'un échantillon d'amas locaux présentés dans Pointecouteau et al 2005 [73], on confirme l'universalité du profil de masse des systèmes de galaxies en fonction des quantités normalisées avec M_{500} et R_{500} où $\Delta = 500$ est défini par rapport à la densité critique $\rho_c(z)$. Néanmoins, on mesure une dispersion accrue dans le coeur des amas typiquement pour $r \leq 0.1 \times R_{500}$ où le profil de *RXCJ2315.7-0222* montre clairement un surplus de masse. Ceci permet de mettre en lumière, dans un cas concret, l'importance de la physique non gravitationnelle, principale source de dispersion des relations d'échelle déduites du modèle standard auto-similaire.

Nos résultats sur *RXCJ2315.7-0222* montrent clairement que la masse stellaire joue un rôle important dans le bilan gravitationnel au coeur du groupe. Plus encore, nos résultats semblent

²⁶Visible notamment du fait de la coupure exponentielle à haute masse. Voir chapitre 2

²⁷Dans le sens où *RXCJ2315.7-0222* ne vérifie pas rigoureusement le critère $\Delta m_{R,1,1} \geq 2$ mais possède un écart en magnitude entre les deux plus brillantes galaxies de ≈ 1.88 dans la bande R. Néanmoins, il présente des caractéristiques en température, densité et masse similaires à celles attendues pour les groupes fossiles.

²⁸Tout au moins, à l'extérieur du coeur où la présence d'un AGN peut entraîner des mouvements d'ensemble du gaz.

privilégier le scénario dans lequel la formation de la masse stellaire de la galaxie centrale contribue à une redistribution de la matière noire au coeur du groupe par contraction adiabatique comme introduit par le code de Gnedin et al 2004 [37]. Néanmoins, pour évaluer de manière plus robuste l'intensité de la contraction adiabatique, il convient d'obtenir davantage de contrainte sur la normalisation du profil de la masse stellaire de la galaxie centrale. En effet, l'effet de la contraction adiabatique est dégénéré dans nos données avec la normalisation du profil de masse stellaire. Dans les simulations, cet effet dépend du taux de formation stellaire ainsi que de la quantité d'énergie ré-injectée dans l'ICM par la présence d'AGN, de supernovae entre autres phénomènes astrophysiques. L'observation de systèmes tels que les groupes fossiles présente donc un réel intérêt pour contraindre l'influence des baryons sur le profil de la matière noire.

Ainsi, on conclut que la physique dissipative des baryons, responsable de la modification des relations d'échelle, influe aussi sur la structure des amas en changeant la répartition du gaz mais aussi de la matière noire. La comparaison avec l'étude de systèmes de galaxies à plus grande masse montre que cet effet est plus important dans les systèmes de faible masse (typiquement à l'échelle des groupes de galaxies).

Conclusions et perspectives

La cosmologie de précision avec les amas de galaxies

Ces dernières décennies ont vu émerger un modèle cosmologique consensuel pour décrire l'univers : le modèle Λ CDM. Appuïé par des observations sur des sondes variées, ce modèle décrit un univers dominé par une constante cosmologique Λ ou énergie noire et dont la densité de matière Ω_M est dominée par de la matière noire non relativiste. Le défi de la cosmologie moderne est de déterminer la nature de ces deux quantités.

Mon sujet de thèse s'intéresse à une sonde cosmologique bien particulière : les amas de galaxies. De manière plus spécifique, je m'intéresse ici à l'évolution de l'abondance des amas en fonction de leur masse et de leur redshift.

Dans les chapitres 3 et 4, j'ai montré que l'exploitation cosmologique optimale de l'abondance des amas repose essentiellement sur trois pré-requis :

1. Le modèle du halo donne la fonction de masse théorique des amas. Dans le chapitre 4, j'utilise la fonction de Jenkins et al 2001 [43] qui reproduit l'abondance des halos de matière noire des simulations cosmologiques avec une précision de $\sim 20\%$. A ce niveau de précision, la fonction de masse est décrite par une expression analytique dont les paramètres sont indépendants de la masse et du redshift des halos ainsi que des paramètres cosmologiques. C'est ce qu'on définit par l'universalité de la fonction de masse. Toute l'information cosmologique est contenue dans la variable $\nu \equiv \left(\frac{\delta_c}{\sigma}\right)^2$ où δ_c est le contraste de densité critique pris à $\delta_c = 1.69$ comme dans l'univers de de Sitter et $\sigma \equiv \left\langle \left| \frac{\delta M}{M} \right|^2 \right\rangle$ est la variance de la distribution des fluctuations masse.

Néanmoins, dans l'optique de l'exploitation cosmologique de l'abondance observée d'amas, il est nécessaire de calculer la fonction de masse avec davantage de précision. On peut, notamment, citer la fonction de masse de Tinker et al 2008[95] qui est utilisée dans les analyses cosmologiques de Vikhlinin et al 2009[104] et de Vanderlinde et al 2010[100] et qui donne l'abondance d'amas dans le cadre du modèle Λ CDM à 5%. Je n'ai pas travaillé sur ce point, mais, avec des catalogues d'amas croissant en statistique, la détermination précise de la fonction de masse à l'ordre du pourcent commence à se faire nécessaire afin de ne pas dominer le budget des erreurs systématiques.

2. Le pouvoir cosmologique de l'abondance d'amas de galaxies repose sur l'existence de grands catalogues d'amas, non biaisés et statistiquement complets (*e.g.* Melin et al 2006[59], Juin et al 2007[45]).

Dans cette perspective, j'ai travaillé sur le modèle d'observation des catalogues d'amas détectés par effet SZ par des expériences bolométriques *type* Planck ou SPT. Ce modèle permet d'évaluer quelles sont les propriétés des amas détectables par les expériences considérées en terme de complétude et de photométrie. En plus, les expériences SZ simulées étant des relevés d'amas en aveugle sur une partie (*e.g.* SPT, Olimpo) ou sur tout le ciel (*e.g.* Planck), il donne aussi la contamination attendues des catalogues en fonction du flux mesuré.

Les conclusions tirées de ce modèle reposent sur la fiabilité de la simulation reproduisant le ciel tel qu'observé par les expériences, sur la méthode de détection qui doit être celle utilisée lors de l'analyse de données, mais aussi sur l'étape intermédiaire de la procédure d'association. Cette dernière conditionne directement l'estimation de la complétude, de la contamination et de la photométrie puisqu'elle fait le lien entre les amas simulés et leur contre-partie détectées.

On en conclut que la fonction de sélection des amas dépend à la fois de leur flux et de leur redshift, les amas à haut redshift étant mieux reconstruits. De même, on observe deux effets systématiques dans la reconstruction photométrique : un effet lié à l'extension des amas massifs sur le ciel et un autre dû à un effet de sélection sur des amas peu brillants. Notre modèle donne des expressions analytiques et reproduit bien les produits des Monte-Carlo. Il constitue un outil essentiel pour le calcul de la fonction de vraisemblance liée aux catalogues d'amas SZ.

3. Avec l'application directe du modèle d'observation, j'ai pu estimer la précision sur les paramètres cosmologiques qu'on attend avec l'abondance d'amas observée, dans le cadre d'une analyse de Fisher. Le résultat frappant est l'influence des incertitudes reliées aux relations d'échelle sur les contraintes cosmologiques. Pour avoir un impact négligeable de ces incertitudes sur les contraintes, il faudrait une précision sur la normalisation de l'ordre du pourcent, sans compter les incertitudes liées à l'évolution des relations d'échelle.

Dans le chapitre 5, je montre que la complexité de la physique baryonique modifie les prédictions purement gravitationnelles. Son impact est d'autant plus important qu'on considère des systèmes de faible masse. Ainsi, les systèmes de galaxies de faible masse ne constituent pas simplement des équivalents des systèmes massifs à plus petite échelle. La physique dissipative des baryons introduit davantage de dispersion dans le coeur de ces systèmes. Dans cette recherche sur la physique du gaz intra-amas ICM, l'observation en X présente l'avantage de permettre de calculer les profils de densité, de température et de masse que l'on peut ensuite comparer avec les prédictions des simulations numériques. C'est l'objet de l'analyse présentée dans le chapitre 5 sur deux groupes fossiles. En particulier, on examine la distribution du gaz et de la matière noire à l'intérieur des groupes qu'on relie au profil de masse stellaire de la galaxie centrale. Les groupes montrent une distribution similaire à celle des amas à l'extérieur du coeur. A l'intérieur, nos données pointent vers une modification du profil de matière noire due à la présence de la galaxie centrale.

Ainsi, l'exploitation des amas en cosmologie passe par l'observation conjointe des amas dans plusieurs longueurs d'onde pour croiser les contraintes sur les relations d'échelle. Elle passe aussi par la comparaison des simulations avec les observations afin de contraindre la physique et d'affiner les prédictions cosmologiques.

Les amas de galaxies reviennent sur le devant de la scène en tant que sonde cosmologique. En particulier, ils sont cités dans de nombreux projets pour contraindre les paramètres de l'énergie noire (*e.g.* rapport du Dark Energy Task Force ; Albrecht et al 2006). L'observation optique, X ou encore millimétrique des amas permet de contraindre ces relations masse-observable de manière différente et ainsi d'estimer indépendamment la masse des amas.

Les relevés d'amas SZ sont récents et ouvrent une nouvelle fenêtre sur l'exploitation des amas de galaxies en cosmologie. L'expérience Planck, lancée en mai 2009, a terminé son premier relevé du ciel complet et finalise son second. Parmi les sujets scientifiques étudiés grâce aux données de Planck, figurent les amas de galaxies détectés par effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ). De même, l'expérience South Pole Telescope (SPT), observant aussi les amas SZ, a déjà commencé à publier une série de papier sur l'analyse cosmologique de ses données en les combinant avec des suivies optiques et X (*e.g.* Vanderlinde et al 2010[100], Andersson et al 2010[5], Suhada et al 2010[99]).

Les observatoires X XMM-Newton et Chandra ont fêté leurs 10 ans en décembre 2009 et continuent leurs observations permettant la constitution de catalogues X tels que celui du REXCESS (Boehringer et al 2007) ou de REFLEX (Boehringer et al 2004). Le futur est ouvert avec le lancement de eROSITA prévu fin 2012 qui observera le ciel complet en X.

Il faut aussi prendre en compte les expériences proposant d'observer les amas en optique comme Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope And Rapid Response System²⁹), LSST (Large Synoptic Survey Telescope), Euclid (lancement en 2017) ou DES (Dark Energy Survey) et le progrès des simulations hydrodynamiques pour comprendre les relations d'échelle. On arrive à une époque très intéressante pour l'étude des amas de galaxies en cosmologie.

²⁹<http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/>

Annexe A

XMM

A.1 Présentation du satellite

XMM-Newton est le télescope spatial de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) lancé le 10 décembre 1999 par le lanceur Ariane 5. C'est le satellite le plus grand construit en Europe avec 16m d'envergure quand les panneaux solaires sont déployés et un poids de 3.8 tonnes. X. M. M. sont les initiales de X-ray Multi Mirror en référence à ses miroirs emboîtés. Ceci lui confère une grande surface effective de 4300cm^2 pour des photons de 1.5 keV, et de 1800cm^2 pour des photons de 8 keV. Il fut appelé Newton en référence à Isaac Newton pour son travail sur la spectroscopie et sur la théorie de la gravitation car XMM est utilisé pour détection des trous noirs... Il a été conçu pour durer 10 ans mais a été prolongé jusqu'en décembre 2012.

Il suit une orbite très excentrique lui permettant de faire de longs pointés mais qui lui induit un fond particule relativement élevé. Il est composé de trois instruments :

- 3 caméras spectro-imageurs *EPIC* (European photon imaging cameras) : les CCDs (Charge Coupled devices) : MOS (metal oxide semi-conductors) 1 et 2 surtout efficaces pour le soft X-ray (composés de 7 cellules de 600×600 pixels chacune et de $40 \mu\text{m}$ d'épaisseur) et PN ($300 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec une seule cellule de 400×400 pixels) d'une meilleure efficacité pour les basses et hautes énergies avec bonne résolution et tout...

Ces caméras sont situées au plan focal de modules de miroir a incidence rasante type Wolter1 qui sont des couples de miroirs hyperboloïde/ paraboloides emboîtés. Ils sont au nombre de 58. L'augmentation de la surface collectrice par ce procédé est limitée par l'épaisseur du miroir et par la séparation minimale entre les miroirs (donc aussi par l'angle d'incidence...).

- 2 réseaux de spectromètre RGS (Reflection Grating Spectrometers)
- 1 moniteur optique OM (optical monitor) aligné avec le télescope X principal pour avoir une étude multi-longueur d'onde

En fait , l'équipement du plan focal de CCDs permet à lui seul d'avoir une mesure de la position et de l'énergie du photon incident avec une résolution spectrale de $\Delta E = 60 - 140\text{eV}$ pour un photon compris entre 0.3 et 10keV (spectro-imagerie). Les instruments RGS

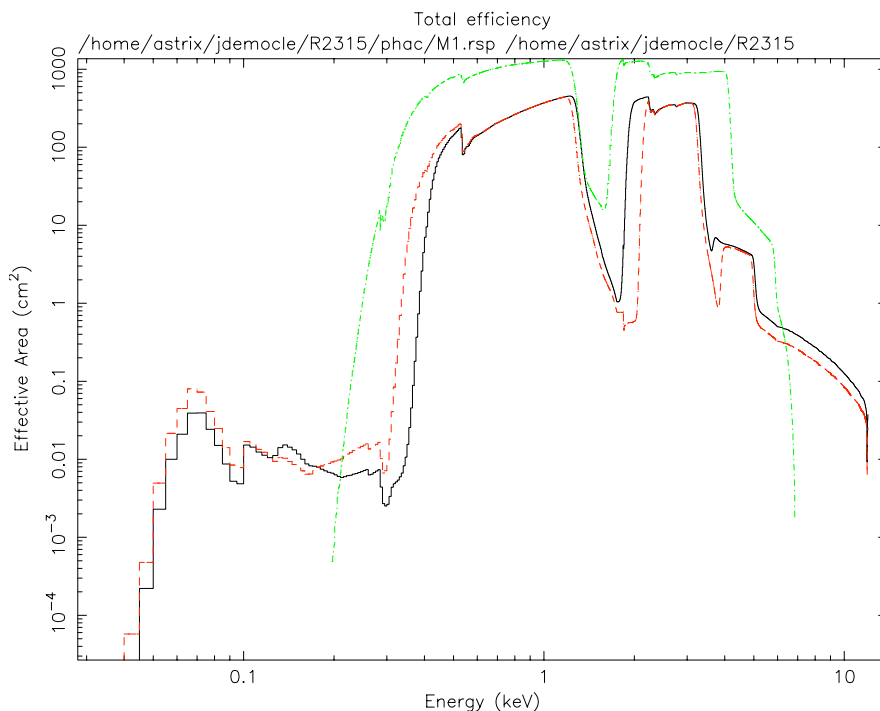


Fig. A.1 : *Efficacité de détection en fonction de l'énergie.*

Nom	couverture spectrale	résolution spatiale	champ de vue	distance focale
XMM-Newton	$\lambda = [1, 120]10^{-10}\text{m}$	$\Delta\theta = 8''$	$\Delta\theta = 30'$	$f = 7.5\text{m}$

Tab. A.1 : *Principales caractéristiques du satellite XMM.*
<http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=23>

augmentent cette résolution en utilisant des réseaux et en donnant la radiation déjà dispersée à lire par des CCDs mais on gagne en résolution surtout dans la limite de sources pas trop étendues (typiquement une source ponctuelle type AGN).

A.2 Focalisation de photons X

Une manière d'augmenter le signal sur bruit d'une source qu'on souhaite observer est de focaliser son émission sur une petite surface du détecteur tandis que le fond est quasiment uniforme sur le détecteur. L'observation dans le domaine des rayons X n'échappe pas à ce principe sauf que la focalisation des photons X est plus complexe que celle des photons optiques. En effet, les photons X interagissent beaucoup avec la matière. Il existe donc un angle d'incidence maximal au delà duquel ils ne sont plus réfléchis mais directement absorbés par les matériaux du détecteurs. Cet angle dépend de l'énergie et pour un matériau tel que l'or et des photons de l'ordre de quelques keV il est de l'ordre de l'arcmin. C'est pour cela qu'on parle d'incidence rasante.

Annexe B

Testing adiabatic contraction of dark matter in fossil group candidates

Testing adiabatic contraction of dark matter in fossil group candidates

J. Démoclès¹, G. W. Pratt², D. Pierini³, M. Arnaud², S. Zibetti⁴, and E. D’Onghia⁵

¹ IRFU/Service de Physique des Particules – CEA/DSM – CNRS, Bât. 141, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
e-mail: jessica.democles@cea.fr

² Laboratoire AIM, IRFU/Service d’Astrophysique – CEA/DSM – CNRS – Université Paris Diderot, Orme des Merisiers Bât. 709, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

³ Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Giessenbachstraße, 85748 Garching, Germany

⁴ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

⁵ Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge MA, USA

Received 26 February 2010 / Accepted 28 April 2010

ABSTRACT

We present deep *XMM-Newton* observations and ESO WFI optical imaging of two X-ray-selected fossil group candidates, RXC J0216.7-4749 and RXC J2315.7-0222. Using the X-ray data, we derive total mass profiles under the hydrostatic equilibrium assumption. The central regions of RXC J0216.7-4749 are found to be dominated by an X-ray bright AGN, and although we derive a mass profile, uncertainties are large and the constraints are significantly weakened due to the presence of the central source. The total mass profile of RXC J2315.7-0222 is of high quality, being measured in fifteen bins from $[0.075-0.75] R_{500}$ and containing three data points interior to 30 kpc, allowing comprehensive investigation of its properties. We investigate several mass models based on the standard NFW profile or on the Sérsic-like model recently suggested by high-resolution N -body simulations. We find that the addition of a stellar component due to the presence of the central galaxy is necessary for a good analytical model fit. In all mass profile models fitted, the mass concentration is not especially high compared to non-fossil systems. In addition, the modification of the dark matter halo by adiabatic contraction slightly improves the fit. However, our result depends critically on the choice of IMF used to convert galaxy luminosity to mass, which leads to a degeneracy between the central slope of the dark matter profile and the normalisation of the stellar component. While we argue on the basis of the range of M_*/L_R ratios that lower M_*/L_R ratios are preferred on physical grounds and that adiabatic contraction has thus operated in this system, better theoretical and observational convergence on this problem is needed to make further progress.

Key words. X-rays: galaxies: clusters – galaxies: clusters: intracluster medium – galaxies: groups: general – dark matter

1. Introduction

The now well-established cold dark matter (CDM) paradigm lies at the heart of the fiducial scenario for the formation of structure in the Universe. Numerical simulations of hierarchical clustering in the currently-favoured Λ CDM cosmology make a number of observationally testable predictions. One example is the existence of a cusped, quasi-universal dark matter density profile that is characterised by the scale radius, r_s , at which the logarithmic slope of the profile is -2 , and a dimensionless concentration parameter, c (e.g., Navarro et al. 1997). The latter parameter exhibits a distinct mass dependence related to the early formation of lower-mass haloes in the hierarchical context (e.g., Duffy et al. 2008).

Lying at the nodes of cosmic filaments, clusters and groups of galaxies are dark matter dominated objects whose properties are a sensitive test of these predictions. Indirect evidence for universality in the underlying dark matter distribution in galaxy groups and clusters was indicated by the similarity in X-ray surface brightness and temperature profiles observed with the *ROSAT* and *ASCA* satellites (e.g., Neumann & Arnaud 1999; Vikhlinin et al. 1999; Markevitch et al. 1998). However, more detailed, quantitative, information can be

gleaned from examination of the total mass profiles of these systems obtained through the hydrostatic equilibrium equation. The vastly improved spatial resolution and throughput afforded by *XMM-Newton* and *Chandra* have now allowed detailed investigation of the mass (and thus total density) profiles of moderately large samples of clusters and groups of galaxies (e.g., Pratt & Arnaud 2002; Pointecouteau et al. 2005; Vikhlinin et al. 2006; Humphrey et al. 2006; Buote et al. 2007; Gastaldello et al. 2007; Schmidt & Allen 2007; Sun et al. 2009, and references therein). These and other works have confirmed the cusped, quasi-universal nature of the dark matter profile, with a variation in concentration roughly in line with predictions.

However, the presence of a large concentration of baryons in the centre of the system can deepen the potential well and modify the distribution of dark matter. There has been extensive analytical and numerical work on the modification of the mass profile of a dark halo induced by the assembly of baryons in the inner regions. Early results suggested that simple analytical prescriptions based on the conservation of adiabatic invariants gave an accurate description of the halo response. Following the early work by Barnes & White (1984), Blumenthal et al. (1986) devised a simple formula to link the dark mass profiles before and after the assembly of a galaxy. Given the initial,

spherically-symmetric enclosed mass profiles of the dark matter, $M_{\text{dm}}^i(r)$, and baryons, $M_{\text{b}}^i(r)$, one may derive the final dark mass profile, $M_{\text{dm}}^f(r)$, once the final baryonic mass profile, $M_{\text{b}}^f(r)$, is specified. The model assumes that dark matter particles move on circular orbits before and after the contraction, and that their initial, r_i , and final, r_f , radii are related by the condition:

$$r_f[M_{\text{b}}^f(r_f) + M_{\text{dm}}] = r_i[M_{\text{dm}} + M_{\text{b}}^i(r_i)], \quad (1)$$

where $M_{\text{dm}} = M_{\text{dm}}(r_f) = M_{\text{dm}}(r_i)$ is the dark mass enclosed by each dark matter particle. This modification is generally termed ‘‘adiabatic contraction’’ due to its parameterisation via adiabatic invariants (e.g., Eggen et al. 1962; Blumenthal et al. 1986; Gnedin et al. 2004; Duffy et al. 2010). Further work by Gnedin et al. (2004) showed, based on hydrodynamic numerical simulations, that a modification to using the orbit-averaged radius described their results better than the standard circular orbit assumption.

There are few observational tests of this prediction because of the difficulty of obtaining accurate mass profiles this deep into the core of a given object. Stellar dynamical studies suffer from the velocity dispersion anisotropy problem; weak lensing cannot measure the mass on these scales (less than 100 kpc), and strong lensing arcs are preferentially produced in dynamically disturbed systems (e.g., Bartelmann & Steinmetz 1996) which are unsuitable for the detection of the effect. Although some progress has recently been made on all of these fronts, (e.g., Sand et al. 2008), in this context, X-ray observations offer several advantages conducive to investigation of the mass distribution in the central regions. In particular, the overall signal to noise of a good quality X-ray observation can be significant at many hundreds of sigma, and the density squared dependence of the emission results in a centrally-concentrated signal ideal for investigation of the core regions. The only assumption needed is that the intracluster medium (ICM) be in hydrostatic equilibrium.

Zappacosta et al. (2006) were the first to test for adiabatic contraction of the dark matter using X-ray observations. Applying several different analytical models (derived from numerical simulations) to the dark matter profile of the ~ 3.5 keV relaxed galaxy cluster A2589, they found no evidence for adiabatic contraction. Gastaldello et al. (2007) analysing the mass profiles of 16 galaxy groups, found that addition of adiabatic contraction did not improve the fit. Building on this result, Humphrey et al. (2006) examined the mass profiles of seven early type elliptical galaxies, again finding no strong evidence for adiabatic contraction.

Observational evidence points to the existence of a class of dark matter haloes that have the gravitating mass and hot gas content of groups, but which are dominated in the optical by a single large early-type galaxy (Ponman et al. 1994). As noted by Vikhlinin et al. (1999), such ‘‘fossil’’ systems may have been undisturbed for a very long time if they are the end result of merging within a normal compact group, and thus they may represent the ultimate examples of hydrostatic equilibrium¹. Furthermore, the exceptionally large concentration of baryons in the centre of the potential well makes them ideal systems with which to search for the effect of adiabatic contraction of the dark matter component.

In the present paper we build on our previous work on fossil systems (Zibetti et al. 2009b) by investigating the mass

profiles of two fossil group candidates, RXC J0216.7-4749 and RXC J2315.7-0222, using X-ray and optical data. The central regions of RXC J0216.7-4749 are dominated by emission from a bright AGN, and although we recover the total mass profile, the constraints are significantly weakened due to the presence of the AGN. For RXC J2315.7-0222, we are able to recover the mass profile to high precision. We find that the central regions are dominated by the stellar mass component, and using the mass profile of the central galaxy from optical data we investigate several parameterisations of the total mass distribution. We find that the best fitting mass parameterisation is obtained when we add a stellar component both in the case of a NFW and a Navarro et al. (2004) profile, and that the addition of adiabatic contraction slightly improves the fit. However, the result is critically dependent on the assumed IMF used to convert stellar luminosity to mass. We discuss the impact of the assumed IMF on our results, and argue, based on the range of M_*/L_R ratios, that adiabatic contraction has indeed operated in this system.

Unless otherwise noted, we adopt a Λ CDM cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (i.e., $h_{70} = 1$), $\Omega_M = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$. All uncertainties are quoted at the 68 per cent confidence level. In the following, R_δ is the radius corresponding to a density contrast of δ times the critical density at the redshift of the system.

2. Optical data

2.1. Observations

Optical photometry of the two systems was carried out using the Wide Field Imager (WFI Baade et al. 1999) mounted at the Cassegrain focus of the MPG/ESO 2.2 m telescope in La Silla, Chile. The WFI is a focal reducer-type mosaic camera which consists of 4×2 CCD chips, each with 2048×4096 pixels and a field of view (FoV) of $8.12' \times 16.25'$ ($0.238''/\text{pixel}$). Chips are separated by gaps of $23.8''$ and $14.3''$ in the RA and Dec directions, respectively, so the WFI FoV per exposure is equal to $34' \times 33'$, with a filling factor of 95.9%. Imaging in the B ($\lambda_0 = 4562.52 \text{ \AA}$) and R_c ($\lambda_0 = 6517.25 \text{ \AA}$, hereafter simply R) broad-band filters was performed on September 19th, 2008 under photometric conditions but with poor seeing (~ 1.7 and $1.6''$ FWHM in B - and R -band, respectively) owing to a strong wind. Twelve dithered observations gave a total exposure time equal to 1080 s (B) and 720 s (R) and a resultant imaged region of $30' \times 30'$. The two fields of Landolt (1992) photometric standard stars SA 92 and SA 113 were imaged in the B , V ($\lambda_0 = 5395.62 \text{ \AA}$), and R broad bands in order to determine the photometric zero-point of the night. Twilight-sky flats were taken in the evening and following morning for each night of observations.

2.2. Data reduction

The WFI data were reduced using the data reduction system developed for the ESO Imaging Survey (EIS Renzini & da Costa 1997) and its associated EIS/MVM image processing library version 1.0.1 (*Alambic*). The data reduction steps are described in detail in previous publications (Arnouts et al. 2001; Mignano et al. 2007), and are omitted here.

For images of standards, source detection and photometry were based on SExtractor (Bertin & Arnouts 1996). Magnitudes were calibrated to the Johnson-Cousins system using Landolt (1992) standard stars whose magnitudes were obtained using a 15 arcsec-wide circular aperture, which proved to be adequate by monitoring the growth curve of all the measured

¹ Note that some numerical simulations point to the fossil state being only a transient phase that is terminated by renewed infall from the local environment (von Benda-Beckmann et al. 2008).

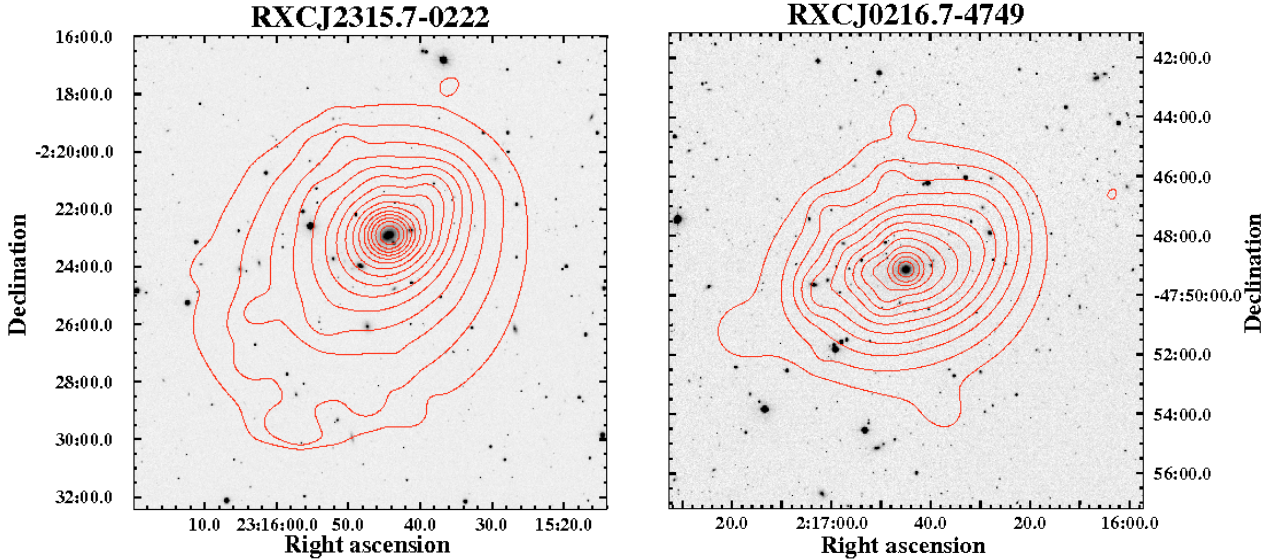


Fig. 1. *R*-band optical images of RXC J2315.7-0222 (*left*) and RXC J0216.7-4749 (*right*), obtained with the Wide Field Imager on the MPG/ESO 2.2 m telescope at La Silla. The red contours start at 1σ above background and increase in steps of $\sqrt{2}$, and are derived from the wavelet-smoothed X-ray image.

stars. Photometric solutions with minimum scatter (the uncertainty is equal to 0.03 and 0.05 mag for the zero points in the *B* and *R* passbands, respectively) were obtained through a two-parameter linear fit to 24 photometric points per passband, the extinction coefficient being set equal to that listed in the “definitive” solution obtained by the 2p2 Telescope Team. In general, zeropoints and colour terms are consistent with those obtained by the 2p2 Telescope Team or by the ESO DEEP Public Survey (DPS) team (Mignano et al. 2007). The final optical images of the two objects are shown in Fig. 1.

For the science frames, source detection and photometry were based on SExtractor as well. Galaxies can be robustly separated from stars down to $R = 20$ from the behaviour of the flux radius (i.e., the radius containing 50% of the light) and the stellarity index as a function of magnitude. Visual inspection is used to test the selection criteria. At fainter magnitudes, a conservative separation can be obtained only by assuming a threshold value of 0.98 for the stellarity index, below which all selected, non-saturated/non-truncated objects are classified as bona-fide galaxies. For the brightest and largest galaxies within the value of R_{200} of either group (likely member galaxies of RXCJ 2315.7-0222) the Kron (Kron 1980) magnitudes obtained through SExtractor were replaced by the total magnitudes obtained by analytically extrapolating to infinity the azimuthally averaged surface brightness (SB) profiles. These are measured by means of elliptical isophote fitting through the IRAF task ellipse as detailed in Gavazzi et al. (2001). Spurious overlapping stars/galaxies were conservatively masked out before elliptical isophotes are fitted to the galaxy of interest. Each SB profile was either fitted using a single “de Vaucouleurs” $r^{1/4}$ -law component (de Vaucouleurs 1948) or, alternatively, decomposed into an exponential law plus an inner “de Vaucouleurs” $r^{1/4}$ -law. Fits were performed assigning the same weight to each data point (logarithmically spaced) in order to properly weight the outer parts of the profiles, which would be highly underweighted in a scheme based on the signal-to-noise ratio (S/N). Furthermore, points at semi-major axis smaller than the seeing *FWHM* were excluded. Apparent surface brightness profiles and,

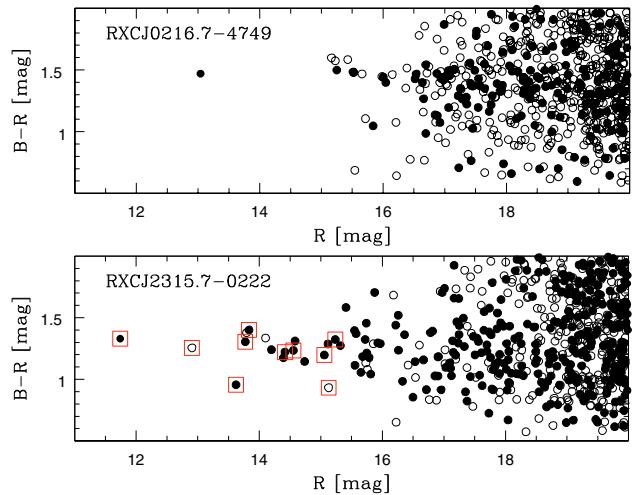


Fig. 2. Colour–magnitude diagrams of RXC J0216.7-4749 (*top*) and RXC J2315.7-0222 (*bottom*). In both panels, filled circles denote objects within a projected radius of $0.5 R_{200}$; open circles denote objects outside this radius. In the *bottom panel*, red squares denote spectroscopically confirmed members of RXC J2315.7-0222, as listed in NED.

thus, total magnitudes were corrected for atmospheric extinction and galactic extinction (Schlegel et al. 1998). Figure 2 shows the colour–magnitude diagrams of the two systems, which are discussed further in Sect. 4.

For NGC 7556, the brightest cluster galaxy (BCG) of RXC J2315.7-0222, the corrected *R*-band surface brightness profile was integrated along the radial distance to give a projected *R*-band luminosity profile, adopting a luminosity distance of $104 h_{70}^{-1}$ Mpc. This luminosity profile was then deprojected through the algorithm developed by Magorrian (1999) for an axisymmetric galaxy, with the kind help of J. Thomas. This algorithm finds the full range of smooth axisymmetric (luminosity) density distributions consistent with a given surface

brightness distribution and inclination angle. The best solution corresponds to the (luminosity) density that maximizes a penalized log-likelihood function (see Magorrian 1999).

3. X-ray data

3.1. Preliminaries

RXC J0216.7-4749 and RXC J2315.7-0222 were observed by *XMM-Newton* in THIN filter mode for 46 ks and 43 ks, respectively. Calibrated event files were produced using the standard chains in SASv8.0, and data were cleaned for soft proton flares, PATTERN selected and vignetting corrected as detailed in Pratt et al. (2007). The resulting exposure times are 40 ks for RXC J0216.7-4749 and 33 ks for RXC J2315.7-0222.

Point sources were detected on a broad band image via the SAS task `ewavdetect`, with a detection threshold of 5σ . After visual checking of the results, these sources were excluded from further analysis (excepting the central AGN in RXC J0216.7-4749 which is discussed in more detail in the Appendices).

3.1.1. Background subtraction

Once flares are removed, the remaining background can be separated into two main components:

- the particle background, which is dominant at high energy; and
- the cosmic X-ray background (CXB), consisting of, at high energy, the unresolved AGN, and at low energy, emission from the Local Bubble and the halo of the Galaxy.

Using a custom stacked background assembled from observations taken with the filter wheel closed (FWC), recast to the same observation aspect as the source files, we adopt the following procedure for the background subtraction:

1. We use the count rates in a high energy band ([10–12] keV for EMOS, [12–14] keV for EPN) to normalise the FWC products to those of our observation.
2. For the surface brightness profiles, we subtract the normalised FWC data and then determine a region external to the group emission where the surface brightness profile is flat. From this area we determine the count rate due to the CXB, which we then subtract from the surface brightness profile.
3. For the spectral analysis, we extract a spectrum from the region external to the group emission, which we fit using a double unabsorbed thermal emission model for the galaxy and the local bubble, plus a powerlaw with fixed slope 1.4, absorbed with the Galactic column density in the direction of the group. This background spectrum, scaled by the ratio of the areas, is then added as an extra component in each annular spectrum of the temperature profile².

RXC J2315.7-0222 fills the *XMM-Newton* field of view, which complicates the background subtraction. We discuss the background subtraction for this object in Appendix A.

² Energy bands corresponding to fluorescence lines are ignored during the fit.

3.2. Gas density distribution

3.2.1. Morphology

Figure 1 shows an *XMM-Newton*/ESO WFI X-ray/optical overlay image for each system. Each fossil group exhibits morphologically regular emission with the X-ray peak centred on the brightest cluster galaxy, as expected if the systems have been dynamically quiescent for a considerable period of time.

3.2.2. Gas density profile

The gas density profiles were derived as described in Croston et al. (2008). Briefly, we extract the surface brightness profiles in $3'3$ bins centred on the peak of the X-ray emission using photons from the [0.3–2] keV energy band. After background subtraction the profiles are rebinned to a significance of 3σ per bin. Deprojected, PSF-corrected emission measure profiles were produced using two methods: (i) the non-parametric method described in Croston et al. (2006) and (ii) by fitting a projected 3D parametric model (Vikhlinin et al. 2006), convolved with the *XMM-Newton* PSF, to the surface brightness profile. In both cases we use redistribution matrices derived from the Ghizzardi (2002) parameterisation of the *XMM-Newton* PSF. Profiles were converted to gas density using a conversion factor derived in XSPEC from the global temperature measured in the [0.15–1] R_{500} aperture. Finally, the temperature and abundance profiles were fitted with analytical models (adapted from Allen et al. 2001; Vikhlinin et al. 2006) and used to calculate a correction factor for each density profile bin due to radial variations of these quantities. The surface brightness and gas density profiles of each group, derived using the two methods, are shown in the left and centre panels of Figs. 3 and 4. The parametric model is obviously smoother than the non-parametric deprojection, but the differences between the results from the two deconvolution methods are minimal.

For RXC J0216.7-4749, the bright central AGN is evident as a point source in the X-ray surface brightness profile, which complicates deprojection and introduces significant uncertainty into the properties in the very central regions. For this object, we first fitted the surface brightness profile with an analytical model (Vikhlinin et al. 2006) plus a point source, with the point source normalisation constrained from a spectral fit of the central region as detailed in Appendix B. We then subtract this contribution from the total surface brightness profile, adding 5 per cent systematic errors to the remainder, and deconvolve as detailed above.

3.3. Spectral analysis

3.3.1. Spectral fitting

We extract spectra in circular annuli centered on the peak of X-ray emission. Annuli are defined so as to have a signal to noise ratio better than 30σ in the [0.3–2] keV energy range. After background subtraction they were binned to a minimum of 25 counts per bin. We then fitted an absorbed thermal bremsstrahlung model plus the background model described in Sect. 3.1.1 to each spectrum using χ^2 statistics. The background model has all parameters fixed and the normalisation of each component is scaled to the ratio of the extraction areas. Absorption is fixed to the Galactic value in the direction of the group. In the external regions of RXC J0216.7-4749 the spectra are of insufficient quality to reliably constrain the abundances. In these annuli we freeze the abundance at $0.3 Z_{\odot}$ and fit only

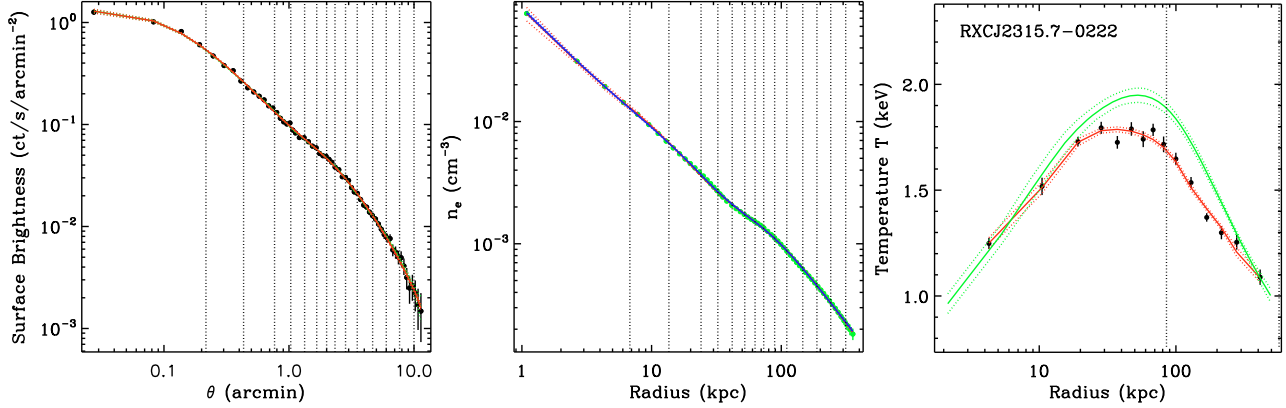


Fig. 3. Radial profiles of RXC J2315.7-0222. *Left panel:* background subtracted, vignetting corrected surface brightness profile with best fitting projected analytical model (red) and projected deconvolved profile using the method of (Croston et al. 2006) (green) overlaid. Vertical dashed lines illustrate the extent of the annular bins from which spectra were accumulated. *Centre panel:* corresponding density profiles. The solid blue line is the density profile derived from the best fitting AB model (Pratt & Arnaud 2002) to the surface brightness profile. *Right panel:* temperature profile. The black points with error bars depict the projected temperature profile. The solid green line is the deprojected, PSF corrected 3D profile; dotted lines show the associated uncertainties. The solid red line is the reprojected 3D model.

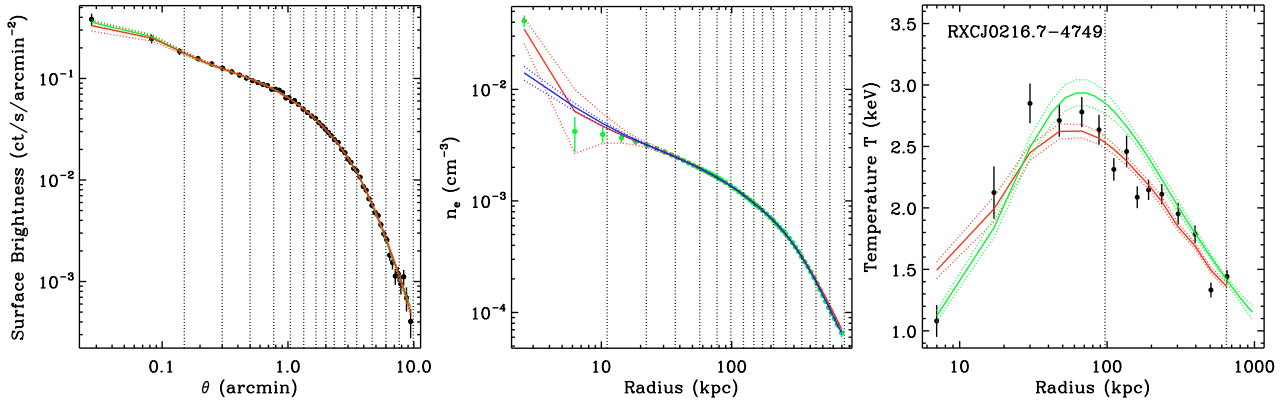


Fig. 4. Radial profiles of RXC J0216.7-4749. *Left to right:* surface brightness profile, density profile, temperature profile. See Fig. 3 for explanation of the line styles.

the temperature and normalisation of the spectra. We fit in the [0.3–10] keV band excluding instrumental emission lines. The AGN component in RXC J0216.7-4749 is modelled as described in Appendix C.

3.3.2. Temperature profiles

The projected temperature profiles of the two groups are shown in the right hand panels of Figs. 3 and 4. When plotted with a logarithmic radial axis, the temperature profiles for both of the groups exhibit the bell shape typical of cool core clusters (Vikhlinin et al. 2006; Pratt et al. 2007). Deprojection and deconvolution of the temperature profiles is undertaken by fitting parametric 3D models (adapted from Vikhlinin et al. 2006) to the projected profiles. These models are convolved with a response matrix that simultaneously takes into account projection and PSF redistribution, then projected and fitted to the observed temperature profile. In projecting the models, the weighting scheme introduced by Vikhlinin (2006, see also Mazzotta et al. 2004) is used to correct for the bias introduced by fitting isothermal models to multi-temperature plasma. Uncertainties are computed using a Monte Carlo procedure; these are subsequently corrected

to take into account the fact that parametric models tend to over-constrain the 3D profile. Full details of the method will appear in a forthcoming paper.

4. Reference mass, radius and fossil status

We make a first estimate of M_{500} of each system by iteration about the $M_{500} - Y_X$ relation of Arnaud et al. (2007), as described in Kravtsov et al. (2006). Y_X is the product of the gas mass inside R_{500} and the temperature in the [0.15–0.75] R_{500} region, a quantity which has been shown to be a robust, low scatter mass proxy in numerical simulations and observations (e.g., Arnaud et al. 2007; Poole et al. 2007). The resulting temperatures, masses and radii are listed in Table 1.

The empirical definition of a fossil group as established by Jones et al. (2003) requires a bolometric luminosity $L \geq 10^{42} h_{50}^{-2} \text{ erg s}^{-1}$ in X-rays, and a magnitude gap of $\Delta m_{12} \geq 2$ mag, where Δm_{12} is the absolute total magnitude gap in R band between the brightest and second brightest galaxies in the system within half the projected virial radius³.

³ Jones et al. assume that the virial radius is equivalent to R_{200} .

Table 1. Basic data.

Group	RA	Dec	z	$L_{X,\text{bol}}^a$ (erg s ⁻¹)	kT (keV)	M_{500}^b ($\times 10^{13} M_\odot$)	R_{500} (kpc)	R_{det}^c (R_{500})
RXC J0216.7-4749	02 ^h 16 ^m 45 ^s .0	-47°49′09″.8	0.064	3.2×10^{43}	2.05 ± 0.05	8.14 ± 0.16	645.7 ± 5.0	1.0
RXC J2315.7-0222	23 ^h 15 ^m 44 ^s .4	-02°22′54″.4	0.026	2.1×10^{43}	1.68 ± 0.03	5.36 ± 0.37	568.7 ± 13.1	0.73

Notes. ^(a) Bolometric ([0.001–100.] keV) luminosity calculated assuming $\Omega_M = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$ and $h_0 = 0.5$; ^(b) estimated from the $M_{500} - Y_X$ relation of [Arnaud et al. \(2007\)](#); ^(c) ratio of the weighted effective radius of the final bin of the temperature profile, R_{det} , to R_{500} .

The spectroscopic bolometric luminosity of both systems is well above the $10^{42} h_{50}^{-2}$ erg s⁻¹ limit defined by [Jones et al. \(2003\)](#) (see Table 1). Regarding the magnitude gap, the colour–magnitude diagrams shown in Fig. 2 clearly reveal a large magnitude gap between the brightest and second brightest galaxies in both systems. Assuming the values for R_{500} listed in Table 1, and a ratio $R_{200}/R_{500} = 1.39$ ([Pointecouteau et al. 2005](#)), then $\Delta m_{12} = 2.21 \pm 0.03$ mag for RXC J0216.7-4749 but is slightly less (at $\lesssim 2\sigma$) for RXC J2315.7-0222 ($\Delta m_{12} = 1.88 \pm 0.03$)⁴.

However, a system’s fossil nature clearly depends critically on the definition of the virial radius. [Jones et al.](#) used the global temperature in combination with a scaling relation derived from the numerical simulations in order to calculate their R_{200} ; some of their global temperatures were estimated from the luminosity by assuming a different scaling relation. The R_{500} (and thus R_{200}) measurements we use in this section are derived from a scaling relation derived from X-ray hydrostatic mass measurements, and as shown below in Sect. 5.3, M_{500} varies by 20 per cent or so depending on the exact modelling of the mass profile, leading to changes on the order of an arcminute in the size of the projected R_{200} aperture. Given the above considerations and the fact that the fossil criteria fixed by [Jones et al. \(2003\)](#) are somewhat arbitrary, while RXC J2315.7-0222 does not *strictly* fulfil the criteria within the 1σ uncertainties on the photometry, we will continue to refer to it as a fossil system in the following.

5. Mass profile modelling

5.1. Mass profile calculation

We derive the total mass profile of each group from the density and temperature profiles (Figs. 3 and 4) using the hydrostatic equilibrium equation:

$$M(\leq R) = -\frac{kT(r)r}{G\mu m_p} \left[\frac{d \ln n_e(r)}{d \ln r} + \frac{d \ln T(r)}{d \ln r} \right]. \quad (2)$$

The regularised gas density profiles exhibit structure that is amplified in the radial derivative. To overcome this, we fitted the 3D gas density profiles with the parametric model described by [Vikhlinin et al. \(2006\)](#). At each point corresponding to the effective radius of the deconvolved temperature profile, we then use the radial derivative given by the parametric function fit with uncertainties on $d \log n_e / d \log r$ given by differentiation of the regularised density profile.

Uncertainties on each mass point are calculated using a Monte Carlo approach based on that of [Pratt & Arnaud \(2003\)](#). A random temperature is generated at each radius at which the temperature profile is measured, and a cubic spline is used to

compute the derivative. In the randomisation, we only keep profiles that are physical: they must increase monotonically with radius and the randomised temperature profiles must be convectively stable, i.e., $d \ln T / d \ln n_e < 2/3$. In total 1000 such Monte Carlo realisations were calculated; the error on the derivative is then the region containing 68 per cent of the realisations on each side. The resulting mass profiles are shown in Fig. 5.

5.2. Mass profile models

We investigated various parameterisations of the total mass profile, as listed below.

NFW: We first fitted these profiles with the integrated mass from an NFW profile ([Navarro et al. 1997](#)), viz:

$$M(< r) = 4\pi \rho_c(z) \delta_c r_s^3 \left[\ln(1 + r/r_s) - \frac{r/r_s}{1 + r/r_s} \right], \quad (3)$$

where $\rho_c(z)$ is the critical density of the universe at redshift z , r_s is the scale radius where the logarithmic slope of the density profile reaches -2 , and δ_c is a characteristic dimensionless density. This model has been shown to be an adequate fit to the mass profiles of many morphologically relaxed systems above ~ 2 keV (e.g., [Pratt & Arnaud 2002](#); [Pointecouteau et al. 2005](#); [Vikhlinin et al. 2006](#)).

N04: we also considered the universal profile derived from higher resolution simulations by [Navarro et al. \(2004\)](#). The integrated mass of this profile is given by (e.g., [Zappacosta et al. 2006](#)):

$$M(< r) = 4\pi \rho_{-2} r_{-2}^3 \frac{1}{\alpha} \exp\left(\frac{2}{\alpha}\right) \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{3/\alpha} \gamma\left(\frac{3}{\alpha}, \frac{2}{\alpha} x^\alpha\right) \quad (4)$$

where $\gamma(\eta, \lambda) = \int_0^\lambda t^{\eta-1} e^{-t} dt$ is the lower incomplete gamma function, and $x = r/r_s$. As discussed below in Sect. 5.3.2, we fit both with α free and limited to lie within the $\pm 1\sigma$ uncertainties found by [Navarro et al. \(2004\)](#) (i.e., $0.14 \leq \alpha \leq 0.20$).

NFW+star and N04+star: previous investigations of group-scale haloes have suggested that below a certain mass scale (typically ~ 2 keV), the BCG begins to make a substantial contribution to the distribution of mass in the central regions (e.g., [Gastaldello et al. 2007](#); [Sun et al. 2009](#)). As discussed in the Introduction, this contribution is potentially even more important in the case of a fossil group, where there is a considerable concentration of baryons in the centre of the potential well. We thus fitted the total mass profile with the NFW and N04 models detailed above with the addition of the mass from the central galaxy derived from our optical observations as described

⁴ Spectroscopic redshifts are available in NED for several group members in this case and, in particular, for the members brighter than $R = 14$ which fall inside the region imaged with WFI.

in Sect. 2. The fits are initially undertaken with a fixed normalisation for the stellar component of $M_*/L_R = 1.84$, as obtained from the $B - R$ colour and the formulae given in Zibetti et al. (2009a), based on a Chabrier (2003) IMF⁵.

In these fits, we first subtract the gas mass from the total gravitational mass profile to isolate the dark matter and stellar components. We then fit the resulting dark matter plus stellar mass with an NFW profile plus the stellar mass profile derived from our optical data (Sect. 2). Since we are fitting the dark matter plus stellar mass profile, the concentration we derive is for these components only. In order to calculate the total mass concentration including the mass of the hot gas, we add the mass of the hot gas to that of the dark matter plus stars, and iterate (see e.g., Zappacosta et al. 2006).

NFW+k star and N04+k star: adoption of different IMFs may result in mass estimates that differ by up to a factor 2, as shown by e.g., Bruzual & Charlot (2003, their Fig. 4). The exact form of the IMF is still a matter of debate (see Sect. 6.1.2) and therefore we also investigated the influence of freeing the normalisation of the stellar mass component. The total mass and corresponding NFW parameters are estimated by iteration as described above. We discuss the impact of the assumed IMF in detail in Sect. 6.1.2.

NFW*AC+k star and N04*AC+k star: we also investigated the possibility of adiabatic contraction of the dark matter profile using the prescription described in Gnedin et al. (2004), as implemented in the adiabatic contraction code *contra*⁶. We choose this prescription among others (Blumenthal et al. 1986; Abadi et al. 2010) for consistency with previous investigations (Zappacosta et al. 2006; Humphrey et al. 2006; Gastaldello et al. 2007). In addition, *contra* has been shown to perform well, in a statistical sense, in simulations of the dark matter response to galaxy formation for galaxies with total stellar masses at $z = 0$ in the range $2.5\text{--}6 \times 10^{10} h M_\odot$ having experienced little star formation over the last 8 Gyr (Tissera et al. 2010).

For input to the *contra* code, we need the initial and final baryon profiles and the initial dark matter profile. In this process only the stellar component is considered to affect the dark matter profile. We then proceed as follows: from the observed total mass profile we subtract the observed gas mass profile. We then fit with an NFW+k star or N04+k star model. Further subtracting the stellar mass component after this fit gives the initial dark matter profile used as input to *contra*. The initial baryon (stellar) profile is assumed to follow the same form as the initial dark matter profile, with a normalisation given by:

$$M_{\text{stellar,init}}(\leq r) = f_{\text{stellar}} \times M_{\text{DM,init}}(\leq r) \quad (5)$$

where f_{stellar} is the stellar fraction at the maximum radius of the optical data. The final baryon profile is given by the observed stellar mass profile with appropriate normalisation. *contra* is

⁵ By directly reverting to the model library of Zibetti et al. (2009a) and excluding models with amounts of dust that are unrealistic for early-type galaxies, we obtain a median likelihood $M_*/L_R = 1.41$ (thus 0.43 times lower than obtained with the above-mentioned fitting formula) with a $\pm 1\sigma(3\sigma)$ range of 1.03–1.80 (0.76–2.27). The adopted value of 1.84 should thus be regarded as an upper limit for a Chabrier IMF. Adopting a Salpeter (1955) IMF, all M/L ratios would be scaled up by a factor of 1.75.

⁶ <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~ognedin/contra/>

then run on the dark matter profile to compute the adiabatic contraction due to the stellar mass component. The resulting total mass profile is then compared to the data and the model iterated until convergence.

As we will see below, the major contributions to χ^2 come from the inner data points ($R \lesssim 30$ kpc), where the uncertainties on the temperature and density are smallest. Many of the models are formally acceptable, and it is not possible to distinguish between them purely in terms of χ^2 . Following the discussion in Gastaldello et al. (2007), we thus also give the values of the maximum fractional deviation dvi_{max} , which gives equal weight to all radial bins, as an additional discriminator of the goodness of fit. The dvi_{max} was extensively used by Jing (2000) in an investigation of the goodness of fit of the NFW analytical form to dark matter haloes both in and out of equilibrium, where it was found that a $dvi_{\text{max}} < 0.3$ represented a good fit of the NFW model.

5.3. Mass fitting results

5.3.1. RXC J0216.7-4749

While the weighted effective radius (Lewis et al. 2003) of the outermost temperature point lies at $\sim R_{500}$, the uncertainties on the mass profile of RXC J0216.7-4749 are severely affected by the presence of the central AGN. As a result, a simple NFW model with $c_{500} = 2.22 \pm 0.25$ and $M_{500} = 1.31^{+0.12}_{-0.11} \times 10^{14} M_\odot$ is an acceptable fit ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 9.8/13$) to the mass profile of this object once corrected for the AGN contribution. The AGN-corrected profile and best-fitting simple NFW model are shown in the right hand panel of Fig. 5.

Partly the good fit is because of the large uncertainties in the inner regions which are the result of the correction for the central AGN. Appendix C compares the parameters of the NFW model fit to the mass profile of RXC J0216.7-4749 in the cases of (i) no correction for the AGN contribution; (ii) excision of the central $18''$; and (iii) modelling of the AGN contribution as described in Appendix B. The total mass varies by 30 per cent, with the lowest value derived for the uncorrected mass profile and the highest value derived for the mass profile corrected for the AGN contribution. The concentration parameter, unsurprisingly, varies in the opposite sense, being highest for the uncorrected profile and lowest for the corrected profile.

The fact that we detect the mass profile directly to $\sim R_{500}$ gives us confidence that the result is not due to an extrapolation bias resulting from fitting the mass profile in a limited radial range. However, we do not pursue more complicated model fits to the mass profile of this system due to the limited quality of the data within $0.15 R_{500}$.

5.3.2. RXC J2315.7-0222

In contrast, the mass profile data of RXC J2315.7-0222 are of sufficiently good quality for a more detailed investigation: there are three well-constrained data points within 30 kpc, and the data extend to $\sim 0.8 R_{500}$, allowing us to constrain both the mass distribution in the centre and the slope of the mass profile in the outer regions with good accuracy. Figure 6 shows the mass profile data and the various model fits which we will now discuss.

The mass profile of RXC J2315.7-0222 is not well described by the simple NFW model: the reduced χ^2 is rather high ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 17.9/13$), and there is a systematic divergence of the data points from the model in the inner ~ 100 kpc (Figs. 5 and 6). The excess of mass in the inner regions with respect to the NFW profile is significant ($\sim 2.5\sigma$ for the inner point),

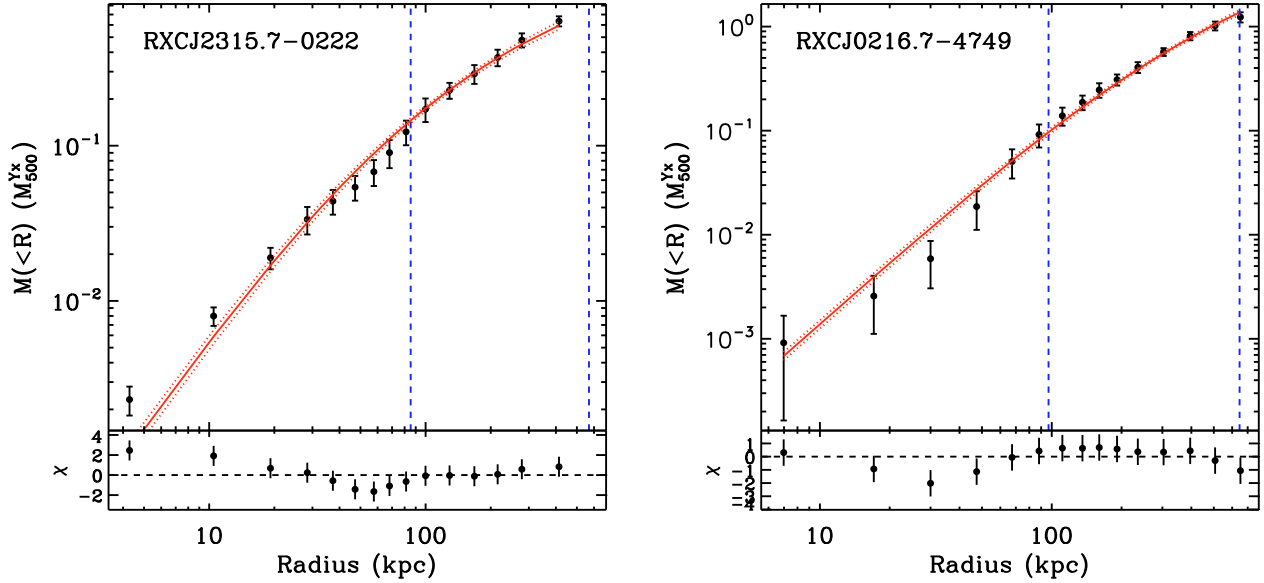


Fig. 5. Hydrostatic total mass profiles for RXC J2315.7-0222 (*left*) and RXC J0216.7-4749 (*right*). Each profile is renormalised to the mass expected from the $M_{500} - Y_X$ relation of [Arnaud et al. \(2007\)](#). Vertical dashed lines show $r = 0.15 R_{500}$ and $r = R_{500}$. The solid red line is the best fitting NFW mass profile in each case.

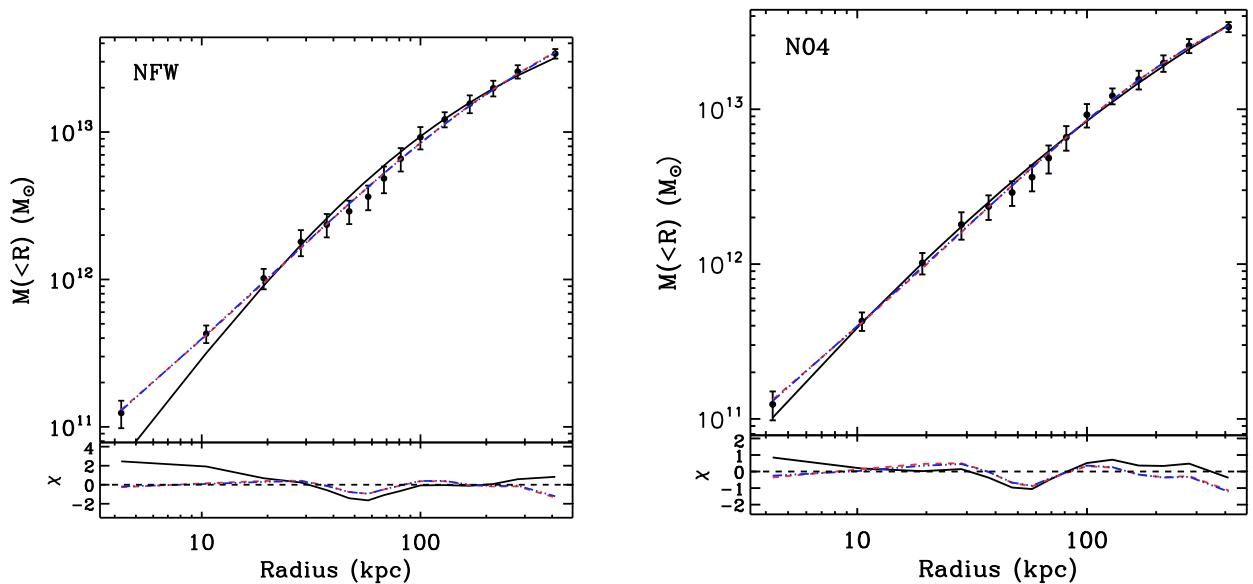


Fig. 6. Additional modelling of the mass profile of RXC J2315.7-0222. *Left panel*: NFW model fitting. The solid line is the best fitting NFW model. The dashed line adds the stellar component with free normalisation (NFW+k star); the dot-dot-dashed line adds adiabatic contraction to the dark matter component (NFW*AC+k star). *Right panel*: N04 fits, with same line styles. Corresponding best fitting parameters are listed in [Table 2](#): the quality of the fit are roughly the equivalent with and without adiabatic contraction; the main differences are in the normalisation of the stellar mass profile.

suggesting that there is a substantial contribution in the central regions due to the stellar mass component. Indeed, the initial fit of an NFW+star profile with fixed normalisation of the stellar component results in a substantial improvement in χ^2 relative to the simple NFW fit, and the central regions in particular are noticeably better fitted. The addition of the stellar mass component results in a decrease in the value of the concentration parameter, although this is not significant within the relatively

large uncertainties. Further freeing the normalisation of the stellar mass component (NFW+k star) results in another improvement in χ^2 , which an f-test confirms is very highly significant (probability 5.3×10^{-4}).

The N04 mass profile allows more centrally concentrated mass distributions than the original NFW parameterisation. Fitting this form to the total mass data with the α parameter left free results in a substantial improvement in the fit statistic

Table 2. Results of fits to the mass profile of RXC J2315.7-0222.

Model	c_{500}	α	M_{500} ($10^{13} M_{\odot}$)	R_{500} (kpc)	$f_{\text{gas},500}$	M_{\star}/L_R	M_{500}/M_{500}^{χ}	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	dvi_{max}
NFW	8.01 ± 0.82	...	3.58 ± 0.29	497 ± 14	0.093 ± 0.013	...	0.67 ± 0.07	17.9/13	1.08
NFW+star	7.33 ± 0.82	...	3.99 ± 0.33	515 ± 14	0.089 ± 0.013	1.84	0.74 ± 0.08	7.9/13	0.72
NFW+ k star	5.68 ± 0.93	...	4.33 ± 0.37	530 ± 15	0.086 ± 0.013	4.40 \pm 1.08	0.81 ± 0.09	2.8/12	0.14
NFW*AC+star	6.01 ± 0.59	...	3.99 ± 0.27	515 ± 12	0.089 ± 0.012	1.84	0.74 ± 0.07	3.65/13	0.15
NFW*AC+ k star	5.61 ± 0.12	...	4.17 ± 0.27	523 ± 11	0.087 ± 0.011	1.81 \pm 0.33	0.78 ± 0.07	2.67/12	0.14
α free									
N04	5.87 ± 0.97	0.108 ± 0.016	4.30 ± 0.35	528 ± 14	0.085 ± 0.012	...	0.80 ± 0.09	4.63/12	0.22
N04+star	5.53 ± 1.37	0.138 ± 0.042	4.42 ± 0.31	533 ± 13	0.085 ± 0.011	1.84	0.82 ± 0.08	3.78/12	0.15
N04+ k star	5.30 ± 1.04	0.299 ± 0.153	4.03 ± 0.31	517 ± 14	0.088 ± 0.012	4.50 \pm 2.34	0.75 ± 0.08	2.36/11	0.14
N04*AC+star	5.07 ± 0.95	0.241 ± 0.074	4.20 ± 0.30	524 ± 13	0.086 ± 0.012	1.84	0.78 ± 0.08	2.53/12	0.14
N04*AC+ k star	5.12 ± 1.14	0.326 ± 0.182	4.05 ± 0.30	518 ± 13	0.088 ± 0.012	2.09 \pm 1.18	0.76 ± 0.08	2.09/11	0.13
$0.14 \leq \alpha \leq 0.20$ limited									
N04	6.81 ± 0.82	0.142 ± 0.005	4.01 ± 0.31	516 ± 13	0.088 ± 0.012	...	0.75 ± 0.08	6.78/12	0.43
N04+star	6.12 ± 0.85	0.154 ± 0.021	4.28 ± 0.26	527 ± 11	0.086 ± 0.011	1.84	0.80 ± 0.08	4.02/12	0.16
N04+ k star	5.39 ± 1.05	0.189 ± 0.025	4.30 ± 0.28	528 ± 12	0.086 ± 0.011	3.64 \pm 1.39	0.80 ± 0.08	3.05/11	0.14
N04*AC+star	4.83 ± 0.65	0.193 ± 0.021	4.43 ± 0.25	533 ± 10	0.084 ± 0.010	1.84	0.83 ± 0.08	3.29/12	0.13
N04*AC+ k star	5.32 ± 1.19	0.191 ± 0.024	4.35 ± 0.26	530 ± 11	0.085 ± 0.011	1.51 \pm 0.71	0.81 ± 0.08	3.01/11	0.14

over the simple NFW case ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 4.63/12$), due primarily to a better fit of the inner three data points. However, the inferred value of $\alpha = 0.108 \pm 0.016$ is significantly lower than the mean value of 0.172 ± 0.032 found by Navarro et al. (2004), implying a density profile that is steeper in the centre and shallower at large radius than that inferred from CDM. Limiting α to lie within the $\pm 1\sigma$ uncertainties found by Navarro et al. (2004) (i.e., $0.14 \leq \alpha \leq 0.20$) results in a marginally degraded fit ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 6.78/12$).

An N04+star model with α free and a fixed stellar normalisation results in a further improvement in χ^2 over the simple N04 case and more interestingly, this fit yields a value of α that is in better agreement with the predictions from CDM. Further freeing the normalisation of the stellar component results in another improvement in χ^2 but at the expense of a higher value of α and a higher M_{\star}/L_R , although then neither parameter is well constrained. A similar trend is found for fits with α limited to lie within the $\pm 1\sigma$ uncertainties found by Navarro et al. (2004).

Finally, we investigated the case where adiabatic contraction of the dark matter is taken into account. In both the NFW and N04 cases, adiabatic contraction of the dark matter profile improves the fit slightly relative to that without. Formally the best fitting model is an NFW profile with free stellar normalisation and adiabatic contraction applied to the dark matter, but the equivalent N04 profile is statistically almost as good a fit. We discuss the implications of this result, and in particular its dependence on the assumed IMF, in the next section.

6. Discussion

6.1. Total mass profile of RXC J2315.7-0222

6.1.1. Introduction

In Sect. 5.3.2 above we showed that the best fitting mass profile model for RXC J2315.7-0222 requires a central stellar mass component, that the fit improves when the normalisation of this component is left free, and that the addition of adiabatic contraction improves the fit slightly. We emphasise that the radial reach of our observations is sufficient to place strong constraints on the overall form of the mass profile from deep in the central regions (< 10 kpc), out to a significant fraction of R_{500} . However, the main conclusions are driven by the fit to the data interior to ~ 30 kpc (i.e., the inner four data points), and the effects under

discussion (i.e., the normalisation of the stellar mass component and the effect of adiabatic contraction on the dark matter profile) are somewhat degenerate. In the following, we attempt to disentangle the influence of each effect.

Given that additional stellar mass is clearly needed, the question of the normalisation of the stellar component becomes crucial in interpreting the inner dark matter density slope. While initially the normalisation of the stellar mass component was set to $M_{\star}/L_R = 1.84$ as detailed in Sect. 5.2, formally the best fits (both in terms of χ^2 and in terms of dvi_{max}) are given by the NFW*AC + k star and N04*AC + k star models where the stellar normalisation is left free and there is adiabatic contraction of the dark matter.

6.1.2. On the choice of IMF and its impact on the best fitting mass model

As Table 2 shows, the NFW and N04 mass profile fits to RXC J2315.7-0222 significantly improve when stars are included but no prior is put on the IMF. Fits are better in an absolute sense with adiabatic contraction as implemented in Gnedin et al.'s code; however, if there is no adiabatic contraction, the 3σ ranges for M_{\star}/L_R (and thus the IMF) lie between ~ 1.2 and ~ 7.7 (for the NFW profile) or 0 and ~ 11.5 (N04 profile), i.e., it is largely unconstrained. This is to be compared with the $\pm 3\sigma$ confidence range for M_{\star}/L_R derived from the observed $B - R$ color using the large suite of models by Zibetti et al. (2009a). The predicted range is of 0.76–2.27 if a Chabrier (2003) IMF is assumed, while it is 1.33–3.97 for a Salpeter (1955) IMF. Thus, with a central value of $M_{\star}/L_R \approx 4$, the models without adiabatic contraction seem to favour more bottom-heavy IMFs like that of Salpeter (1955).

Interestingly, when an NFW profile is assumed and adiabatic contraction is applied to the dark matter, the uncertainty on M_{\star}/L_R drops by a factor of three, and the robust best-fitting value of M_{\star}/L_R is remarkably consistent with the value predicted assuming a Chabrier (2003) IMF. Similar conclusions can be drawn in the case of an N04 profile, but they are much weaker since the uncertainties on the values of M_{\star}/L_R become larger. In other words, inclusion of adiabatic contraction leads naturally to an M_{\star}/L_R that is consistent with a Chabrier IMF whereas the models without adiabatic contraction tend to prefer a Salpeter IMF.

Hence, the assumption of a particular dark matter profile seems to impact on the robustness of the conclusions on the IMF. Distinguishing between IMFs at the low-mass end is an extremely challenging task: in fact, although low mass stars contribute significantly to the mass, their optical/near-IR flux is negligible and thus photometric measurements at these wavelengths provide very weak constraints. While the inclusion of more bands (especially near-IR) would partly restrict the possible range of M_*/L_R at fixed IMF, this would not alleviate the systematic uncertainty deriving from the unknown IMF.

The standard Salpeter (1955) IMF corresponds to a single-slope power law $\phi(M) \propto M^{-s}$ for $0.1 < M < 100 M_\odot$, where $s = 2.35$. It provides the lowest value of the stellar mass-to- B -band luminosity ratio (M_*/L_B) with respect to analogous IMFs with a very steep (dwarf dominated) or a very flat (remnant dominated) slopes. Yet for nearby elliptical galaxies, suitable simple stellar population (SSP) models with ages of 12 Gyr predict a value of M_*/L_B which is twice as large as that inferred from dynamical models (under the assumption of a constant stellar mass-to-light ratio, e.g., van der Marel 1991). This excludes any single-slope IMF and enforces a flattening of the IMF with respect to the Salpeter slope below $\sim 0.5\text{--}0.7 M_\odot$ (e.g., Renzini 2005). Consistently, direct stellar counts in Galactic globular clusters (Paresce & De Marchi 2000) and young clusters with ages ranging from a few Myr to 1 Gyr (de Marchi et al. 2005; see also Bouvier et al. 2005) point to an IMF with a log-normal form below $1 M_\odot$. This conclusion holds for the present day mass function of fields in the Galactic Disc (Chabrier 2003; Moraux et al. 2004) or Bulge (Zoccali 2005, and references therein).

Interestingly, in an analogous *Chandra* study of mass profiles in seven elliptical galaxies with either galaxy-scale or group-scale halos (Humphrey et al. 2006), the stellar mass-to- K -band luminosity ratio (M_*/L_K) was found to be consistent with SSP models assuming a Kroupa (2001) IMF. The latter contains a flattening below $\sim 0.5\text{--}0.7 M_\odot$, similar to a Chabrier (2003) IMF.

The IMF is also indicated as the most significant source of systematic uncertainty in a recent test of adiabatic contraction using profiles of 75 086 elliptical galaxies from the Sloan Digital Sky Survey (Schulz et al. 2009). This study is based on weak lensing observations in the outskirts of the halo and measurements of the stellar velocity dispersion in the inner regions of galaxies for stacked galaxy samples. Schulz et al. conclude that stellar masses need to be larger by a factor of two with respect to those obtained with a Kroupa IMF to explain the inner dynamical-mass excess in their data without adiabatic contraction, but such an increase would create tension with results from SAURON (Cappellari et al. 2006).

From this discussion, we conclude that fits to the mass profile of RXC J2315.7–0222 yielding low values of M_*/L_R (i.e., with a Chabrier-like IMF) must be preferred on physical grounds. This implies that some form of adiabatic contraction has to be invoked whatever the underlying dark matter profile. This conclusion is at odds with that of Humphrey et al. (2006), who cast some doubt on the Gnedin et al. (2004) adiabatic contraction scenario since their best-fitting NFW*AC+star models to early type galaxy mass profiles yielded significantly lower values of M_*/L_K than predicted by a Kroupa (2001) IMF. At variance with their best-fits, we do see a significant change in the uncertainties associated with the best-fitting values of M_*/L_R when adiabatic contraction is applied, at no cost of tension with the values predicted by a range of IMFs. However, we do confirm that allowing adiabatic contraction does not produce evident

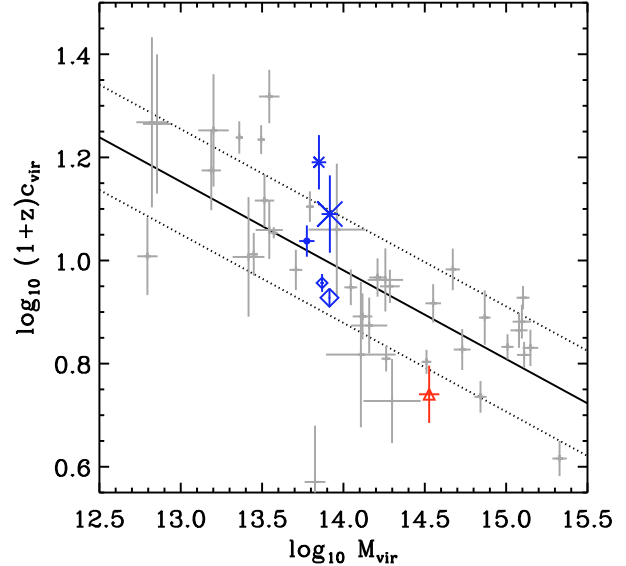


Fig. 7. Fossils on the $c_{\text{vir}} - M_{\text{vir}}$ compilation from Buote et al. (2007). Normal cluster and group data are plotted in grey; the black solid line is the best fitting $c_{\text{vir}} - M_{\text{vir}}$ relation found by Buote et al. and the dotted line the 1σ uncertainties. Open triangle: RXC J0216.7-4749 NFW fit with AGN contribution removed. All other symbols refer to RXC J2315.7-0222. Filled circle: NFW fit. Small asterisk: NFW+star. Large asterisk: NFW+k star. Small diamond: NFW*AC+star. Large diamond: NFW*AC+k star.

improvements in the significance of the best fits, irrespective of the halo profile.

The different conclusion regarding the role played by adiabatic contraction may result from the limited spatial extent of the halo and galaxy regions probed in the study of Humphrey et al. (2006); alternatively, the dissimilar nature of the objects under study in the present work and in that of Humphrey et al. (early-type galaxies vs. fossil groups) may cause other conclusions to be drawn.

6.1.3. Characteristics of the dark matter profile

As mentioned in the introduction, fossil systems are so named because they are supposed to be the endpoint of the merger history of an early-forming compact group and as such their dark matter profile should reflect their early age of formation in a higher concentration than average. An important question that remains to be addressed is whether the concentration of the dark matter profile of RXC J2315.7-0222 is any different from typical literature values for non-fossil systems of a similar mass.

The simple NFW fit to the total mass density profile leads to the highest concentration of any of the model fits, supporting the conclusions of Mamon & Łokas (2005), who suggested that neglect of the central stellar mass in the central regions, together with a restricted radial fitting range, could mimic a high mass density concentration, as was found by some earlier work (e.g., Khosroshahi et al. 2004)⁷. We find that depending on the mass model, the resulting values of M_{500} only cover a relatively small range from $3.6\text{--}4.4 \times 10^{13} M_\odot$, with corresponding concentration parameters $c = 5\text{--}8$. Applying adiabatic

⁷ Note that the extremely high concentration found for NGC 6482 by Khosroshahi et al. (2004) may also have exacerbated by the limited radial range of their data.

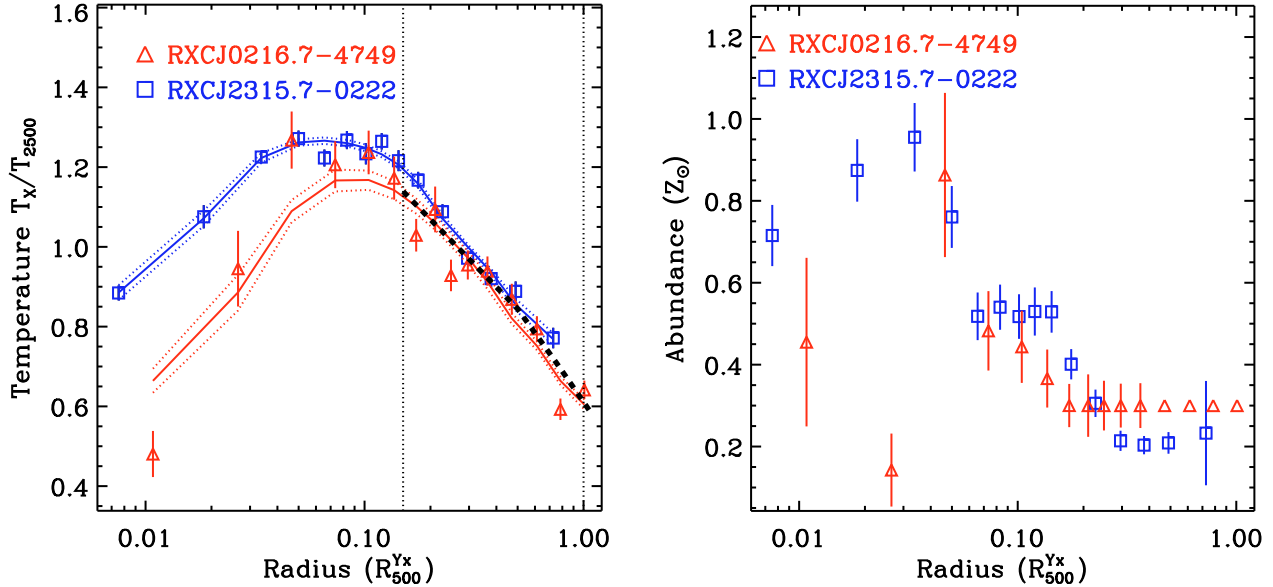


Fig. 8. *Left panel:* temperature profiles scaled by R_{500}^{Yx} (646 kpc and 569 kpc, for RXC J0216.7-4749 and RXC J2315.7-0222, respectively) and T_{2500} (2.25 keV and 1.41 keV for RXC J0216.7-4749 and RXC J2315.7-0222, respectively), where T_{2500} is the spectral temperature in the aperture $[0.15-1] R_{500}$. The black dashed line shows the best fitting slope in the radial range $[0.15-1] R_{500}$. *Right panel:* abundance profiles scaled by R_{500}^{Yx} . Points with no error bars are frozen at $Z/Z_\odot = 0.3$.

contraction to the dark matter generally lowers the concentration (see Table 2).

Figure 7 shows the concentration parameter derived from the various NFW model fits compared to the data compilation of relaxed systems from Buote et al. (2007)⁸. The two fossil groups in the present analysis do not exhibit particularly high or low concentrations in view of the considerable dispersion in the range of measured values. Furthermore, the small span of values we find for both c and M_{500} suggest that we have sufficient radial leverage to make an unbiased estimate of these parameters.

6.1.4. Effect of possible central point source

The mass profile results discussed above for RXC J2315.7-0222 were derived assuming that there is no additional central point source that emits in X-rays. As this might actually be the case, we investigated the possibility that a second component may exist by fitting the spectrum of the inner three annuli with a power law of fixed slope $\Gamma = 1.4$ in addition to the thermal emission model. In the innermost spectral region, a better fit is obtained with the MeKaL plus powerlaw model (confirmed by an F-test), suggesting that a central X-ray source may indeed be present and contributing ≤ 10 per cent of the emission in that region⁹. We thus corrected for the effect of this central source on the density and temperature profiles as described in Appendix B and refitted the mass profile with the mass models described above in Sect. 5.2. The best fitting model parameters are given in Table D.1.

⁸ We compute Δ_{vir} using $\Delta_c(z) = 18\pi^2 + 82 \times [\Omega_m(z) - 1] - 39 \times [\Omega_m(z) - 1]^2$ with $\Omega_m(z) \equiv \Omega_m(z=0) = 0.3$ (see Bryan & Norman 1998).

⁹ The upper limit to the X-ray luminosity of this source in the 2–10 keV band is $L \sim 2.9 \times 10^{39}$ erg s⁻¹ which is consistent with the luminosity expected from low mass X-ray binaries according to Grimm et al. (2002) study of X-ray binaries in the Galaxy.

While there is a slight change in concentration towards lower values (as expected), the most important result is that the same trends and conclusions are valid for this analysis as for the analysis assuming no central source. We are thus confident that our conclusions regarding the properties of the mass and dark matter profiles of this system are robust to the presence of a central X-ray point source (if any).

6.2. Gas properties

6.2.1. Scaled temperature and abundance profiles

The scaled temperature and abundance profiles of the two fossil groups are shown in Fig. 8. When plotted with a logarithmic radial axis, the temperature profiles for both of the groups exhibit the bell shape typical of cool core clusters (e.g., Vikhlinin et al. 2006; Pratt et al. 2007). The temperature peak is found interior to $0.1 R_{500}$ in each case, further in than is observed in clusters and in agreement with the findings of Sun et al. (2009) from the analysis of a large sample of groups. Outside the core regions the temperature profiles both decline with a similar slope. We fitted the combined data set in the $[0.15-1] R_{500}$ radial range with the model $T/T_{2500} = N \times (1 + r/R_{500})^\alpha$, for which we find $N = 1.33 \pm 0.03$ and $\alpha = -1.13 \pm 0.05$. These values are consistent with those found by Sun et al. (2009), suggesting that fossils are not exceptional in the properties of their inner or outer temperature profiles when compared to other systems. The abundance profiles of the two groups are substantially similar, exhibiting an off-centre abundance peak similar to that seen in some other observations of group scale objects (e.g., Rasmussen & Ponman 2007), where the mean profile rises towards the central regions, then exhibits a drop in the inner ~ 20 kpc.

6.2.2. Entropy and gas mass fraction

The entropy profiles of the two groups are shown in the left hand panel of Fig. 9. As is conventional, “entropy” is calculated from

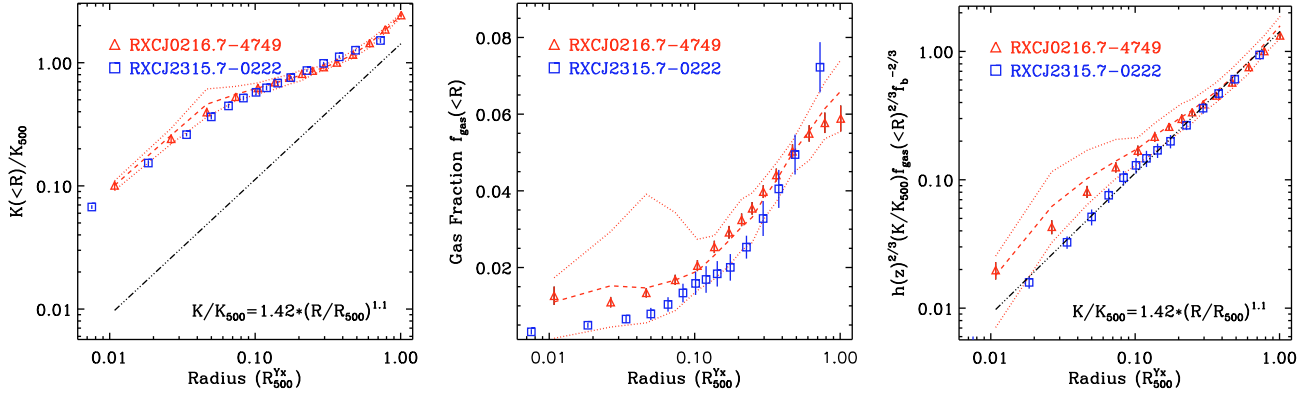


Fig. 9. *Left panel:* entropy scaled by $R_{500}^{y_x}$ and K_{500} . *Middle panel:* gas mass fraction profiles. *Right panel:* scaled entropy multiplied by gas mass fraction. In *left and right hand panels*, the dashed line shows the baseline entropy prediction of Voit et al. (2005).

the density and temperature profiles: $K = kT/n_e^{2/3}$; in addition, they have been scaled by the characteristic entropy of the system

$$K_{500} = 106 \text{ keV cm}^{-2} \left(\frac{M_{500}}{10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}} \right)^{2/3} \left(\frac{1}{f_b} \right)^{2/3} E(z)^{-2/3} h_{70}^{-4/3} \quad (6)$$

(e.g., Voit et al. 2005; Pratt et al. 2010). The dashed line shows the best fitting power law fit to the median entropy profile in the radial range $[0.1-1] R_{200}$ for the clusters formed in the non-radiative simulations of Voit et al. (2005). The observed profiles exhibit much the same form, and lie very significantly above the baseline prediction, as is expected if non-gravitational processes affect the ICM to a greater extent at the group scale. The entropy excess is significant even at large radius (and in the case of RXC J0216.7-4749, this is true at R_{500}), in agreement with the results of Sun et al. (2009) and in contrast to the relative lack of excess at large radius found in clusters (Nagai et al. 2007; Sun et al. 2009; Pratt et al. 2010). The radial entropy slope is shallower than the typical value of 1.1 except in the very outer regions ($r \gtrsim 0.6 R_{500}$).

The middle panel of Fig. 9 shows the integrated gas mass fraction profiles $f_{\text{gas}}(<R) = M_{\text{gas}}(<R)/M(<R)$. The gas mass fraction increases with radius in each case. The average gas mass fraction at R_{2500} is $f_{\text{gas},2500} = 0.045 \pm 0.005$, consistent with the results of the larger sample of groups studied by Sun et al. (2009). As Table 2 shows, measurement of the gas mass fraction of RXC J2315.7-0222 at R_{500} is somewhat model dependent. The simple NFW model, which gives the worst fit to the overall mass profile, yields the highest value of $f_{\text{gas},500}$ due to the model's systematic underestimate of the data point at ~ 400 kpc (Fig. 6). The most reliable values can be obtained from the best fitting models, yielding $f_{\text{gas},500} \sim 0.087$ for this group, a value consistent with those found by Sun et al. (2009) for systems of similar temperature.

The link between increased entropy and the total gas content was recently demonstrated by Pratt et al. (2010), who showed that multiplication of the scaled entropy profile with the scaled gas mass fraction profile, in effect correcting the entropy for the difference in total gas content with radius, yielded entropy distributions that were in good agreement with the predictions from adiabatic simulations. We show the corresponding fossil group profiles in the right hand panel of Fig. 9; clearly, this correction also works on the group scale, providing further evidence that gas content is the key to understanding the physical processes responsible for the behaviour of the entropy.

7. Conclusions

We have presented the first deep X-ray and wide field optical imaging observations of two candidate fossil groups, RXC J0216.7-4749 and RXC J2315.7-0222. Based on the criteria established by Jones et al. (2003), and taking into account the various uncertainties involved in the definition of R_{500} , we argue that RXC J0216.7-4749 is a bona fide fossil system and RXC J2315.7-0222, if not formally fossil, shares strong physical similarities with this type of object. The X-ray data quality is exceptional for this type of object, extending from $[0.01-0.75] R_{500}$ in both cases, allowing us to investigate in detail the properties of their profiles. While unfortunately the central regions of RXC J0216.7-4749 are contaminated by a bright X-ray point source that contributes ~ 40 per cent of the emission in the central temperature profile bin, we devise a method to correct for its presence and derive the resulting corrected density and temperature profiles.

The object temperatures are 2.05 ± 0.05 keV and 1.68 ± 0.03 keV for RXC J0216.7-4749 and RXC J2315.7-0222, respectively, when measured in the $[0.15-1] R_{500}$ region, placing them squarely in the galaxy group category. Both systems exhibit regular, highly peaked X-ray emission centred on the BCG, indicative of their being morphologically relaxed objects. The temperature profiles both describe the shape typical of cool core systems, but with a temperature peak at $\sim 0.075 R_{500}$, closer to the centre than is observed for more massive systems. Their entropy profiles show a considerable excess above the expectations from non-radiative simulations across the entire measured radial range (this is true out to R_{500} for RXC J0216.7-4749).

Using the temperature and density profiles, and assuming hydrostatic equilibrium, we calculated the total mass profiles of the two groups. For RXC J0216.7-4749, the best fitting NFW model yields $c_{500} = 2.22 \pm 0.25$ and $M_{500} = 1.31^{+0.12}_{-0.11} \times 10^{14} M_{\odot}$; however, mass constraints overall are weak due to the uncertainties associated with correction for the AGN, and we do not fit more complex models to these data.

The mass profile of RXC J2315.7-0222 is of sufficient quality for deeper investigation. We find that consideration of the stellar mass of the central galaxy is essential to provide a good fit to the data. The best fitting mass model is either the Sérsic-like profile proposed by Navarro et al. (2004) with an index α in agreement with predictions, or an NFW profile, in each case plus a stellar component. The concentration is not especially high compared to non-fossil systems, and appears to be in the range observed and expected for normal systems. Applying adiabatic

contraction to the dark matter improves the fit slightly and consistently yields a lower M_*/L_R ratio. Based on the range of derived M_*/L_R ratios and comparison to a range of literature IMFs, we argue that low M_*/L_R fits are preferred on physical grounds, implying that adiabatic contraction has operated in this system. These conclusions are robust to the presence of a possible central X-ray point source.

Clearly the most significant source of uncertainty in our analysis is the IMF. Observation of more extreme fossil systems may allow unambiguous detection of the adiabatic contraction effect on the dark matter, and provide evidence that these systems are indeed older than normal systems. As it stands, in the presence of such excellent data, better observational and theoretical progress on the IMF is necessary to draw definitive conclusions.

Acknowledgements. We thank R. Piffaretti for useful discussions, J. Thomas for help with deprojection of the stellar luminosity profile, H. Böhringer for help with the initial target selection, and the referee for a useful report. The present work is based on observations obtained with *XMM-Newton*, an ESA science mission with instruments and contributions directly funded by ESA Member States and the USA (NASA). IRAF is the Image Reduction and Analysis Facility, a general purpose software system for the reduction and analysis of astronomical data. IRAF is written and supported by the IRAF programming group at the National Optical Astronomy Observatories (NOAO) in Tucson, Arizona. NOAO is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), Inc. under cooperative agreement with the National Science Foundation.

Appendix A: Background processing for RXC J2315.7-0222

In the case of RXC J2315.7-0222 the source emission fills the *XMM-Newton* field of view, limiting the application of our standard method, which relies on a source-free region from which to estimate the local background, and ultimately, the CXB contribution to the annular cluster spectra. For this system, we thus adopted the following procedure to calculate the surface brightness and temperature profiles.

A.1. Surface brightness profile

We take the surface brightness profile subtracted from the FWC background data and fit it with the analytical model proposed by Vikhlinin et al. (2006) plus a constant to estimate the CXB background level. We then take the mean between the CXB estimated with our standard method (which is an upper limit) and the constant level estimated from the fit. We then checked our estimate of the CXB contribution using *ROSAT* data from a region around the position of RXC J2315.7-0222, finding that the estimates are consistent. We use the mean CXB estimate and add the difference between the result from the standard method and the analytical model plus constant model fit as a systematic error.

A.2. Spectral analysis

An estimate of the spectral contribution from the CXB was obtained by simultaneously fitting the two outermost annuli with a model consisting of two unabsorbed thermal components corresponding to the galaxy and the local bubble, an absorbed powerlaw with slope fixed to $\Gamma = 1.4$ corresponding to the contribution from unresolved AGN, and an absorbed thermal emission model representing the group component. Physical background parameters were linked between the two areas (temperatures, powerlaw index, etc.) but the normalisation of the background contribution was allowed to vary. The final best fitting background model is then used in the fit to the inner annuli,

with its normalisation scaled to the ratio of the areas under consideration.

We checked that the CXB contribution estimated from the spectral analysis was consistent with that obtained from the surface brightness profile.

Appendix B: Estimating the AGN contribution for RXC J0216.7-4749

RXC J0216.7-4749 was found to have an X-ray bright AGN at its centre, manifesting itself after our standard deconvolution in a very cusped density profile and a flat inner temperature profile (see Fig. B.1). Various tests confirmed our suspicion; for instance an F-test showed that the addition of a power law component in the central regions considerably improved the spectral fit, and the surface brightness profile was better fitted with an AB model (Pratt & Arnaud 2002) plus a point source convolved with the PSF.

We first sampled the central region in such a way as to maximise the AGN contribution to the innermost temperature profile bin. In this $9''$ region, a single thermal emission model fit yields a $\chi^2/\text{d.o.f.} \sim 3$ and a temperature of $kT \sim 2.5$ keV. Adding an absorbed powerlaw improves the fit considerably (confirmed with an F-test), and suggests that the AGN contributes 40–50 per cent of the total counts in this region. We used several different methods to estimate the AGN contribution, as listed below.

1. Fitting the surface brightness profile with an analytical model (Vikhlinin et al. 2006) plus a point source:
 - fit the surface brightness profile with the model (fossil plus point source);
 - integrate each component of the result (fossil and AGN) in each annulus;
 - fit the spectra of the annuli and tune the powerlaw normalisation so as to find a consistent count rate for the powerlaw component in the 0.3–2 keV band (corresponding to the extraction band of the surface brightness profile).
2. Fitting the surface brightness profile with an AB profile model (Pratt & Arnaud 2002) plus point source, repeating the steps in 1 above. This alternative was introduced because the analytical model of Vikhlinin et al. (2006) is designed for cool core systems, whose brightness distributions behave differently to a point source when convolved with a PSF.
3. Fitting the spectrum of the central region with a thermal emission model plus an absorbed powerlaw:
 - fit the spectrum of the first annulus with a source plus powerlaw model. The free parameters are the fossil properties (temperature, abundance, ...) and the normalisation of the powerlaw component. The powerlaw index is fixed to $\Gamma = 1.4$. We use as a constraint the fit result of the first annulus only because the AGN contribution decreases rapidly outside this region and the spectral fit tends to find zero contribution at odds with the expectation from the surface brightness analysis;
 - estimate the AGN count rate in the 0.3–2 keV band from the spectral fit;
 - fit the surface brightness profile with an analytical model (Pratt & Arnaud 2002) plus point source, with the point source normalisation tuned to obtain an AGN contribution consistent with the results from the spectral fit.

We consider the final method to give the best estimate of the AGN count rate contribution as it combines both imaging and

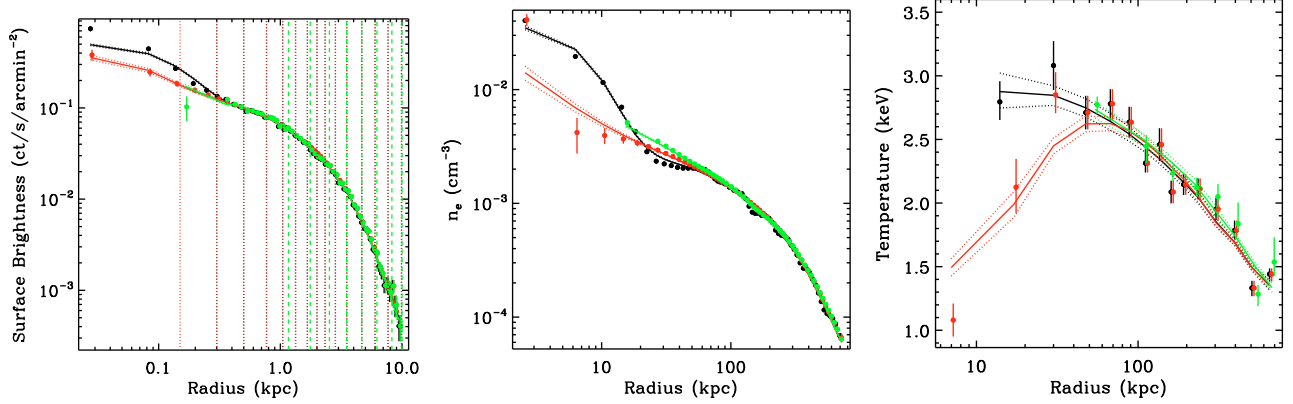


Fig. B.1. Surface brightness (*left*), density (*middle*) and temperature (*right*) profiles of RXC J0216.7-4749. Black: standard analysis with no correction for the AGN contribution (the inner point of the temperature profile is omitted because the single thermal model gives a $\chi^2/\nu > 2$). Green: analysis after excision of the inner 18'' of profile data. Red: analysis with AGN contribution corrected as described in this Appendix.

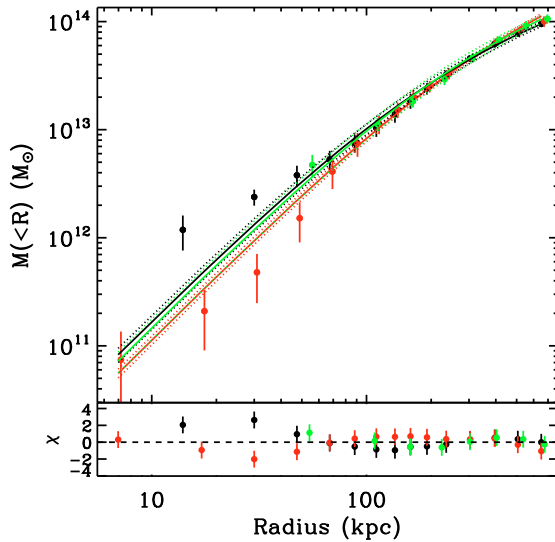


Fig. B.2. The mass profile of RXC J0216.7-4749. Data points are the mass profile derived from hydrostatic equilibrium and solid lines are the best fitting model in each case. Black: standard analysis with no correction for the AGN contribution (the inner point is omitted because the single thermal model gives a $\chi^2/\nu > 2$). Green: analysis after excision of the inner 18'' of mass profile data. Red: analysis with AGN contribution corrected as described in this Appendix.

spectroscopic constraints. Using this method the AGN contribution in the first three temperature profile annuli of RXC J0216.7-4749 is estimated to be 40, 18 and 6 per cent, respectively. To compute the uncertainty on the AGN contribution we change its normalisation in XSPEC so as to obtain $\Delta\chi^2 \sim 1$, fixing all the other parameters. The resulting relative error is ~ 3.5 per cent.

Appendix C: Effect of central regions on mass profile modelling of RXC J0216.7-4749

In this Appendix, we are interested in the effect of various ways of dealing with the AGN on the parameters resulting from an NFW model fit to the mass profile. The three cases we considered are illustrated in Fig. B.1, which shows the surface brightness (left panel), deconvolved density (middle panel) and deconvolved temperature (right panel) profile of each case. Figure B.2

Table C.1. Effect of excising the central regions (CUTCENTRE) or modelling the AGN contribution to the central regions (AGNMOD) on the parameters derived from an NFW model fit to the mass profile of RXC J0216.7-4749.

NFW fit parameter	TOT	CUTCENTRE	AGNMOD
M_{500} ($10^{14} M_{\odot}$)	$1.0^{+0.07}_{-0.065}$	$1.16^{+0.13}_{-0.12}$	$1.3^{+0.12}_{-0.11}$
c_{500}	$3.51^{+0.39}_{-0.39}$	$2.93^{+0.50}_{-0.50}$	$2.22^{+0.25}_{-0.25}$

shows the resulting mass profiles and best fitting NFW models; model parameters are listed in Table C.1. The three cases are:

- No correction (black profiles). Here the point source is clearly visible in the surface brightness profile, and our standard deconvolution process yields a strongly peaked density profile. The temperature profile is flat in the inner regions. The resulting mass profile has an excess of mass in the centre compared to the NFW model fit, which does not fit the data points very well ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 15.0/12$). This fit gives the lowest value of M_{500} and the highest concentration.
- Exclusion of the central 18'' (green profiles). In this case we lose all constraints on the core mass profile of the group, relying on the outer data points to constrain the shape of the mass profile. The NFW model fit is good ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 2.4/6$), and yields values of M_{500} and c that are intermediate between a fit of the uncorrected profile and a fit of the profile with correction for AGN contamination.
- Modelling of the AGN contribution as described above in Appendix B (red profiles). Here we have the tightest constraints on the mass profile shape, from a profile that extends from $[0.01-1] R_{500}$. The NFW fit is again good ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 10.0/13$), but yields the highest value of M_{500} and the lowest value of c .

Appendix D: Mass modelling results for RXC J2315.7-0222 with correction for additional central point source

As discussed in Sect. 6.1.4, a fit to the spectrum of the central region suggests the possible presence of a point source contribution at the <10 per cent level. The density and temperature profiles were thus corrected for the presence of this

Table D.1. Results of fits to the mass profile of RXC J2315.7-0222 with correction for a possible central point source.

Model	c_{500}	α	M_{500} ($10^{13} M_{\odot}$)	R_{500} (kpc)	$f_{\text{gas},500}$	M_{\star}/L_R	$M_{500}/M_{500}^{Y_x}$	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	dvi_{max}
NFW	7.14 ± 0.60	...	3.80 ± 0.25	509 ± 10	0.089 ± 0.011	...	0.72 ± 0.07	18.3/13	0.55
NFW+star	6.63 ± 0.61	...	4.18 ± 0.13	523 ± 5	0.086 ± 0.008	1.84	0.78 ± 0.06	9.7/13	0.28
NFW+ k star	5.71 ± 0.81	...	4.18 ± 0.13	524 ± 5	0.086 ± 0.008	3.34 ± 1.04	0.78 ± 0.06	7.7/12	0.25
NFW*AC+star	5.31 ± 0.29	...	4.18 ± 0.13	523 ± 5	0.086 ± 0.008	1.84	0.78 ± 0.06	9.29/13	0.36
NFW*AC+ k star	5.70 ± 0.14	...	4.18 ± 0.12	524 ± 5	0.086 ± 0.008	1.38 ± 0.31	0.78 ± 0.06	7.34/12	0.25
N04	5.27 ± 0.84	0.118 ± 0.021	4.40 ± 0.31	532 ± 13	0.084 ± 0.011	...	0.82 ± 0.08	6.48/12	0.18
N04+star	5.43 ± 0.92	0.161 ± 0.037	4.39 ± 0.23	532 ± 10	0.084 ± 0.010	1.84	0.82 ± 0.07	6.57/12	0.20
N04+ k star	5.60 ± 1.07	0.177 ± 0.092	4.35 ± 0.22	530 ± 9	0.084 ± 0.009	1.58 ± 1.97	0.81 ± 0.07	6.51/11	0.21
N04*AC+star	4.88 ± 0.66	0.262 ± 0.063	4.25 ± 0.21	526 ± 9	0.085 ± 0.009	1.84	0.79 ± 0.07	7.31/12	0.30
N04*AC+ k star	5.42 ± 1.14	0.188 ± 0.104	4.38 ± 0.19	532 ± 8	0.084 ± 0.009	0.80 ± 0.94	0.82 ± 0.07	6.36/11	0.21

possible central point source as described in Appendix B. The resulting mass profiles were refitted with the mass models described in Sect. 5.2. The best fitting model parameters are given in Table D.1.

References

- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Fardal, M., Babul, A., & Steinmetz, M. 2010, MNRAS, in press, [arXiv:0902.2477]
- Allen, S. W., Schmidt, R. W., & Fabian, A. C. 2001, MNRAS, 328, L37
- Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. 2007, A&A, 474, L37
- Arnouts, S., Vandame, B., Benoist, C., et al. 2001, A&A, 379, 740
- Baade, D., Meisenheimer, K., Iwert, O., et al. 1999, The Messenger, 95, 15
- Barnes, J., & White, S. D. M. 1984, MNRAS, 211, 753
- Bartelmann, M., & Steinmetz, M. 1996, MNRAS, 283, 431
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Flores, R., & Primack, J. R. 1986, ApJ, 301, 27
- Bouvier, J., Moraux, E., & Stauffer, J. 2005, in The Initial Mass Function 50 Years Later, ed. E. Corbelli, F. Palla, & H. Zinnecker, Astrophys. Space Sci. Libr., 327, 61
- Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
- Bryan, G. L., & Norman, M. L. 1998, ApJ, 495, 80
- Buote, D. A., Gastaldello, F., Humphrey, P. J., et al. 2007, ApJ, 664, 123
- Cappellari, M., Bacon, R., Bureau, M., et al. 2006, MNRAS, 366, 1126
- Chabrier, G. 2003, ApJ, 586, L133
- Croston, J. H., Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. 2006, A&A, 459, 1007
- Croston, J. H., Pratt, G. W., Böhringer, H., et al. 2008, A&A, 487, 431
- de Marchi, G., Paresce, F., & Portegies Zwart, S. 2005, in The Initial Mass Function 50 Years Later, ed. E. Corbelli, F. Palla, & H. Zinnecker, Astrophys. Space Sci. Libr., 327, 77
- de Vaucouleurs, G. 1948, Ann. Astrophys., 11, 247
- Duffy, A. R., Schaye, J., Kay, S. T., & Dalla Vecchia, C. 2008, MNRAS, 390, L64
- Duffy, A. R., Schaye, J., Kay, S. T., et al. 2010, MNRAS, 405, 2161
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, ApJ, 136, 748
- Gastaldello, F., Buote, D. A., Humphrey, P. J., et al. 2007, ApJ, 669, 158
- Gavazzi, G., Zibetti, S., Boselli, A., et al. 2001, A&A, 372, 29
- Ghizzardi, S. 2002, EPIC-MCT-TN-012
- Gnedin, O. Y., Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., & Nagai, D. 2004, ApJ, 616, 16
- Grimm, H., Gilfanov, M., & Sunyaev, R. 2002, A&A, 391, 923
- Humphrey, P. J., Buote, D. A., Gastaldello, F., et al. 2006, ApJ, 646, 899
- Jing, Y. P. 2000, ApJ, 535, 30
- Jones, L. R., Ponman, T. J., Horton, A., et al. 2003, MNRAS, 343, 627
- Khosroshahi, H. G., Jones, L. R., & Ponman, T. J. 2004, MNRAS, 349, 1240
- Kravtsov, A. V., Vikhlinin, A., & Nagai, D. 2006, ApJ, 650, 128
- Kron, R. G. 1980, ApJS, 43, 305
- Kroupa, P. 2001, MNRAS, 322, 231
- Landolt, A. U. 1992, AJ, 104, 340
- Lewis, A. D., Buote, D. A., & Stocke, J. T. 2003, ApJ, 586, 135
- Magorrian, J. 1999, MNRAS, 302, 530
- Mamon, G. A., & Łokas, E. L. 2005, MNRAS, 362, 95
- Markevitch, M., Forman, W. R., Sarazin, C. L., & Vikhlinin, A. 1998, ApJ, 503, 77
- Mazzotta, P., Rasia, E., Moscardini, L., & Tormen, G. 2004, MNRAS, 354, 10
- Mignano, A., Miralles, J.-M., da Costa, L., et al. 2007, A&A, 466, 541
- Moraux, E., Kroupa, P., & Bouvier, J. 2004, A&A, 426, 75
- Nagai, D., Kravtsov, A. V., & Vikhlinin, A. 2007, ApJ, 668, 1
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, ApJ, 490, 493
- Navarro, J. F., Hayashi, E., Power, C., et al. 2004, MNRAS, 349, 1039
- Neumann, D. M., & Arnaud, M. 1999, A&A, 348, 711
- Paresce, F., & De Marchi, G. 2000, ApJ, 534, 870
- Pointecouteau, E., Arnaud, M., & Pratt, G. W. 2005, A&A, 435, 1
- Ponman, T. J., Allan, D. J., Jones, L. R., et al. 1994, Nature, 369, 462
- Poole, G. B., Babul, A., McCarthy, I. G., et al. 2007, MNRAS, 380, 437
- Pratt, G. W., & Arnaud, M. 2002, A&A, 394, 375
- Pratt, G. W., & Arnaud, M. 2003, A&A, 408, 1
- Pratt, G. W., Böhringer, H., Croston, J. H., et al. 2007, A&A, 461, 71
- Pratt, G. W., Arnaud, M., Piffaretti, R., et al. 2010, A&A, 511, A85
- Rasmussen, J., & Ponman, T. J. 2007, MNRAS, 380, 1554
- Renzini, A. 2005, in The Initial Mass Function 50 Years Later, ed. E. Corbelli, F. Palla, & H. Zinnecker, Astrophys. Space Sci. Libr., 327, 221
- Renzini, A., & da Costa, L. N. 1997, The Messenger, 87, 23
- Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161
- Sand, D. J., Treu, T., Ellis, R. S., Smith, G. P., & Kneib, J. 2008, ApJ, 674, 711
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Schmidt, R. W., & Allen, S. W. 2007, MNRAS, 379, 209
- Schulz, A. E., Mandelbaum, R., & Padmanabhan, N. 2009, MNRAS, submitted [arXiv:0911.2260]
- Sun, M., Voit, G. M., Donahue, M., et al. 2009, ApJ, 693, 1142
- Tissera, P. B., White, S. D. M., Pedrosa, S., & Scannapieco, C. 2010, MNRAS, 406, 922
- van der Marel, R. P. 1991, MNRAS, 253, 710
- Vikhlinin, A. 2006, ApJ, 640, 710
- Vikhlinin, A., Forman, W., & Jones, C. 1999, ApJ, 525, 47
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., et al. 2006, ApJ, 640, 691
- Voit, G. M., Kay, S. T., & Bryan, G. L. 2005, MNRAS, 364, 909
- von Benda-Beckmann, A. M., D'Onghia, E., Gottlöber, S., et al. 2008, MNRAS, 386, 2345
- Zappacosta, L., Buote, D. A., Gastaldello, F., et al. 2006, ApJ, 650, 777
- Zibetti, S., Charlot, S., & Rix, H. 2009a, MNRAS, 400, 1181
- Zibetti, S., Pierini, D., & Pratt, G. W. 2009b, MNRAS, 392, 525
- Zoccali, M. 2005, in The Initial Mass Function 50 Years Later, ed. E. Corbelli, F. Palla, & H. Zinnecker, Astrophys. Space Sci. Libr., 327, 95

Bibliographie

- [1] G. O. Abell. The Distribution of Rich Clusters of Galaxies. *ApJS*, 3 :211–+, May 1958.
- [2] G. O. Abell, H. G. Corwin, Jr., and R. P. Olowin. A catalog of rich clusters of galaxies. *ApJS*, 70 :1–138, May 1989.
- [3] A. Albrecht, G. Bernstein, R. Cahn, W. L. Freedman, J. Hewitt, W. Hu, J. Huth, M. Kamionkowski, E. W. Kolb, L. Knox, J. C. Mather, S. Staggs, and N. B. Suntzeff. Report of the Dark Energy Task Force. *ArXiv Astrophysics e-prints*, September 2006.
- [4] S. W. Allen, D. A. Rapetti, R. W. Schmidt, H. Ebeling, R. G. Morris, and A. C. Fabian. Improved constraints on dark energy from Chandra X-ray observations of the largest relaxed galaxy clusters. *MNRAS*, 383 :879–896, January 2008.
- [5] K. Andersson, B. A. Benson, P. A. R. Ade, K. A. Aird, B. Armstrong, M. Bautz, L. E. Bleem, M. Brodwin, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, S. Desai, M. A. Dobbs, J. P. Dudley, R. J. Foley, W. R. Forman, G. Garmire, E. M. George, M. D. Gladders, N. W. Halverson, F. W. High, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, C. Jones, M. Joy, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, M. Lueker, D. P. Marrone, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, S. S. Murray, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, C. L. Reichardt, A. Rest, J. Ruel, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, J. Song, H. G. Spieler, B. Stalder, Z. Staniszewski, A. A. Stark, C. W. Stubbs, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, A. Vikhlinin, R. Williamson, Y. Yang, and O. Zahn. X-ray Properties of the First SZE-selected Galaxy Cluster Sample from the South Pole Telescope. *ArXiv e-prints*, June 2010.
- [6] S. Anokhin. *Evolution des lois d'échelle dans les amas de galaxies à partir d'observations du satellite XMM : physique de la formation des grandes structures*. PhD thesis, Université de Paris 7, January 2008.
- [7] M. Arnaud. X-ray observations of clusters of galaxies. In F. Melchiorri & Y. Rephaeli, editor, *Background Microwave Radiation and Intracluster Cosmology*, pages 77–+, 2005.
- [8] M. Arnaud, S. Majerowicz, D. Lumb, D. M. Neumann, N. Aghanim, A. Blanchard, M. Boer, D. J. Burke, C. A. Collins, M. Giard, J. Nevalainen, R. C. Nichol, A. K. Romer, and R. Sadat. XMM-Newton observation of the distant ($z=0.6$) galaxy cluster RX J1120.1+4318. *A&A*, 390 :27–38, July 2002.

-
- [9] M. Arnaud, D. M. Neumann, N. Aghanim, R. Gastaud, S. Majerowicz, and J. P. Hughes. Measuring cluster temperature profiles with XMM/EPIC. *A&A*, 365 :L80–L86, January 2001.
- [10] M. Arnaud, E. Pointecouteau, and G. W. Pratt. The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. II. The M-T relation. *A&A*, 441 :893–903, October 2005.
- [11] M. Arnaud, E. Pointecouteau, and G. W. Pratt. Calibration of the galaxy cluster M_{500} - Y_X relation with XMM-Newton. *A&A*, 474 :L37–L40, November 2007.
- [12] M. Arnaud, G. W. Pratt, R. Piffaretti, H. Böhringer, J. H. Croston, and E. Pointecouteau. The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (REXCESS) and the Y_{SZ} - M_{500} relation. *A&A*, 517 :A92+, July 2010.
- [13] P. Astier, J. Guy, N. Regnault, R. Pain, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, R. G. Carlberg, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, H. Lafoux, J. D. Neill, N. Palanque-Delabrouille, K. Perrett, C. J. Pritchet, J. Rich, M. Sullivan, R. Taillet, G. Aldering, P. Antilogus, V. Arsenijevic, C. Balland, S. Baumont, J. Bronder, H. Courtois, R. S. Ellis, M. Filiol, A. C. Gonçalves, A. Goobar, D. Guide, D. Hardin, V. Lusser, C. Lidman, R. McMahan, M. Mouchet, A. Mourao, S. Perlmutter, P. Riposte, C. Tao, and N. Walton. The Supernova Legacy Survey : measurement of Ω_M, Ω_Λ and w from the first year data set. *A&A*, 447 :31–48, February 2006.
- [14] G. R. Blumenthal, S. M. Faber, R. Flores, and J. R. Primack. Contraction of dark matter galactic halos due to baryonic infall. *ApJ*, 301 :27–34, February 1986.
- [15] H. Böhringer, P. Schuecker, G. W. Pratt, M. Arnaud, T. J. Ponman, J. H. Croston, S. Borgani, R. G. Bower, U. G. Briel, C. A. Collins, M. Donahue, W. R. Forman, A. Finoguenov, M. J. Geller, L. Guzzo, J. P. Henry, R. Kneissl, J. J. Mohr, K. Matsu-shita, C. R. Mullis, T. Ohashi, K. Pedersen, D. Pierini, H. Quintana, S. Raychaudhury, T. H. Reiprich, A. K. Romer, P. Rosati, K. Sabirli, R. F. Temple, P. T. P. Viana, A. Vikhlinin, G. M. Voit, and Y.-Y. Zhang. The representative XMM-Newton cluster structure survey (REXCESS) of an X-ray luminosity selected galaxy cluster sample. *A&A*, 469 :363–377, July 2007.
- [16] C. Borys, S. Chapman, M. Halpern, and D. Scott. The Hubble Deep Field North SCUBA Super-map - I. Submillimetre maps, sources and number counts. *MNRAS*, 344 :385–398, September 2003.
- [17] F. R. Bouchet. The Planck Satellite : Status & Perspectives. *ArXiv e-prints*, November 2009.
- [18] G. L. Bryan and M. L. Norman. Statistical Properties of X-Ray Clusters : Analytic and Numerical Comparisons. *ApJ*, 495 :80–+, March 1998.
- [19] J. S. Bullock, T. S. Kolatt, Y. Sigad, R. S. Somerville, A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, J. R. Primack, and A. Dekel. Profiles of dark haloes : evolution, scatter and environment. *MNRAS*, 321 :559–575, March 2001.
- [20] D. A. Buote, F. Gastaldello, P. J. Humphrey, L. Zappacosta, J. S. Bullock, F. Brighenti, and W. G. Mathews. The X-Ray Concentration-Virial Mass Relation. *ApJ*, 664 :123–134, July 2007.
-

- [21] J. E. Carlstrom, P. A. R. Ade, K. A. Aird, B. A. Benson, L. E. Bleem, S. Busetti, C. L. Chang, E. Chauvin, H. -. Cho, T. M. Crawford, A. T. Crites, M. A. Dobbs, N. W. Halverson, S. Heimsath, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, M. Joy, R. Keisler, T. M. Lanting, A. T. Lee, E. M. Leitch, J. Leong, W. Lu, M. Lueker, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, D. Schwan, E. Shirokoff, H. G. Spieler, Z. Staniszewski, A. A. Stark, and K. V. J. D. Vieira. The 10 Meter South Pole Telescope. *ArXiv e-prints*, July 2009.
- [22] J. E. Carlstrom, G. P. Holder, and E. D. Reese. Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich Effect. *ARA&A*, 40 :643–680, 2002.
- [23] J. E. Carlstrom, M. K. Joy, L. Grego, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. J. Mohr, S. Patel, and E. D. Reese. Imaging the Sunyaev-Zel'dovich Effect. *Physica Scripta Volume T*, 85 :148–+, 2000.
- [24] A. Cavaliere and R. Fusco-Femiano. X-rays from hot plasma in clusters of galaxies. *A&A*, 49 :137–144, May 1976.
- [25] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, and D. Zaritsky. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *ApJ*, 648 :L109–L113, September 2006.
- [26] M. Colless, B. A. Peterson, C. Jackson, J. A. Peacock, S. Cole, P. Norberg, I. K. Baldry, C. M. Baugh, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. Cannon, C. Collins, W. Couch, N. Cross, G. Dalton, R. De Propris, S. P. Driver, G. Efstathiou, R. S. Ellis, C. S. Frenk, K. Glazebrook, O. Lahav, I. Lewis, S. Lumsden, S. Maddox, D. Madgwick, W. Sutherland, and K. Taylor. The 2dF Galaxy Redshift Survey : Final Data Release. *ArXiv Astrophysics e-prints*, June 2003.
- [27] A. R. Cooray. Galaxy clusters : oblate or prolate? *MNRAS*, 313 :783–788, April 2000.
- [28] J. H. Croston, M. Arnaud, E. Pointecouteau, and G. W. Pratt. An improved deprojection and PSF-deconvolution technique for galaxy-cluster X-ray surface-brightness profiles. *A&A*, 459 :1007–1019, December 2006.
- [29] X. Dai, J. N. Bregman, C. S. Kochanek, and E. Rasia. On the Baryon Fractions in Clusters and Groups of Galaxies. *ApJ*, 719 :119–125, August 2010.
- [30] G. de Zotti, R. Ricci, D. Mesa, L. Silva, P. Mazzotta, L. Toffolatti, and J. González-Nuevo. Predictions for high-frequency radio surveys of extragalactic sources. *A&A*, 431 :893–903, March 2005.
- [31] J. Démoclès, G. W. Pratt, D. Pierini, M. Arnaud, S. Zibetti, and E. D’Onghia. Testing adiabatic contraction of dark matter in fossil group candidates. *A&A*, 517 :A52+, July 2010.
- [32] F.-X. Desert, A. Benoit, S. Gaertner, J.-P. Bernard, N. Coron, J. Delabrouille, P. de Marcillac, M. Giard, J.-M. Lamarre, B. Lefloch, J.-L. Puget, and A. Sirbi. Observations of the Sunyaev-Zel'dovich effect at high angular resolution towards the galaxy clusters A665, A2163 and CL0016+16. *New A*, 3 :655–669, December 1998.
- [33] A. R. Duffy, J. Schaye, S. T. Kay, C. Dalla Vecchia, R. A. Battye, and C. M. Booth. Impact of baryon physics on dark matter structures : a detailed simulation study of halo density profiles. *MNRAS*, 405 :2161–2178, July 2010.

-
- [34] G. Efstathiou, W. J. Sutherland, and S. J. Maddox. The cosmological constant and cold dark matter. *Nature*, 348 :705–707, December 1990.
- [35] J. A. Frieman, M. S. Turner, and D. Huterer. Dark Energy and the Accelerating Universe. *ARA&A*, 46 :385–432, September 2008.
- [36] F. Gastaldello, D. A. Buote, P. J. Humphrey, L. Zappacosta, J. S. Bullock, F. Brighenti, and W. G. Mathews. Probing the Dark Matter and Gas Fraction in Relaxed Galaxy Groups with X-Ray Observations from Chandra and XMM-Newton. *ApJ*, 669 :158–183, November 2007.
- [37] O. Y. Gnedin, A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, and D. Nagai. Response of Dark Matter Halos to Condensation of Baryons : Cosmological Simulations and Improved Adiabatic Contraction Model. *ApJ*, 616 :16–26, November 2004.
- [38] J. R. I. Gott, M. Jurić, D. Schlegel, F. Hoyle, M. Vogele, M. Tegmark, N. Bahcall, and J. Brinkmann. A Map of the Universe. *ApJ*, 624 :463–484, May 2005.
- [39] J. P. Henry. X-Ray Temperatures for the Extended Medium-Sensitivity Survey High-Redshift Cluster Sample : Constraints on Cosmology and the Dark Energy Equation of State. *ApJ*, 609 :603–616, July 2004.
- [40] G. Holder, Z. Haiman, and J. J. Mohr. Constraints on Ω_m , Ω_Λ , and σ_8 from Galaxy Cluster Redshift Distributions. *ApJ*, 560 :L111–L114, October 2001.
- [41] P. J. Humphrey, D. A. Buote, F. Gastaldello, L. Zappacosta, J. S. Bullock, F. Brighenti, and W. G. Mathews. A Chandra View of Dark Matter in Early-Type Galaxies. *ApJ*, 646 :899–918, August 2006.
- [42] A. Jenkins, C. S. Frenk, F. R. Pearce, P. A. Thomas, J. M. Colberg, S. D. M. White, H. M. P. Couchman, J. A. Peacock, G. Efstathiou, and A. H. Nelson. Evolution of Structure in Cold Dark Matter Universes. *ApJ*, 499 :20–+, May 1998.
- [43] A. Jenkins, C. S. Frenk, S. D. M. White, J. M. Colberg, S. Cole, A. E. Evrard, H. M. P. Couchman, and N. Yoshida. The mass function of dark matter haloes. *MNRAS*, 321 :372–384, February 2001.
- [44] L. R. Jones, T. J. Ponman, A. Horton, A. Babul, H. Ebeling, and D. J. Burke. The nature and space density of fossil groups of galaxies. *MNRAS*, 343 :627–638, August 2003.
- [45] J. B. Juin, D. Yvon, A. Réfrégier, and C. Yèche. Cosmology with wide-field SZ cluster surveys : selection and systematic effects. *A&A*, 465 :57–65, April 2007.
- [46] J.B. Juin. *Exploration par simulation des observations grand champ d’amas de galaxies Sunyaev-Zel’dovich- Intérêt en cosmologie-*. PhD thesis, Université de Strasbourg, September 2005.
- [47] J. S. Kaastra, A. M. Bykov, S. Schindler, J. A. M. Bleeker, S. Borgani, A. Diaferio, K. Dolag, F. Durret, J. Nevalainen, T. Ohashi, F. B. S. Paerels, V. Petrosian, Y. Rephaeli, P. Richter, J. Schaye, and N. Werner. Clusters of Galaxies : Beyond the Thermal View. *Space Sci. Rev.*, 134 :1–6, February 2008.
- [48] N. Kaiser. Evolution and clustering of rich clusters. *MNRAS*, 222 :323–345, September 1986.
-

- [49] H. G. Khosroshahi, L. R. Jones, and T. J. Ponman. An old galaxy group : Chandra X-ray observations of the nearby fossil group NGC 6482. *MNRAS*, 349 :1240–1250, April 2004.
- [50] H. G. Khosroshahi, T. J. Ponman, and L. R. Jones. Scaling relations in fossil galaxy groups. *MNRAS*, 377 :595–606, May 2007.
- [51] T. Kitayama and Y. Suto. Semianalytic Predictions for Statistical Properties of X-Ray Clusters of Galaxies in Cold Dark Matter Universes. *ApJ*, 469 :480–+, October 1996.
- [52] E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. R.olta, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *ArXiv e-prints*, January 2010.
- [53] A. V. Kravtsov, A. Vikhlinin, and D. Nagai. A New Robust Low-Scatter X-Ray Mass Indicator for Clusters of Galaxies. *ApJ*, 650 :128–136, October 2006.
- [54] O. Lahav, P. B. Lilje, J. R. Primack, and M. J. Rees. Dynamical effects of the cosmological constant. *MNRAS*, 251 :128–136, July 1991.
- [55] M. Longhetti and P. Saracco. Stellar mass estimates in early-type galaxies : procedures, uncertainties and models dependence. *MNRAS*, 394 :774–794, April 2009.
- [56] G. A. Mamon and E. L. Lokas. Dark matter in elliptical galaxies - I. Is the total mass density profile of the NFW form or even steeper ? *MNRAS*, 362 :95–109, September 2005.
- [57] J. C. Mather, D. J. Fixsen, R. A. Shafer, C. Mosier, and D. T. Wilkinson. Calibrator Design for the COBE Far-Infrared Absolute Spectrophotometer (FIRAS). *ApJ*, 512 :511–520, February 1999.
- [58] P. Mazzotta, E. Rasia, L. Moscardini, and G. Tormen. Comparing the temperatures of galaxy clusters from hydrodynamical N-body simulations to Chandra and XMM-Newton observations. *MNRAS*, 354 :10–24, October 2004.
- [59] J.-B. Melin, J. G. Bartlett, and J. Delabrouille. Catalog extraction in SZ cluster surveys : a matched filter approach. *A&A*, 459 :341–352, November 2006.
- [60] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics - Implications for galaxies. *ApJ*, 270 :371–389, July 1983.
- [61] M. Milgrom. A Modification of the Newtonian Dynamics - Implications for Galaxy Systems. *ApJ*, 270 :384–+, July 1983.
- [62] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *ApJ*, 270 :365–370, July 1983.
- [63] D. Nagai, A. V. Kravtsov, and A. Vikhlinin. Effects of Galaxy Formation on Thermodynamics of the Intracluster Medium. *ApJ*, 668 :1–14, October 2007.
- [64] F. Nati, P. Ade, A. Boscaleri, D. Brienza, M. Calvo, S. Colafrancesco, L. Conversi, P. de Bernardis, M. de Petris, A. Delbart, P. Hargrave, A. Iacoangeli, J. B. Juin, C. Magneville, C. Marini Bettolo, S. Masi, P. Mauskopf, F. Melchiorri, L. Nati, A. Orlando,

- Y. Rephaeli, G. Romeo, J. P. Pansart, S. Peterzen, F. Piacentini, G. Pisano, G. Polenta, L. Salvaterra, G. Savini, C. Tucker, and D. Yvon. The OLIMPO experiment. *New A Rev.*, 51 :385–389, March 2007.
- [65] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *ApJ*, 490 :493–+, December 1997.
- [66] J. F. Navarro, E. Hayashi, C. Power, A. R. Jenkins, C. S. Frenk, S. D. M. White, V. Springel, J. Stadel, and T. R. Quinn. The inner structure of Λ CDM haloes - III. Universality and asymptotic slopes. *MNRAS*, 349 :1039–1051, April 2004.
- [67] D. M. Neumann and M. Arnaud. Regularity in the X-ray surface brightness profiles of galaxy clusters and the M-T relation. *A&A*, 348 :711–727, August 1999.
- [68] K. A. Olive, G. Steigman, and T. P. Walker. Primordial nucleosynthesis : theory and observations. *Phys. Rep.*, 333 :389–407, August 2000.
- [69] E. O’Sullivan, D. A. Forbes, and T. J. Ponman. A catalogue and analysis of X-ray luminosities of early-type galaxies. *MNRAS*, 328 :461–484, December 2001.
- [70] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and The Supernova Cosmology Project. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *ApJ*, 517 :565–586, June 1999.
- [71] S. Pires, J. B. Juin, D. Yvon, Y. Moudden, S. Anthoine, and E. Pierpaoli. Sunyaev-Zel’dovich cluster reconstruction in multiband bolometer camera surveys. *A&A*, 455 :741–755, August 2006.
- [72] T. Plagge, B. A. Benson, P. A. R. Ade, K. A. Aird, L. E. Bleem, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H.-M. Cho, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, M. A. Dobbs, E. M. George, N. R. Hall, N. W. Halverson, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, M. Joy, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, M. Lueker, D. Marrone, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, S. Padin, C. Pryke, C. L. Reichardt, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, H. G. Spieler, B. Stalder, Z. Staniszewski, A. A. Stark, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, R. Williamson, and O. Zahn. Sunyaev-Zel’dovich Cluster Profiles Measured with the South Pole Telescope. *ApJ*, 716 :1118–1135, June 2010.
- [73] E. Pointecouteau, M. Arnaud, and G. W. Pratt. The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. I. The universal mass profile. *A&A*, 435 :1–7, May 2005.
- [74] T. J. Ponman, D. J. Allan, L. R. Jones, M. Merrifield, I. M. McHardy, H. J. Lehto, and G. A. Luppino. A possible fossil galaxy group. *Nature*, 369 :462–464, June 1994.
- [75] G. W. Pratt and M. Arnaud. The mass profile of <ASTROBJ>A1413</ASTROBJ> observed with XMM-Newton : Implications for the M-T relation. *A&A*, 394 :375–393, November 2002.
- [76] G. W. Pratt and M. Arnaud. Entropy scaling in galaxy clusters : Insights from an XMM-Newton observation of the poor cluster <ASTROBJ>A1983</ASTROBJ>. *A&A*, 408 :1–16, September 2003.

- [77] G. W. Pratt, M. Arnaud, R. Piffaretti, H. Böhringer, T. J. Ponman, J. H. Croston, G. M. Voit, S. Borgani, and R. G. Bower. Gas entropy in a representative sample of nearby X-ray galaxy clusters (REXCESS) : relationship to gas mass fraction. *A&A*, 511 :A85+, February 2010.
- [78] G. W. Pratt, J. H. Croston, M. Arnaud, and H. Böhringer. Galaxy cluster X-ray luminosity scaling relations from a representative local sample (REXCESS). *A&A*, 498 :361–378, May 2009.
- [79] D. Rapetti, S. W. Allen, A. Mantz, and H. Ebeling. Constraints on modified gravity from the observed X-ray luminosity function of galaxy clusters. *MNRAS*, 400 :699–704, December 2009.
- [80] E. Rasia, S. Ettori, L. Moscardini, P. Mazzotta, S. Borgani, K. Dolag, G. Tormen, L. M. Cheng, and A. Diaferio. Systematics in the X-ray cluster mass estimators. *MNRAS*, 369 :2013–2024, July 2006.
- [81] R. Ricci, I. Prandoni, C. Gruppioni, R. J. Sault, and G. de Zotti. High-frequency radio observations of the Kühn sample and the epoch-dependent luminosity function of flat-spectrum quasars. *A&A*, 445 :465–469, January 2006.
- [82] R. Ricci, E. M. Sadler, R. D. Ekers, L. Staveley-Smith, W. E. Wilson, M. J. Kesteven, R. Subrahmanyam, M. A. Walker, C. A. Jackson, and G. De Zotti. First results from the Australia Telescope Compact Array 18-GHz pilot survey. *MNRAS*, 354 :305–320, October 2004.
- [83] J. Rich. *Fundamentals of Cosmology*. 2010.
- [84] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. Stubbs, N. B. Suntzeff, and J. Tonry. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, 116 :1009–1038, September 1998.
- [85] J. Ruhl, P. A. R. Ade, J. E. Carlstrom, H.-M. Cho, T. Crawford, M. Dobbs, C. H. Greer, N. w. Halverson, W. L. Holzapfel, T. M. Lanting, A. T. Lee, E. M. Leitch, J. Leong, W. Lu, M. Lueker, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, M. C. Runyan, D. Schwan, M. K. Sharp, H. Spieler, Z. Staniszewski, and A. A. Stark. The South Pole Telescope. In C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, & J. Zmuidzinas, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 5498 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pages 11–29, October 2004.
- [86] R. H. Sanders. Clusters of galaxies with modified Newtonian dynamics. *MNRAS*, 342 :901–908, July 2003.
- [87] C. L. Sarazin. *X-ray emission from clusters of galaxies*. 1988.
- [88] A. E. Schulz, R. Mandelbaum, and N. Padmanabhan. Testing adiabatic contraction with SDSS elliptical galaxies. *ArXiv e-prints*, November 2009.
- [89] R. K. Sheth, H. J. Mo, and G. Tormen. Ellipsoidal collapse and an improved model for the number and spatial distribution of dark matter haloes. *MNRAS*, 323 :1–12, May 2001.

-
- [90] R. K. Sheth and G. Tormen. Large-scale bias and the peak background split. *MNRAS*, 308 :119–126, September 1999.
- [91] V. Springel, S. D. M. White, A. Jenkins, C. S. Frenk, N. Yoshida, L. Gao, J. Navarro, R. Thacker, D. Croton, J. Helly, J. A. Peacock, S. Cole, P. Thomas, H. Couchman, A. Evrard, J. Colberg, and F. Pearce. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435 :629–636, June 2005.
- [92] Z. Staniszewski, P. A. R. Ade, K. A. Aird, B. A. Benson, L. E. Bleem, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H.-M. Cho, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, M. A. Dobbs, N. W. Halverson, G. P. Holder, W. L. Holzappel, J. D. Hrubes, M. Joy, R. Keisler, T. M. Lanting, A. T. Lee, E. M. Leitch, A. Loehr, M. Lueker, J. J. McMahan, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, C.-C. Ngeow, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, C. L. Reichardt, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, H. G. Spieler, B. Stalder, A. A. Stark, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, O. Zahn, and A. Zenteno. Galaxy Clusters Discovered with a Sunyaev-Zel’dovich Effect Survey. *ApJ*, 701 :32–41, August 2009.
- [93] M. Sun, G. M. Voit, M. Donahue, C. Jones, W. Forman, and A. Vikhlinin. Chandra Studies of the X-Ray Gas Properties of Galaxy Groups. *ApJ*, 693 :1142–1172, March 2009.
- [94] M. Tegmark, M. R. Blanton, M. A. Strauss, F. Hoyle, D. Schlegel, R. Scoccimarro, M. S. Vogeley, D. H. Weinberg, I. Zehavi, A. Berlind, T. Budavari, A. Connolly, D. J. Eisenstein, D. Finkbeiner, J. A. Frieman, J. E. Gunn, A. J. S. Hamilton, L. Hui, B. Jain, D. Johnston, S. Kent, H. Lin, R. Nakajima, R. C. Nichol, J. P. Ostriker, A. Pope, R. Scranton, U. Seljak, R. K. Sheth, A. Stebbins, A. S. Szalay, I. Szapudi, L. Verde, Y. Xu, J. Annis, N. A. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, F. J. Castander, I. Csabai, J. Loveday, M. Doi, M. Fukugita, J. R. Gott, III, G. Hennessy, D. W. Hogg, Ž. Ivezić, G. R. Knapp, D. Q. Lamb, B. C. Lee, R. H. Lupton, T. A. McKay, P. Kunszt, J. A. Munn, L. O’Connell, J. Peoples, J. R. Pier, M. Richmond, C. Rockosi, D. P. Schneider, C. Stoughton, D. L. Tucker, D. E. Vanden Berk, B. Yanny, and D. G. York. The Three-Dimensional Power Spectrum of Galaxies from the Sloan Digital Sky Survey. *ApJ*, 606 :702–740, May 2004.
- [95] J. Tinker, A. V. Kravtsov, A. Klypin, K. Abazajian, M. Warren, G. Yepes, S. Gottlöber, and D. E. Holz. Toward a Halo Mass Function for Precision Cosmology : The Limits of Universality. *ApJ*, 688 :709–728, December 2008.
- [96] P. B. Tissera, S. D. M. White, S. Pedrosa, and C. Scannapieco. Dark matter response to galaxy formation. *MNRAS*, 406 :922–935, August 2010.
- [97] P. Tisserand, L. Le Guillou, C. Afonso, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, É. Aubourg, P. Bareyre, J. P. Beaulieu, X. Charlot, C. Coutures, R. Ferlet, P. Fouqué, J. F. Glicenstein, B. Goldman, A. Gould, D. Graff, M. Gros, J. Haissinski, C. Hamadache, J. de Kat, T. Lasserre, É. Lesquoy, C. Loup, C. Magneville, J. B. Marquette, É. Maurice, A. Maury, A. Milsztajn, M. Moniez, N. Palanque-Delabrouille, O. Perdureau, Y. R. Rahal, J. Rich, M. Spiro, A. Vidal-Madjar, L. Vigroux, S. Zylberajch, and The EROS-2 Collaboration. Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds. *A&A*, 469 :387–404, July 2007.
- [98] V. Trimble. Existence and nature of dark matter in the universe. *ARA&A*, 25 :425–472, 1987.
-

-
- [99] R. Šuhada, J. Song, H. Böhringer, B. A. Benson, J. Mohr, R. Fassbender, A. Finoguenov, D. Pierini, G. W. Pratt, K. Andersson, R. Armstrong, and S. Desai. XMM-Newton detection of two clusters of galaxies with strong SPT Sunyaev-Zel'dovich effect signatures. *A&A*, 514 :L3+, May 2010.
- [100] K. Vanderlinde, T. M. Crawford, T. de Haan, J. P. Dudley, L. Shaw, P. A. R. Ade, K. A. Aird, B. A. Benson, L. E. Bleem, M. Brodwin, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, A. T. Crites, S. Desai, M. A. Dobbs, R. J. Foley, E. M. George, M. D. Gladders, N. R. Hall, N. W. Halverson, F. W. High, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, M. Joy, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, A. Loehr, M. Lueker, D. P. Marrone, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, C. -. Ngeow, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, C. L. Reichardt, A. Rest, J. Ruel, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, E. Shirokoff, J. Song, H. G. Spieler, B. Stalder, Z. Staniszewski, A. A. Stark, C. W. Stubbs, A. van Engelen, J. D. Vieira, R. Williamson, Y. Yang, O. Zahn, and A. Zenteno. Galaxy Clusters Selected with the Sunyaev-Zel'dovich Effect from 2008 South Pole Telescope Observations. *ArXiv e-prints*, March 2010.
- [101] A. Vikhlinin. Predicting a Single-Temperature Fit to Multicomponent Thermal Plasma Spectra. *ApJ*, 640 :710–715, April 2006.
- [102] A. Vikhlinin, R. A. Burenin, H. Ebeling, W. R. Forman, A. Hornstrup, C. Jones, A. V. Kravtsov, S. S. Murray, D. Nagai, H. Quintana, and A. Voevodkin. Chandra Cluster Cosmology Project. II. Samples and X-Ray Data Reduction. *ApJ*, 692 :1033–1059, February 2009.
- [103] A. Vikhlinin, A. Kravtsov, W. Forman, C. Jones, M. Markevitch, S. S. Murray, and L. Van Speybroeck. Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters : Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation. *ApJ*, 640 :691–709, April 2006.
- [104] A. Vikhlinin, A. V. Kravtsov, R. A. Burenin, H. Ebeling, W. R. Forman, A. Hornstrup, C. Jones, S. S. Murray, D. Nagai, H. Quintana, and A. Voevodkin. Chandra Cluster Cosmology Project III : Cosmological Parameter Constraints. *ApJ*, 692 :1060–1074, February 2009.
- [105] A. Vikhlinin, B. R. McNamara, A. Hornstrup, H. Quintana, W. Forman, C. Jones, and M. Way. X-Ray Overluminous Elliptical Galaxies : A New Class of Mass Concentrations in the Universe? *ApJ*, 520 :L1–L4, July 1999.
- [106] G. M. Voit. Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies. *Reviews of Modern Physics*, 77 :207–258, April 2005.
- [107] G. M. Voit, S. T. Kay, and G. L. Bryan. The baseline intracluster entropy profile from gravitational structure formation. *MNRAS*, 364 :909–916, December 2005.
- [108] L. Wang and P. J. Steinhardt. Cluster Abundance Constraints for Cosmological Models with a Time-varying, Spatially Inhomogeneous Energy Component with Negative Pressure. *ApJ*, 508 :483–490, December 1998.
- [109] L. Zappacosta, D. A. Buote, F. Gastaldello, P. J. Humphrey, J. Bullock, F. Brighenti, and W. Mathews. The Absence of Adiabatic Contraction of the Radial Dark Matter Profile in the Galaxy Cluster A2589. *ApJ*, 650 :777–790, October 2006.
- [110] S. Zibetti, S. Charlot, and H.-W. Rix. Resolved stellar mass maps of galaxies - I. Method and implications for global mass estimates. *MNRAS*, 400 :1181–1198, December 2009.
-

Étude des scénarios de formation des grandes structures dans l'Univers avec les amas de galaxies observés en X et par effet SZ

Les amas de galaxies sont les plus grandes structures formées par effondrement gravitationnel. Ils sont mentionnés au rang de sonde cosmologique pour leur sensibilité aux paramètres de densité de matière Ω_M , de normalisation du spectre de puissance des fluctuations σ_8 mais aussi aux paramètres d'énergie noire Ω_{DE} et w_{DE} .

Cette thèse se veut tirer partie de l'observation multi-longueur d'onde des amas de galaxies afin d'optimiser leur exploitation en cosmologie. En particulier, elle approfondit deux aspects de l'utilisation de l'abondance d'amas : la caractérisation statistique des catalogues d'amas et l'étalonnage des relations d'échelle entre leur masse et leurs observables. Dans le contexte des catalogues d'amas détectés par effet Sunyaev-Zel'dovich, comme réalisés avec l'expérience Planck ou SPT, elle calcule un modèle d'observation. Ce modèle permet la caractérisation statistique des catalogues d'amas en terme de complétude, de photométrie et de contamination. Son application sur la distribution théorique d'amas donne accès à l'abondance observée. Une analyse de Fisher permet d'estimer la précision attendue sur la mesure des paramètres cosmologiques associée aux catalogues d'amas détectés. En particulier, un effet systématique important est lié à l'incertitude sur les relations d'échelle entre la masse et l'observable, ici, le flux SZ.

La physique dissipative des baryons est la première cause de complexification des relations d'échelle. L'analyse de données de deux groupes fossiles observés avec XMM-Newton permet de mettre en perspective l'influence de celle-ci à la fois sur les relations d'échelle et sur la distribution de matière à l'échelle des groupes.

mots-clès : *amas de galaxies, cosmologie, XMM-Newton, effet Sunyaev-Zel'dovich, fonction de sélection*

Study of structure formation scenarios with X-ray and SZ observed galaxy clusters

Galaxy clusters are the largest structures formed by gravitational collapse. They are cited as cosmological probes for their dependance on the matter density parameter Ω_M , the normalisation of the power spectrum of density fluctuations σ_8 and the Dark Energy parameters Ω_{DE} and w_{DE} .

This thesis takes advantage of the multi-wavelength observation of galaxy clusters in order to optimize their cosmological exploitation. In particular, it deals with two aspects : the statistical characterisation of cluster catalogues and the existence of scaling relations between their mass and their observables. It presents an observation model for SZ detected cluster catalogues, as it is the case for the Planck and SPT experiments. This model characterizes of the catalogues in terms of completeness, photometry and contamination. Its direct application to the theoretical distribution of clusters enables us to compute the observed cluster abundance. A Fisher analysis estimates the potential of cosmological parameter constraints associated with this abundance. We notice that one of the main limitations of constraints comes from the uncertainty of the scaling relation.

Dissipative physics of the baryons are the main feature of the complexification of the scaling relations. The data analysis of two fossil groups observed with XMM-Newton shed light on the influence of dissipative physics on both the scaling relations and the matter distribution of gas and dark matter at group scale.

key-words : *galaxy cluster, observational cosmology, XMM-Newton, Sunyaev-Zel'dovich Effect, selection function*