



Test des modèles d'Energie Noire et propriétés physiques des amas de galaxies

Pierre Delsart

► To cite this version:

Pierre Delsart. Test des modèles d'Energie Noire et propriétés physiques des amas de galaxies. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2011. Français. NNT: . tel-00648140

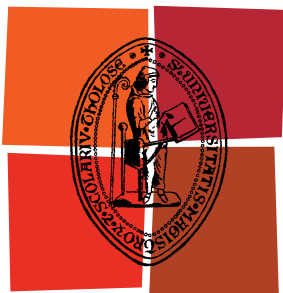
HAL Id: tel-00648140

<https://theses.hal.science/tel-00648140v1>

Submitted on 5 Dec 2011

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Astrophysique & Cosmologie

Présentée et soutenue par :

Pierre DELSART

le : 26 octobre 2011

Titre :

Test des modèles d'Energie Noire et propriétés physiques des amas de
galaxies

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

Unité de recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie - IRAP

Directeur(s) de Thèse :

Alain BLANCHARD (directeur)

Domingos BARBOSA (co-directeur)

Rapporteurs :

Pr. James BARTLETT

Dr. Carlos Alexandre WUENSCHÉ de SOUZA

Membre(s) du jury :

Dr. Nabila AGHANIM (examinatrice)

Dr. Julien GUY (examineur)

Pr. Pierre JEAN (président du jury)

Dr. Etienne POINTECOUTEAU (examineur)

Remerciement

Au terme de ces trois années que j'ai passées au sein de l'équipe cosmologie du LATIT puis au sein de l'équipe GAHEC de l'IRAP, j'aimerais remercier toutes les personnes qui m'ont encadrées mais aussi celles avec qui j'ai pu avoir de longues et fructueuses conversations. Mes remerciements s'adressent tout d'abord à mon directeur de thèse Alain Blanchard, qui a su me guider et me former à la cosmologie de précision tout au long de cette thèse. Malgré un emploi du temps assez chargé et de hautes responsabilités, il a su se rendre disponible à chaque moment. Je tiens aussi à remercier mon co-directeur de thèse Domingos Barbosa qui a accepté de m'encadrer aussi et qui m'a accueilli au sein de son de laboratoire au cours de plusieurs séjours au Portugal.

Je souhaiterais remercier mes rapporteurs Jim Bartlett et Carlos Alexandre Wuensche qui ont passés du temps sur mon manuscrit et dont les commentaires ont été des plus constructifs. Je remercie aussi tous les autres du membres du jury Nabila Aghanim, Julien Guy, Etienne Pointecouteau, Denis Puy et ainsi que mes chefs. J'aimerais adresser aussi un remerciement spécial à Pierre Jean qui a accepté d'être le président de mon jury de thèse mais qui a été aussi mon tuteur durant mes trois années de monitorat à l'Université Paul Sabatier.

J'en arrive alors aux étudiants et amis que j'ai rencontrés durant mes trois années. Je souhaite tout d'abord remercier mes étudiants stagiaires Aliénor et Nicolas que j'ai supervisés durant leur stage respectif et qui ont été mes premiers étudiants. J'adresse mes remerciements à Audrey avec qui j'ai eu de longues discussions sur la thèse et au-delà, à Joseph et Céline qui ont fait parti du trio représentant des doctorants au CS de l'OMP et avec qui j'ai passé de très bons moments. Je remercie aussi mes collègues de bureau Alexandre et Gaël qui sera ravi d'apprendre que la malédiction du bureau est levée, mais aussi Claire que je n'ai connue qu'à la toute fin de ma thèse. Et enfin, j'aimerai remercier tous mes caramades thésards avec qui j'ai passé de très bons moments lors des JdT ou bien lors de nos soirées, principalement Nicolas, Simon, Aurélia, Audrey, Joseph et tout ceux que j'aurai malencontreusement oubliés.

J'adresse mes remerciements aux responsables de modules à l'UPS qui m'ont permis d'effectuer mon monitorat dans de bonnes conditions et j'adresse une mention spéciale à Michel et Marc qui ont acceptés de reprendre plusieurs années dans leur module respectif.

Et enfin, j'aimerai remercier toutes les personnes qui m'ont permis d'en arriver jusque là et qui m'ont soutenu durant ces trois années, je pense bien évidemment à ma famille et mes parents : Jean-Michel et Sylvie, mes frères et soeurs : Lionel, Delphine, Marie et Thomas et bien sûr mon amie Mary-Jane. Je pense que je dois certainement oublier des personnes qui m'ont permis d'aboutir dans mes projets, mais sachez que je vous remercie tout grandement.

Donc encore un grand merci à tout le monde pour m'avoir aidé à atteindre ce but.

Résumé

Les amas de galaxies sont les objets les plus massifs de l'Univers. Leur population étant directement liée au taux de croissance des perturbations de matière, l'évolution de leur abondance dans le temps permet de poser des contraintes sur l'évolution de l'Univers. La découverte d'un rayonnement X dans ces objets a permis de mettre en évidence les propriétés du gaz intra-amas ainsi que les différents processus responsable de l'émission X. Grâce à la capacité de spectro-imagerie haute résolution des instruments de dernière génération comme XMM-Newton ou Chandra, les observations ont permis de mieux comprendre l'évolution des amas de galaxies et d'utiliser leur abondance comme un test cosmologique.

L'étude statistique optimale de cette population nécessite une bonne détermination de la masse des amas. Cette quantité n'étant cependant pas mesurable directement, des méthodes indirectes ont été développées notamment en utilisant des relations d'échelle ce qui permet de relier la masse aux propriétés du gaz intra-amas. Cependant la physique de ce gaz peut engendrer des biais dans la détermination de la masse qui se répercutent sur la détermination des paramètres cosmologiques. Cette thèse présente une étude du gaz intra-amas à travers la relation d'échelle masse-température à partir des contraintes obtenues grâce à différentes sondes cosmologiques ainsi que la distribution en température des amas X.

Avec la publication des futurs résultats des expériences Planck, South Pole Telescope ou bien Atacama Cosmology Telescope, une prédiction de la population des amas observés par effet Sunyaev-Zel'dovich est détaillée en prenant en compte les propriétés X du gaz intra-amas de façon auto-consistante. Enfin, une étude qualitative du spectre de puissance des anisotropies secondaires du CMB induites par l'effet SZ est proposée afin de montrer les différences observées dans le spectre en prenant en comptes les propriétés du gaz des amas.

Abstract

Galaxy clusters are the most massive objects in the Universe. Their population being directly linked to the growth factor of the matter density fluctuations, the evolution of the abundance is a good test to place constraints on the evolution of the Universe. The discovery of an X-ray radiation inside these objects allowed us to highlight the properties of the intra-cluster gas as well as the different process responsible of the X-ray emission. Thanks to the capacity of spectro-imagery of XMM-Newton or Chandra, the observations allowed us to better understand the clusters evolution and to use their abundance as cosmological test.

The statistical study of this population needs a good determination of the clusters' mass. This quantity being not directly measurable, indirect methods had been developed notably using scaling relation allowing to link the clusters' mass to the properties of the intra-cluster gas. However, a bad understanding of the gas physics can lead to systematics that could insert some bias in the determination of the cosmological paramters. This thesis deals with a study of the intra-cluster gas through the scaling relation between the mass and the temperature using the constraints taken from cosmological probes and the temperature distribution of X-ray clusters.

With the forthcoming publications of result from Plank, South Pole Telescope or Atacama Cosmology Telescope, a prediction of the clusters population observed by Sunyaev-Zel'dovich effect is detailed by taking into account the X-ray intra-cluter gas properties. Finally, a quantitative study of the power spectrum of the secondary anisotropies of the CMB induced by SZ effect is proposed in order to show the differences observed in the spectrum taking into account the clusters' gas properties.

Table des matières

Introduction	7
1 De la relativité à la cosmologie	11
1.1 La révolution de 1915	11
1.2 Principe cosmologique et équations de Friedmann-LeMaître	12
1.2.1 Espace-temps, gravitation et équations d'Einstein	12
1.2.2 Le Principe Cosmologique	12
1.2.3 Métrique Robertson-Walker	13
1.2.4 Équations de Friedmann-LeMaître	13
1.3 Décalage spectral et distances	15
1.3.1 Le décalage spectral vers le rouge ou redshift	15
1.3.2 Distances cosmologiques et temps de retour en arrière	16
1.4 Formation des grandes structures	20
1.4.1 Approximation newtonienne	20
1.4.2 Modèles d'Univers et comportement des perturbations	22
1.4.3 Scénario de formation hiérarchique	24
1.4.4 Spectre de puissance et fonction de transfert	25
1.4.5 Vers le régime non-linéaire	27
1.4.6 Fonctions de masse	30
1.4.7 Profil NFW	33
1.5 Les sondes de l'Univers	35
2 Les amas de galaxies	41
2.1 Observations et propriétés des amas dans le visible	42
2.1.1 L'effet de lentille gravitationnel	42
2.1.2 Matière noire et masse manquante	44
2.2 Émission X et relations d'échelle	45
2.2.1 Le rayonnement en X	46
2.2.2 Relations d'échelle	48
2.3 L'effet Sunyaev-Zel'dovich	52
2.3.1 Effet SZ thermique	52
2.3.2 Effet SZ cinétique	54
2.3.3 Effet SZ polarisé	55
2.3.4 Relation d'échelle flux SZ-masse	55
2.4 La fraction de baryons des amas X	57
2.4.1 Principe de base	57

2.4.2	Une fraction de baryons non exploitable?	58
2.5	Anisotropies secondaires du CMB	59
2.5.1	Spectre de puissance en température	60
2.5.2	Les anisotropies secondaires	61
2.6	Echantillons d'amas	63
2.6.1	L'échantillon local	63
2.6.2	Les échantillons profonds	66
3	Etude de la population des amas X	71
3.1	Méthodes statistiques et approche bayésienne	72
3.1.1	Approche Bayésienne	72
3.1.2	Monte Carlo Markov Chains	72
3.1.3	Application du MCMC à la cosmologie	73
3.2	Cadre théorique et fonction de masse	74
3.2.1	Comportement de la fonction de masse	74
3.2.2	Sheth, Mo & Tormen vs Tinker	78
3.2.3	Comparaison à des récents travaux	79
3.3	Modélisation de la fonction de température des amas X	81
3.3.1	A partir de la fonction de masse	81
3.3.2	Influence de la fonction de masse et des paramètres cosmologiques	82
3.3.3	Influence de la normalisation $T - M$	84
3.3.4	Effet de la dispersion de la relation $T - M$	85
3.3.5	Fonction de température à partir des observations	86
3.3.6	Effets de sélection	88
3.4	Etude de l'échantillon local	91
3.4.1	Contraintes sur les amas seuls	91
3.4.2	Modèle standard et amas X	94
3.4.3	Autres relations d'échelles, autres masses	98
3.5	Étude des amas profonds	101
3.5.1	Evolution de la relation $T - M$	101
3.5.2	Étude seule puis combinée des amas profonds	103
3.5.3	Contraintes à partir des autres masses	108
3.6	Comparaison à d'autres travaux et discussion	111
4	Application à l'effet Sunyaev-Zel'dovich	113
4.1	Les missions d'observation d'amas par effet Sunyaev-Zel'dovich	114
4.1.1	Planck	114
4.1.2	Le <i>South Pole Telescope</i> (SPT)	115
4.1.3	Le <i>Atacama Cosmology Telescope</i> (ACT)	116
4.2	Comptages d'amas	117
4.2.1	Formalisme	117
4.2.2	Influence de la fonction de masse	118
4.2.3	Travail à r_{500}	119
4.2.4	Conséquence de l'évolution de la loi $T - M$	120
4.2.5	Résultats préliminaires rendus publics de Planck	122

4.2.6	Conclusion et discussion	122
4.3	Contribution des amas SZ au spectre de puissance du CMB	123
4.3.1	Détermination du spectre de puissance SZ	123
4.3.2	Influence de l'évolution en redshift des amas	125
4.3.3	Influence du profil de gaz et du rayon des amas	128
4.3.4	Prédictions préliminaires sur Planck	130
4.4	Conclusions et discussion	131
Conclusion		131
A Détails des formules. . .		135
A.1	Modèle général	135
A.2	Quintessence	136
B Tableaux des données profondes		139
C Résultats du MCMC		143
D Publications		169

Introduction

La cosmologie a subi un formidable bond en avant avec le développement de la relativité générale, où pour la première fois Albert Einstein mis en relation la dynamique de l'Univers avec son contenu. De ses travaux, il a été alors possible de prédire et d'expliquer certains phénomènes.

L'expansion de l'Univers prédite principalement par Georges LeMaître et Alexandre Friedmann a pu être confirmée que plus tard par les observations des galaxies lointaines de Edwin Hubble. Cette découverte a fait apparaître l'idée que l'Univers aurait vécu une phase extrêmement chaude et dense que l'on appelle aujourd'hui Big Bang.

Bien que cette théorie ne fut pas tout de suite acceptée, les travaux de Georges Gamow ont mis en évidence une conséquence de cette théorie. Si en effet notre Univers a subi une phase chaude et dense, alors les fortes densités primordiales de l'Univers ont dû engendrer un rayonnement qui est d'autant plus fort que l'Univers est dense. Ainsi, ce rayonnement que l'on appelle fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background* ou CMB), devrait être toujours observable mais moins intense que par le passé.

C'est en 1964 que Penzias et Wilson découvrent un flux homogène et isotrope. Cette découverte, qui leur a valu le prix Nobel en 1978, a été la preuve de l'existence du CMB et une preuve supplémentaire en faveur de la théorie du Big Bang.

Toutefois d'autres problèmes semblent apparaître à travers les observations. Début des années 1930, Fritz Zwicky met en évidence un problème de masse manquante dans les amas de galaxies. Bien que peu pris au sérieux, les travaux sur les courbes de rotation des galaxies ont permis de confirmer les conclusions de Zwicky. Cette masse manquante est aujourd'hui appelée Matière Noire car elle n'est pas observable et reste encore un énigme en cosmologie.

L'autre Grand mystère de la cosmologie est la cause de l'accélération de l'expansion de l'Univers. Les observations des objets lointains montrent qu'ils s'éloignent de nous d'autant plus vite que leur distance de nous est grande. L'explication donnée il y a encore 30 ans était que l'Univers avait une courbure négative. Seulement, les observations du CMB avec le satellite COBE ont permis de mesurer pour la première fois la courbure de l'Univers et ainsi re-soulever le problème de l'expansion.

En effet, les résultats de COBE et des travaux sur les supernovae ont montré qu'un Univers à courbure positive ou négative était incompatible avec les observations ce qui fut totalement en désaccord avec les observations de l'accélération de l'expansion. Il a donc été suggéré d'ajouter une nouvelle composante à l'Univers sous la forme d'une énergie mystérieuse que l'on appelle Énergie Noire.

Avec le développement des technologies, la cosmologie est rentrée dans une ère d'observation et de précision. Le but est non-seulement d'expliquer la dynamique

et l'évolution de l'Univers mais aussi de trouver des moyens de le sonder afin d'en déduire ses propriétés. L'étude notamment du CMB, des supernovae de type Ia, de l'agglomération des galaxies lointaines ou bien des amas de galaxies ont permis de poser des contraintes de plus en plus précises sur le contenu de l'Univers, sa courbure... ou bien sur l'Énergie Noire.

A l'heure actuelle, les observations tendent à favoriser un modèle Λ CDM. Ce modèle dit que l'Énergie Noire ne serait autre qu'une constante cosmologique et que la Matière Noire serait de type froide (Cold Dark Matter ou CDM), c'est-à-dire que le spectre des fluctuations de matière ne présente pas de coupure aux petites échelles (contrairement à de la Matière Noire Chaude).

Afin de bien maîtriser toutes les contraintes posées sur l'Univers, il est nécessaire de comprendre en profondeur les différents moyens de sonder l'Univers, ce qui est l'objet de cette thèse.

Les amas de galaxies sont les objets les plus massifs de l'Univers. Issus des fluctuations de densité de matière générées lors la phase primordiale de l'Univers, leurs propriétés sont une excellente représentation du contenu de l'Univers. On peut donc sonder l'Univers à partir de leur population et ainsi obtenir des contraintes sur le contenu en matière, la nature de l'Énergie Noire ou bien même sur l'amplitude des fluctuations de densité de matière qui leur ont données naissance.

Des phénomènes ultra-violents comme des chocs ont pu être observés en rayonnement X et pourraient influencer directement sur les observables des amas comme la température ou bien la luminosité. L'utilisation de ces objets pour contraindre les propriétés de l'Univers nécessite donc une parfaite compréhension de leur physique interne.

Dans la première partie du travail que je présente, j'ai étudié la population des amas et ai calculé leur distribution en température. A partir de cette quantité je montre comment contraindre la physique du gaz de l'amas qui est la composante principale responsable de l'émission X. De plus, je mets en évidence un problème à grand redshift ($z > 0.3$) entre les observations et les modèles de distribution en température et je montre qu'il peut être résolu en prenant en compte un processus non-gravitationnel.

Dans une seconde partie, j'étudie les conséquence des résultats des amas X sur les comptages des amas par effet Sunyaev-Zel'dovich. Cet effet prédit par Rashid Sunyaev et Yakov Zel'dovich en 1970 est la conséquence d'un effet Compton inverse des photons du CMB sur les électrons chaud du gaz intra-amas. Il en résulte alors une distorsion du spectre de corps noire du CMB. Observé depuis peu par les missions Planck, South Pole Telescope ou bien Atacama Cosmology Telescope, l'effet SZ permet de sonder l'Univers profond et est donc un formidable outil pour la compréhension de l'évolution de notre Univers.

Je montre notamment qu'il est possible de déterminer la population des amas par effet SZ et qu'il est possible d'utiliser les propriétés des amas extraites de l'étude X. De plus, comme l'effet SZ est la principale contribution des anisotropies secondaires du CMB, j'utilise dans une dernière partie tous les résultats de mes travaux pour calculer le spectre de puissance de ces anisotropies et j'enquête sur les effets du gaz intra-amas.

Chapitre 1

De la relativité à la cosmologie

Il n'y a que deux choses infinies : l'Univers et la bêtise humaine.
Mais pour l'Univers je n'ai pas de certitudes absolues.
- *Albert Einstein* -

Dans ce chapitre je vais retracer l'histoire de la cosmologie depuis l'apparition de la relativité générale au début du siècle dernier jusqu'aux outils fondamentaux que l'on utilise aujourd'hui. Après un bref résumé des concepts de base de la cosmologie moderne je présenterai l'importance des objets cosmologiques tels que le fond de rayonnement cosmologique, les amas de galaxies ou bien les supernovae de type Ia.

1.1 La révolution de 1915

Avec la théologie et la psychologie, la cosmologie est une des trois disciplines de la "métaphysique spéciale" selon la classification de Christian Wolff (1729). Elle est le fruit des textes fondamentaux d'une religion donnée et a vocation de guider les fidèles. Elle est donc stable dans le temps et n'a en aucune façon besoin d'être remaniée.

Jusqu'au début du vingtième siècle cette idée a peu évolué et les scientifiques qui s'intéressaient à la cosmologie étaient étiquetés comme des philosophes plutôt que comme des chercheurs.

Il faut alors attendre 1915 pour qu'une véritable révolution se mette en marche dans toute la communauté scientifique. En effet, Albert Einstein publie une série d'articles sur une nouvelle théorie appelée la relativité générale, dans laquelle il lie la géométrie de l'Univers à son contenu.

Depuis sa première vérification grâce à des observations du Soleil, cette théorie ne mit pas beaucoup de temps à s'installer dans la communauté scientifique. Il devint alors possible d'expliquer certains des phénomènes astrophysique (et cosmologiques) non-expliqués jusqu'à présent.

Depuis ce jour, une nouvelle branche de la physique a émergé dans l'étude de l'Univers dans son ensemble : la cosmologie moderne, dans laquelle on confronte les théories aux observations pour améliorer notre compréhension du monde.

1.2 Principe cosmologique et équations de Friedmann-LeMaître

1.2.1 Espace-temps, gravitation et équations d'Einstein

Avec l'avènement de la relativité, la notion d'espace-temps devient essentielle lorsqu'on étudie un phénomène cosmologique. Ainsi, un événement de l'espace-temps est repéré par quatre coordonnées : trois d'espace (x, y, z) et une de temps (t) .

Dans la théorie relativiste de la gravitation, la relativité générale, l'espace-temps est muni d'une métrique. Une des conditions qui doit être alors vérifiée est que le tenseur énergie impulsion $T^{\mu\nu}$ doit être conservé de manière covariante.

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$$

Ainsi pour déduire les équations de la gravitation à partir de la relativité générale l'idée est toute simple : les équations doivent être tensorielles et doivent être une généralisation des équations de Poisson et de la théorie de Newton de la gravitation : $\Delta U = -4\pi G\rho$, où U est le potentiel de gravitation et G la constante de gravitation.

En l'absence d'autres champs gravitationnels, il faut trouver un tenseur géométrique qui satisfasse la condition $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$. On démontre alors que les deux seuls possibles sont :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} \quad \text{et} \quad g_{\mu\nu}$$

Il en découle alors les équations d'Einstein, qui lient la géométrie de l'espace-temps et la distribution énergétique de la matière :

$$R_{\mu\nu} - \left(\frac{1}{2}R - \Lambda\right)g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, R le scalaire de Ricci, Λ la constante cosmologique, $\frac{8\pi G}{c^4}$ la constante de couplage gravitationnelle notée usuellement χ et c la vitesse de la lumière.

1.2.2 Le Principe Cosmologique

Les équation d'Einstein (eq.1.1) étant relativement complexes, elles n'admettent pas de solution simples pour décrire l'Univers dans son ensemble. Il est toutefois possible de les résoudre en formulant une certaine hypothèse. En supposant que l'Univers est isotrope, c'est-à-dire qu'aucune direction n'est privilégiée et que la Terre n'occupe pas une position privilégiée dans l'Univers (Principe de Copernic), alors on peut dire que notre Univers est spatialement homogène, c'est-à-dire que son apparence générale ne dépend pas de la position où on se trouve.

Ce principe a été implicitement formulé par Einstein en 1917 et depuis il a été conforté par des observations robustes allant sur des distances de plus en plus grandes (par exemple le rayonnement de fond cosmologique). Par conséquent, chaque modèle cosmologique copernicien se doit de respecter le Principe Cosmologique.

1.2.3 Métrique Robertson-Walker

La définition mathématique d'une métrique est une fonction qui définit une distance entre les éléments d'un ensemble. Un ensemble avec une métrique est appelé espace métrique. Une métrique induit une topologie sur un ensemble, mais toutes les topologies ne sont pas engendrées par une métrique.

La métrique Robertson-Walker (R.W.) combinée à la gravitation est déduite de trois hypothèses :

- la géométrie est en relation avec son contenu-matériel - cette relation est une "*théorie géométrique de la gravitation*"
- à un instant donné, toutes les observables ont même mesure en tout point et dans toutes les directions
- l'espace-temps de Minkowski est "tangent" en tout point : *localement* (au sens spatio-temporel) on retrouve l'espace-temps de la Relativité Restreinte.

On voit ainsi que la métrique R.W. suit le Principe Cosmologique. On peut alors montrer qu'une métrique d'espace-temps à symétrie sphérique (ce qui est le cas ici) peut se mettre sous la forme :

$$ds^2 = e^{\lambda(r,t)} c^2 dt^2 - e^{\nu(r,t)} \left[dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]$$

Le Principe cosmologique impose à la partie spatiale de la métrique d'être la même en tout point à un instant donné, ce qui sera le cas de la courbure spatiale. On en déduit alors l'expression de la métrique R.W. :

$$ds^2 = -a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right] + c^2 dt^2 \quad (1.2)$$

avec $k = -1, 0, 1$ selon que l'Univers soit respectivement ouvert, plat ou fermé, où r est une coordonnée radiale et $a(t)$ est le "*facteur d'échelle*", une fonction réelle, définie, positive de la variable t . Le temps t est appelé temps cosmique, il est le même pour tous les observateurs au repos. On note généralement t_0 le temps cosmique aujourd'hui.

1.2.4 Équations de Friedmann-LeMaître

En reprenant l'équation (1.2), on voit que les modèles qui suivent la métrique R.W. sont non-stationnaires, ce qui est dû à la dépendance temporelle du facteur d'échelle $a(t)$. De plus, du fait que l'Univers est vaste, on peut assimiler son contenu à un fluide. On considère que ce fluide est parfait (c'est-à-dire qu'il n'a pas de viscosité) et que, comme grandissant en même temps que l'expansion de l'Univers, on peut l'assimiler aussi à un fluide comobile. Par conséquent, le tenseur énergie-impulsion des équations d'Einstein se retrouve simplifié. On montre alors que ses termes non nuls sont : $T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = -p$ et $T_0^0 = \rho c^4$.

Un fluide parfait comobile est alors défini par deux fonctions scalaires, p la pression et ρ la densité. Vu que nous sommes toujours en métrique R.W., le Principe Cosmologique s'applique et les deux fonctions p et ρ deviennent uniquement dépendantes du temps cosmique. Ainsi en introduisant l'expression de la métrique

R.W. (1.2) dans les équations d'Einstein (1.1), on en déduit tout naturellement les équations de Friedmann-LeMaître (FL) (avec la convention $c = 1$) :

$$\begin{cases} 8\pi G p = -\frac{k}{a^2} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 - 2\frac{\ddot{a}}{a} + \Lambda \\ \frac{8\pi G}{3}\rho = \frac{k}{a^2} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 - \frac{\Lambda}{3} \end{cases} \quad (1.3)$$

Maintenant considérons deux galaxies séparées par une distance comobile l . La distance physique s'écrira alors $d_{phys} = a(t)l$ avec $a(t)$ le facteur d'échelle. On montre que la vitesse d'éloignement des deux galaxies s'écrit :

$$v_{el} = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} d_{phys} \quad (1.4)$$

On définit alors le taux d'expansion comme étant $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$.

La normalisation des équations de Friedmann-LeMaître par le taux d'expansion permet de faire apparaître de quantités normalisées qui caractérisent notre Univers. Ces quantités sont appelées paramètres cosmologiques et sont définies comme suit : $\Omega_M(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_c}$ la densité de matière, $\Omega_\Lambda(t) = \frac{\Lambda}{3H^2(t)}$ la constante cosmologique réduite, $\Omega_k(t) = -\frac{k}{H^2(t)}$ la courbure réduite et $\rho_c(t) = \frac{3H^2(t)}{8\pi G}$ la densité critique. A partir de ces nouvelles notations, les équations de Friedmann-LeMaître s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} 8\pi G p = \Omega_k H_0^2 - H^2(t) - 2\frac{\dot{a}}{a} + 3\Omega_\Lambda H_0^2 \\ H^2(t) = H_0^2 \left[\frac{\Omega_M a_0^3}{a^3} + \frac{\Omega_k a_0^2}{a^2} + \Omega_\Lambda \right] \end{cases} \quad (1.5)$$

Une troisième équation existe, mais elle est une combinaison des deux autres ; il s'agit de la loi de conservation :

$$\frac{d(\rho a^3)}{dt} + p \frac{da^3}{dt} = 0 \quad (1.6)$$

De cette dernière équation on déduit la variation de la densité des composantes de l'Univers à partir de l'équation d'état du fluide parfait comobile qui remplit l'Univers, à savoir $p = w\rho$, avec w un scalaire. En injectant cette dernière équation dans la loi de conservation, on peut écrire la densité comme :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3(1+w)} \quad (1.7)$$

De cette manière, si on considère un Univers dominé par la poussière, cela revient à considérer un fluide de pression nulle $p = 0$, d'où $w = 0$. Pour un Univers dominé par la radiation, l'équation d'état du fluide s'écrira $p = \frac{1}{3}\rho$ soit $w = \frac{1}{3}$. Pour l'évolution des densités de ces deux composantes on peut résumer cela sous la forme :

$$\begin{cases} \text{poussière} & \Rightarrow & w = 0 & \Rightarrow & \rho(t) \propto a(t)^{-3} \\ \text{radiation} & \Rightarrow & w = \frac{1}{3} & \Rightarrow & \rho(t) \propto a(t)^{-4} \end{cases} \quad (1.8)$$

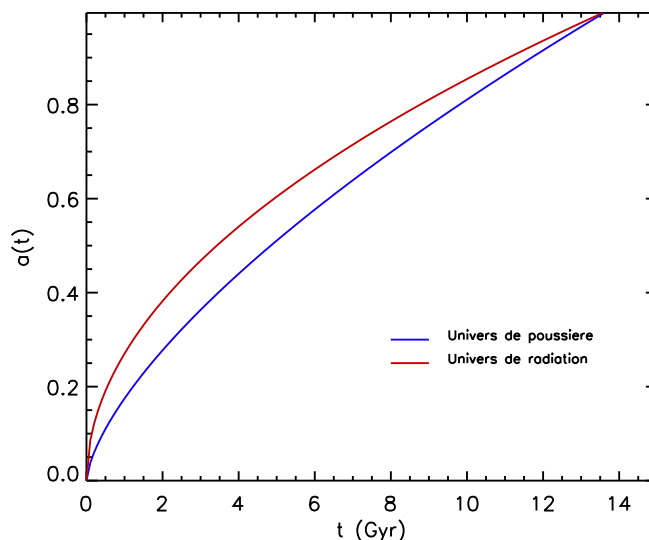


FIGURE 1.1 – *Evolution du facteur d'échelle en fonction de la cosmologie.*

L'ensemble des équations ci-dessus forment la base de la cosmologie moderne et régissent la dynamique de l'Univers. Les paramètres cosmologiques avec le taux d'expansion et d'autres paramètres que j'introduirai par la suite sont les caractéristiques de notre Univers.

Le but actuel de la cosmologie est de poser des contraintes sur ces paramètres, de manière à déterminer la nature profonde de l'Énergie Noire en utilisant différentes méthodes et sondes cosmologiques comme le fond de rayonnement cosmologique (Cosmic Microwave Background : CMB), le spectre de puissance des galaxies, l'effet de lentille gravitationnel, les amas de galaxies ...

1.3 Décalage spectral et distances

1.3.1 Le décalage spectral vers le rouge ou redshift

En mécanique ondulatoire, on appelle effet Doppler un décalage de fréquence entre l'émission et la réception d'une onde lorsque la distance entre émetteur et récepteur varie. Ce phénomène est valable pour toutes les ondes, qu'elles soient mécaniques ou électromagnétiques. Dans le cas de ces dernières on parlera d'effet Doppler-Fizeau.

Ainsi, lorsqu'une source émettrice se rapprochera du récepteur, on observera un décalage vers les hautes fréquences, et à l'inverse lorsque la source s'éloignera du récepteur, un décalage vers les basses fréquences.

Cet effet est très utilisé par exemple dans la mesure de vitesse ou de position de véhicule (radar) mais aussi en astronomie et notamment en cosmologie pour

la mesure des distance entre la Terre et les objets les plus profonds de l'Univers. Toutefois dans ce cas, on parlera de décalage vers le rouge (ou décalage Doppler).

En effet, l'Univers est homogène et isotrope aux grandes échelles (Principe cosmologique) et est en expansion. Ce ne sont pas les objets de l'Univers qui s'éloignent les uns des autres, mais l'expansion qui étire les distances entre ces objets. C'est en 1929 que Edwin Hubble met en évidence cette expansion. En mesurant la distance des galaxies ainsi que leur vitesse d'éloignement il en a déduit un coefficient de proportionnalité que l'on appelle aujourd'hui "*constante de Hubble*". Cette loi été formulée théoriquement pour la première fois par Lemaître en 1927. Ainsi pour les objets relativement proches on peut écrire d'après l'équation (1.4) :

$$v_{el} = H(t) \times d_{phys} \iff cz \approx H(t) \times d_{phys} \quad (1.9)$$

où z est le décalage spectral vers le rouge que j'appellerai *redshift* par la suite.

De manière beaucoup plus générale, on définit le redshift sous la forme :

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda_e}$$

où λ_e est la longueur d'onde d'un photon émit au temps t_e et λ_0 est la longueur d'onde de ce même photon reçu aujourd'hui à t_0 . On montre que le redshift est une représentation de l'évolution du facteur d'échelle $a(t)$.

Dans une métrique R.W., un photon γ est émis au temps t_e dans un chemin comobile $r = r_e$ et sera reçu en $r = 0$ à t_0 . Comme les photons suivent des géodésiques nulles, c'est-à-dire $ds^2 = 0$ on peut écrire d'après l'équation (1.2) :

$$\int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{t_0}^{t_e} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.10)$$

Pour une même fréquence après un temps δt_e , un deuxième photon γ est émis et va suivre le même chemin comobile en $r = r_e$ et sera reçu en $r = 0$ à $t_0 + \delta t_0$. On pourra alors écrire :

$$\int_0^{r_e} \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \int_{t_0 + \delta t_0}^{t_e + \delta t_e} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.11)$$

En combinant les équation (1.10) et (1.11) et en tenant compte du fait que les intervalles de temps se dilatent on aura $\delta t_0 = \delta t_e(1 + z)$ avec z le redshift et on montre alors que :

$$\frac{\delta t_e}{a(t_e)} = \frac{\delta t_0}{a(t_0)} \iff \frac{a(t_0)}{a(t_e)} = \frac{\delta t_0}{\delta t_e} \iff 1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} \quad (1.12)$$

On peut donc voir que le redshift est bien une représentation de l'évolution du facteur d'échelle, mais il est aussi indépendant de la cosmologie dans laquelle on se place, ce qui en fait un outil très puissant dans l'étude des objets cosmologiques.

1.3.2 Distances cosmologiques et temps de retour en arrière

Distance comobile

Contrairement à ce que pensait Einstein l'Univers n'est pas statique. Il est en expansion et donc en perpétuel mouvement. Il en va de même pour les distances

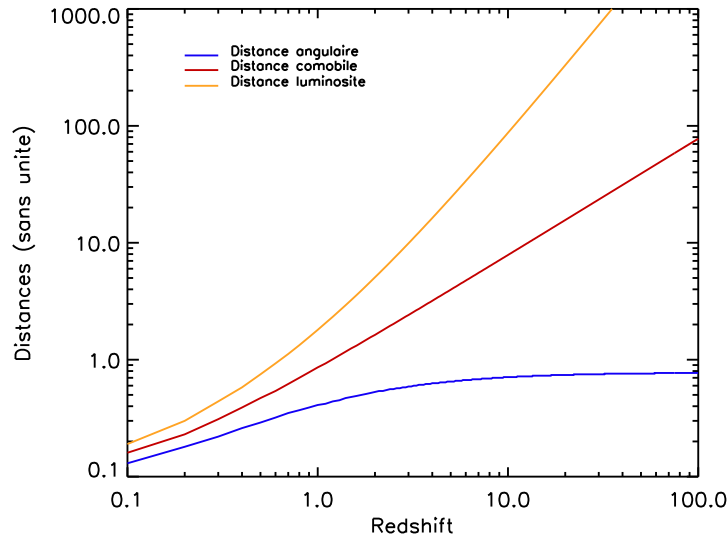


FIGURE 1.2 – *Différentes distances cosmologiques pour $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$*

entre ses objets. Pour mesurer la distance entre deux galaxies par exemple, il faut tenir compte de l'expansion entre ces objets, c'est-à-dire du facteur d'échelle.

Dans une métrique R.W. (équation (1.2)), l'élément de distance entre une source et un observateur s'écrit :

$$dl^2 = ds^2 = a(t)^2 \frac{dr^2}{1 - kr^2} \quad (1.13)$$

On déduit alors la distance propre, c'est-à-dire la distance entre nos deux points, par l'intégrale de dl le long de la ligne de visée :

$$\begin{cases} d_{m-} = \frac{c}{H_0 |\Omega_k|^{1/2}} \sinh\{|\Omega_k|^{1/2} \int_0^z [\Omega_r(1+x)^4 + \Omega_m(1+x)^3 + \Omega_k(1+x)^2 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} dx\} \\ d_{m0} = \frac{c}{H_0} \int_0^z [\Omega_r(1+x)^4 + \Omega_m(1+x)^3 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} dx \\ d_{m+} = \frac{c}{H_0 |\Omega_k|^{1/2}} \sin\{|\Omega_k|^{1/2} \int_0^z [\Omega_r(1+x)^4 + \Omega_m(1+x)^3 + \Omega_k(1+x)^2 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} dx\} \end{cases} \quad (1.14)$$

où d_{m-} est la distance comobile pour un Univers ouvert ($k = -1$), d_{m0} celle d'un Univers plat ($k = 0$) et d_{m+} celle d'un Univers fermé ($k = 1$). On notera par la suite Ω_r la densité de matière relativiste et Ω_m la densité de matière non-relativiste avec la convention $\Omega_M = \Omega_m + \Omega_r$.

Distance angulaire

En astronomie, la distance angulaire est la distance apparente d'un objet de diamètre angulaire θ . Elle est définie par la relation :

$$d_A = \frac{D_e}{\theta} \quad \text{pour } \theta \ll 1 \quad (1.15)$$

où D_e est le diamètre de l'objet au moment de l'émission.

Considérons un objet émettant des photons situés entre deux points A et B et dont le diamètre angulaire entre A et B est θ_0 . En coordonnées sphériques, les coordonnées de ces points sont (r_A, ϕ_A, θ_A) et (r_B, ϕ_B, θ_B) avec $r_A = r_B = r$, $\phi_A = \phi_B$ et $\theta_0 = \theta_A - \theta_B$.

Ainsi, dans la métrique R.W., l'élément de distance s'écrit :

$$dl^2 = a^2(t_e) r^2 d\theta^2 \quad (1.16)$$

avec $a(t_e)$ le facteur d'échelle à l'émission.

Le diamètre angulaire entre A et B n'ayant pas changé durant le parcours des photons, on peut dire que l'angle à l'émission est le même qu'à la réception et on peut écrire :

$$\theta_0 = \frac{\overline{AB}}{a(t_e)r} \quad (1.17)$$

où $\overline{AB}$ est le diamètre de l'objet.

En utilisant la définition du redshift, à savoir $1+z = \frac{a(t_0)}{a(t_e)}$ et en posant $d_m = a(t_0)r$ on peut alors réécrire l'expression de l'angle entre A et B .

$$\theta_0 = \frac{\overline{AB}(1+z)}{d_m} \quad (1.18)$$

En injectant (1.18) dans (1.15) on déduit une relation liant la distance angulaire à la distance comobile pour Univers plat :

$$d_A = \frac{d_m}{(1+z)} \quad (1.19)$$

Distance luminosité

Un objet est caractérisé par sa luminosité L . Dans un intervalle de temps il va émettre une quantité d'énergie qui va se retrouver amoindrie d'un facteur $1+z$ du fait de l'expansion de l'Univers.

De plus, dans un intervalle de temps δt_e , un nombre N de photons seront émis et seront observés dans un intervalle de temps $\delta t_0 = (1+z)\delta t_e$. On peut alors calculer le flux f reçu de cette source par la relation :

$$f = \frac{L}{4\pi(a_0 r)^2(1+z)^2} = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad (1.20)$$

On définit l'expression de la distance luminosité par :

$$d_L = d_m(1+z) \quad (1.21)$$

où d_m est la distance comobile de l'objet. Ainsi en injectant l'équation (1.21) dans l'équation (1.19) on obtient une nouvelle relation liant la distance luminosité à la distance angulaire.

$$d_L = d_A(1+z)^2 \quad (1.22)$$

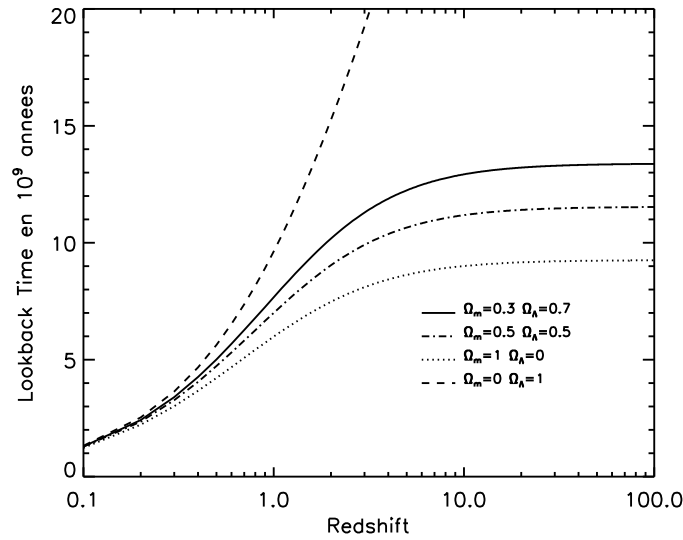


FIGURE 1.3 – Variation du temps de retour en arrière en fonction de la cosmologie pour $h = 0.7$.

Temps de retour en arrière

Etant sous-entendu que les photons émis d'objets n'arrivent pas instantanément à nos télescopes, cela signifie que regarder loin dans l'Univers revient à regarder dans le passé. Cette remontée dans le temps peut être quantifiée par le temps de retour en arrière ou en anglais *lookback time*, qui nous donne le moment où l'émission de photons s'est produite.

Ce temps est défini comme une fonction du redshift. Pour déterminer son expression convertissons $H(t)$ en $H(z)$.

$$H \equiv \frac{\dot{a}}{a} = \frac{a_0}{a(t)} \left(\frac{a(t)}{a_0} \right) = (1+z) \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{1+z} \right) = - \frac{dz}{(1+z)dt} \quad (1.23)$$

En insérant cette dernière équation dans les équation de Friedmann-LeMaître (1.5) on peut donc écrire :

$$\frac{dt}{dz} = - \frac{1}{H_0} \frac{1}{1+z} \frac{1}{[\Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}} \quad (1.24)$$

On en déduit l'expression du temps de retour en arrière en effectuant une séparation des variable et en intégrant l'équation ci-dessus. On obtient ainsi :

$$t_0 - t = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{1}{1+x} \frac{1}{[\Omega_r(1+x)^4 + \Omega_m(1+x)^3 + \Omega_k(1+x)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}} dx \quad (1.25)$$

Cette équation est assez plaisante car elle tient compte du modèle cosmologique utilisé, mais aussi elle permet de déterminer l'âge l'Univers en faisant tendre $z \rightarrow +\infty$. La figure (1.3) montre le temps de retour en arrière calculé pour différentes valeurs des paramètres cosmologiques.

1.4 Formation des grandes structures

Bien que l'homogénéité de l'Univers soit établie pour les très grandes échelles, il a été révélé par les observations que des structures existent à des échelles excédant les 100Mpc. La présence de ces structures pose la question de leur formation, des conditions initiales du Big Bang ainsi que des processus physiques qui ont permis leur formation.

Pour répondre à ces questions, il a été développé un formalisme dans lequel on perturbe les équations gravitationnelles et hydrodynamiques, afin de comprendre le comportement de la matière sous l'effet de sa propre gravité dans un Univers en expansion.

1.4.1 Approximation newtonienne

Cette approximation est basée sur la gravitation, l'équation de continuité, l'équation d'Euler, qui traduit l'accélération due à la force de pression et gravitationnelle, et l'équation de Poisson. Elle est valable pour $\lambda_{phys} \ll R_H$ (où R_H est le rayon de Hubble) et pour des composantes non-relativistes. Ces équations s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Continuité} & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\ \text{Euler} & \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{v} = -\vec{\nabla} \phi - \rho^{-1} \vec{\nabla} p \\ \text{Poisson} & \vec{\nabla} \phi = 4\pi G \rho \end{array} \right. \quad (1.26)$$

où $\rho = \rho(\vec{r}, t)$ est la densité, $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r}, t)$ est la vitesse, $p = p(\vec{r}, t)$ est la pression et $\phi = \phi(\vec{r}, t)$ est le potentiel gravitationnel.

Dans un Univers en expansion la coordonnées $\vec{r}$ peut s'exprimer en fonction du facteur d'échelle par $\vec{r} = a \times \vec{x}$ avec $\vec{x}$ la coordonnée comobile de l'objet. Il en découle alors que la vitesse d'un objet dans cet Univers s'écrit alors $\vec{v} = \dot{a} \vec{x} + a \dot{\vec{x}} = \dot{a} \vec{x} + a \vec{u}$, où $\dot{a} \vec{x}$ est la vitesse comobile de l'objet et $a \vec{u}$ est la vitesse particulière de l'objet, c'est-à-dire qu'un objet est dit comobile lorsque sa vitesse particulière est nulle.

En théorie des perturbations, on peut développer le terme de densité comme étant la densité moyenne de l'Univers à laquelle vient s'ajouter une perturbation de la densité. Ainsi on écrit :

$$\rho = \bar{\rho} + \delta\rho = \bar{\rho} \left(1 + \frac{\delta\rho}{\bar{\rho}} \right) = \bar{\rho}(1 + \delta) \quad (1.27)$$

avec $\delta = \frac{\delta\rho}{\bar{\rho}}$.

En réinjectant alors la définition de ρ ainsi que celle de la vitesse dans les équations (1.26), on obtient le nouveau système d'équations en fonction des perturbations

δ après linéarisation au premier ordre :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Continuité} & \frac{\partial \delta}{\partial t} + \vec{\nabla}_x \cdot \vec{u} = 0 \\ \text{Euler} & \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \vec{u} = -a^{-2} \vec{\nabla}_x \dot{\phi} - a^{-2} p^{-1} \vec{\nabla}_x p \\ \text{Poisson} & a^{-2} \nabla_x^2 \dot{\phi} = 4\pi G \bar{\rho} \delta \end{array} \right. \quad (1.28)$$

où $\dot{\phi}$ représente le potentiel newtonnien péculier linéarisé et $\vec{\nabla}_x$ signifie que l'on prend la divergence par rapport aux coordonnées comobiles. De plus dans un Univers en expansion, à tout endroit l'équation d'état du fluide est maintenue et dans le cas adiabatique on peut écrire le terme de pression des équations (1.28) comme $\rho^{-1} \vec{\nabla} p = \rho^{-1} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \rho} \vec{\nabla} \rho = \rho^{-1} c_s^2 \vec{\nabla} \rho$ où c_s est la vitesse du son.

La combinaison de tout ceci dans un Univers à une composante donne les équations du mouvement des perturbations :

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \bar{\rho} \delta + \frac{c_s^2}{a^2} \nabla^2 \delta \quad (1.29)$$

En considérant que l'Univers contient plusieurs composantes (matière, rayonnement, Matière Noire, Énergie Noire...) on peut généraliser l'équation (1.29) par la formule suivante :

$$\frac{\partial^2 \delta_A}{\partial t^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \bar{\rho} \sum_i \delta_i + \frac{c_s^2}{a^2} \nabla^2 \delta_A \quad (1.30)$$

Ici l'indice A fait référence à la composante qui est dominante durant une certaine période de l'histoire de l'évolution de l'Univers.

On peut en déduire que la formation et la croissance des grandes structures est fortement liée à l'évolution des perturbations de densité de l'Univers. Pour pouvoir étudier ces dernières, il convient de résoudre l'équation (1.29) ou (1.30) selon que l'on considère respectivement une ou plusieurs composantes dans l'Univers. Dans un souci de clarté et de simplification on va reprendre l'équation à une composante et faire la transformée de Fourier.

$$\frac{d^2 \delta_k}{dt^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{d\delta_k}{dt} = 4\pi G \bar{\rho} \delta_k - c_s^2 \frac{k^2}{a^2} \delta_k \quad (1.31)$$

On peut alors généraliser cette dernière par :

$$\frac{d^2 \delta_{k,A}}{dt^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{d\delta_{k,A}}{dt} = 4\pi G \bar{\rho} \sum_i \delta_{k,i} - c_s^2 \frac{k^2}{a^2} \delta_{k,A} \quad (1.32)$$

Sans autre calcul, on voit d'hors et déjà que le terme de dérivée première va amortir la croissance des perturbations. Le terme de somme est alors la source génératrice de ces perturbations tandis que le terme $-c_s^2 \frac{k^2}{a^2} \delta_{k,A}$ est le terme de pression qui va contrer la croissance des perturbations lorsque le rapport $\frac{k^2}{a^2}$ deviendra significatif. Par conséquent la croissance d'une composante non-dominante sera amortie.

1.4.2 Modèles d'Univers et comportement des perturbations

Pour la recherche des solutions des équations du mouvement des perturbations, on va chercher les solutions sous forme d'une onde plane :

$$\delta(\vec{x}, t) = \sum_k \delta_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}}$$

Introduisons alors la longueur de Jean qui est la longueur caractéristique du mode de Jeans, c'est-à-dire le mode où l'effondrement gravitationnel de la matière est entièrement compensé par la pression du fluide. On définit cette longueur par :

$$\lambda_J = c_s \left(\frac{\pi}{G\bar{\rho}} \right)^{1/2} = a \frac{2\pi}{k_J} \quad (1.33)$$

On peut alors réécrire l'équation (1.31) par :

$$\ddot{\delta}_k + 2H\dot{\delta}_k = \frac{c_s^2}{a^2} (k_J^2 - k^2) \delta_k \quad (1.34)$$

Deux régimes extrêmes sont alors mis en évidence :

- $k_J \gg k \Leftrightarrow \lambda_{phys} \gg \lambda_J \Rightarrow$ la pression est négligeable
- $k_J \ll k \Leftrightarrow \lambda_{phys} \ll \lambda_J \Rightarrow$ la pression est dominante et empêche la croissance des perturbations.

Univers statique $\dot{a} = 0$ et $a = 1$

L'équation de propagation des perturbations prend une forme beaucoup plus simple où la solution est du type :

$$\delta_k = \delta_k(0) e^{i\omega t} \quad (1.35)$$

la relation de dispersion est ici donnée par :

$$\omega^2 = c_s^2 k^2 - 4\pi G\bar{\rho} = \omega_p^2 - \omega_g^2 \quad (1.36)$$

avec ω_p pour la pression et ω_g pour la gravitation. Il apparaît alors deux comportements des perturbations :

- quand $\omega_p^2 > \omega_g^2$ on obtient des oscillations
- quand $\omega_p^2 < \omega_g^2$ on obtient une instabilité, c'est-à-dire une croissance des perturbations.

Dans la suite, c'est ce deuxième cas, que l'on appelle mode croissant, qui sera intéressant pour expliquer la formation des grandes structures.

Univers Einstein-de-Sitter

Ce modèle d'Univers présenté par Albert Einstein et Willem de Sitter est le plus simple modèle qui soit. C'est un Univers dans lequel la densité d'énergie est égale à la densité critique (espace plat) et où la seule forme de matière qui contribue à la densité d'énergie correspond à la matière non relativiste. En d'autres termes $\Omega_m = 1$, $\Omega_k = 0$, $\Omega_\Lambda = 0$, $p = 0$ et il est facile de montrer que le facteur d'échelle peut s'écrire comme une loi de puissance du temps, à savoir $a(t) \propto t^{2/3}$. L'équation (1.31) se réécrit donc :

$$\ddot{\delta} + \frac{4}{3t}\dot{\delta} - \frac{2}{3t^2}\delta = 0 \quad (1.37)$$

Le solution de cette équation peut alors s'écrire de façon très simple :

$$\delta = At^{2/3} + Bt^{-1} \quad (1.38)$$

où A et B sont des constantes. On voit que l'on a une croissance des perturbations exponentielle du fait de l'expansion. On peut alors généraliser cette forme pour les solutions de l'équation (1.34) par la superposition d'un mode croissant avec un mode décroissant : $\delta = A(x)D_1(t) + B(x)D_2(t)$ où D_1 et D_2 sont linéairement indépendants.

Toutefois la formation des grandes structures implique la domination du mode croissant des perturbations. Ainsi ces perturbations pourront s'écrire :

$$\delta = A(x)D(t) \quad (1.39)$$

où $D(t)$ est appelé le taux de croissance des perturbations. Pour un Univers Einstein-de-Sitter $D(t) \propto t^{2/3} = \frac{1}{1+z}$.

Univers de matière et de radiation ($\delta_r = 0$ et $\Omega_m \neq 0$)

Ici la radiation est lisse, elle ne permet donc pas créer des perturbations. L'équation (1.31) prend la forme suivante :

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} - 4\pi G\bar{\rho}_m\delta = 0 \quad \text{avec} \quad H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\bar{\rho}_r + \bar{\rho}_m) \quad (1.40)$$

On démontre que la solution générale de cette équation est de la forme :

$$\delta = A\left(1 + \frac{3}{2}\eta\right) + B\left[\left(1 + \frac{3}{2}\eta\right) \ln \left[\frac{(1 + \eta)^{1/2} + 1}{(1 + \eta)^{1/2} - 1}\right] - 3(1 + \eta)^{1/2}\right] \quad (1.41)$$

où $\eta = \frac{\bar{\rho}_m}{\bar{\rho}_r} \propto a$. L'analyse de cette solution montre que tant que la radiation domine, i.e $\eta \ll 1$ il n'y a pas de croissance de perturbations. La formation des structures s'effectuera donc lorsque la matière deviendra dominante.

1.4.3 Scénario de formation hiérarchique

Bien que le formalisme des perturbations de densité soit bien établi, il n'explique pas pour autant la formation des galaxies dans un Univers en expansion. Il a été montré par Lifshitz[83] que les perturbations dont le nombre d'onde k est en dessous de k_J croissent non pas exponentiellement mais comme une loi de puissance de t ou de $a(t)$. Ainsi, pour des $k > k_J$, les perturbations deviendront de simples ondes sonores et oscilleront (même si on est dans un Univers en expansion).

On définit la masse enfermée dans une sphère de rayon $2\pi/|k|$ comme étant :

$$M = \frac{4\pi n m_H}{3} \left(\frac{2\pi}{|k|} \right)^3 \quad (1.42)$$

où n est le nombre densité d'hydrogène. On peut alors définir la masse de Jeans comme étant la masse enfermée dans une sphère de rayon $2\pi/|k_J|$ par :

$$M_J = \frac{4\pi n m_H}{3} \left(\frac{2\pi}{|k_J|} \right)^3 = \frac{4\pi n m_H}{3} \left(\frac{\pi c_s^2}{G[\rho + p]} \right)^{(3/2)} \quad (1.43)$$

Ainsi il devient aisé de suivre les variations de la masse de Jeans induites par l'expansion de l'Univers.

Depuis la période d'annihilation des paires électrons-positrons jusqu'à la recombinaison, on préfère supposer que l'Univers est un mélange d'hydrogène non relativiste et de rayonnement électromagnétique en équilibre thermique à la température T . De plus l'entropie des photons étant très grande, on peut négliger la contribution de la matière en terme de pression, de densité et d'entropie. On peut alors écrire la densité d'énergie, la pression et l'entropie comme :

$$\begin{cases} \rho = nm_H + aT^4 \\ p = \frac{1}{3}aT^4 \\ \sigma = \frac{4aT^3}{3nk} \end{cases} \quad (1.44)$$

Durant cette période la masse de Jeans sera donc plus faible que celle des perturbations. Comme cette ère est dominée par le rayonnement électromagnétique, un traitement relativiste, qui ne sera pas développé ici, est nécessaire. On montre alors que les perturbations croissent proportionnellement à t .

Lors de la recombinaison, les hypothèses faites précédemment ne s'appliquent pas. La pression du rayonnement électromagnétique étant devenu inefficace, l'équation d'état du milieu devient celle d'un gaz monoatomique avec $\gamma = 5/3$. On peut alors écrire :

$$\begin{cases} \rho = nm_H + \frac{3}{2}nkT \\ p = nkT \end{cases} \quad (1.45)$$

En fonction de la taille des perturbations, la masse de Jeans pourra devenir plus grande que celle des perturbations qui deviendront alors de simples ondes sonores.

Ce n'est qu'après la recombinaison que la température du milieu dominé par la matière sera la même que celle de l'ère dominée par la radiation. Ainsi la masse de Jean redevient plus petite que celle des perturbations qui peuvent croître.

L'explication de la formation des structures est cependant assez compliquée. Les observations et les théories viennent se contredire pour expliquer par exemple les superamas ou les galaxies très vieilles. Aujourd'hui la théorie qui paraît la plus plausible est celle de la formation hiérarchique.

Comme vu précédemment, il ne peut y avoir de formation de structures sans croissance de perturbations. Lorsque l'Univers grandit, les perturbations croissent et permettent à la matière de s'accréter pour former des disques proto-galactiques. Ces disques se rassemblent ou se mangent les uns les autres pour former les premières galaxies qui ensuite s'assembleront et se retrouveront gravitationnellement liées pour former des amas de galaxies, et ainsi de suite ...

1.4.4 Spectre de puissance et fonction de transfert

Comme vu précédemment l'analyse de Fourier des perturbations de densités est un outil puissant pour comprendre le comportement des perturbations dans le temps. L'un des exemples les plus importants de tout ce formalisme, en prenant pour contraste de densité δ l'expression (1.27), est de considérer la quantité suivante :

$$\xi(\vec{r}) = \langle \delta(\vec{x}) \delta(\vec{x} + \vec{r}) \rangle \quad (1.46)$$

qui est la fonction d'autocorrélation du champ de densité. Ici on prendra comme convention une moyenne sur le volume. La fonction de corrélation peut alors être développée en prenant en compte que le contraste s'écrit comme une somme : $\delta = \sum_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}}$. On obtient alors la forme suivante :

$$\xi = \left\langle \sum_{\vec{k}} \sum_{\vec{k}'} \delta_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}'}^* e^{i(\vec{k}' - \vec{k}) \cdot \vec{x}} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} \right\rangle \quad (1.47)$$

Les conditions aux bords périodiques du volume V considéré permettent de moyenner les termes croisés à zéro. On obtient l'expression suivante pour la fonction de corrélation :

$$\xi(\vec{r}) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int |\delta_{\vec{k}}|^2 e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k \quad (1.48)$$

Ainsi le spectre de puissance du champ de densité de matière s'obtient en prenant la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation :

$$\xi(\vec{r}) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int P(\vec{k}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k \quad (1.49)$$

Cette dernière expression permet donc d'exprimer le spectre de puissance de la matière directement à partir du contraste de densité :

$$P(k) = \langle |\delta_{\vec{k}}|^2 \rangle \quad (1.50)$$

Afin de pouvoir extraire toute l'information nécessaire à la contrainte des modèles cosmologiques à partir du spectre de puissance du champ de densité de matière, il

est nécessaire d'avoir un modèle qui prédise les fluctuations de densité à partir des paramètres cosmologiques.

Avant d'introduire le modèle de l'inflation, le spectre de puissance était supposé être une simple loi de puissance sans aucune caractéristique particulière. On l'écrivait alors :

$$P(k) = Ak^n \quad (1.51)$$

où n est l'indice du spectre qui va permettre de différencier les petites échelles des grandes. La question était de savoir comment borner la valeur de n ? Une première réponse est de considérer l'homogénéité asymptotique, ce qui entraîne directement comme condition $n > -3$. Pour la borne supérieure Zel'dovich proposa l'argument suivant. Si on suppose, quand la distribution de matière est initialement uniforme et que cette matière est morcelée, chaque morceau étant aussi uniforme que possible, alors on peut montrer que la conservation du moment de ce processus signifie que l'on ne peut pas créer un spectre de puissance qui décroisse vers 0 (aux petites longueurs d'ondes). Ce qui implique alors que $n \leq 4$ [1]

Actuellement les observations des anisotropies du CMB fournissent une valeur assez précise de la pente du spectre aux alentours de $n \sim 1$ [63][26][132], ce qui a été prédit par les modèles d'inflation. Ce spectre est alors appelé spectre invariant d'échelle (tel que Zel'dovich l'a défini) ou bien spectre de Zel'dovich (on l'appelle aussi spectre de Harrison & Peebles, qui l'ont inventé indépendamment).

Le spectre observé est le résultat de modifications du spectre primordial par différents processus : structures s'effondrant sous l'effet de leur propre gravité, des effets de pression ou bien le contenu de l'Univers (Matière Noire, neutrinos ou Énergie Noire). L'amplitude des modes aux faibles longueurs d'ondes (pour des hautes valeurs de k) peut se retrouver réduite par celle des modes à grandes longueurs d'ondes.

Pour prendre en compte ces effets, on a défini la fonction de transfert qui donne le rapport des amplitudes des modes de perturbations par rapport à leur valeur initiale. On définit cette quantité par :

$$T(k) = \frac{\delta(z=0)}{\delta(z)D(z)} \quad (1.52)$$

avec $D(z)$ le taux de croissance linéaire des perturbations entre l'époque de redshift z et aujourd'hui. On voit donc que connaître avec précision la fonction de transfert permet de comprendre le changement des structures dans le temps depuis l'époque dominée par la matière. Je ne détaillerai pas ici le calcul de cette fonction.

En revanche il est intéressant de noter qu'il y a essentiellement deux scénarios dans lesquels le spectre de puissance primordiale diffère de celui observé aujourd'hui et qui correspondent à une réduction des fluctuations aux petites échelles :

- l'effet de la masse de Jeans. Avant l'époque de l'équilibre matière-rayonnement, les perturbations l'intérieur de l'horizon ne peuvent croître en raison de la pression du rayonnement. Si la Matière Noire domine alors les perturbations sur toutes les échelles peuvent croître, si la matière baryonique domine, alors la longueur de Jeans reste approximativement une constante.

- l'amortissement des fluctuations. Les perturbations aux très petites échelles seront entièrement effacées par free streaming dans un Univers contenant de la Matière Noire.

C'est ce dernier scénario qui s'applique dans notre cas car on considère que les baryons sont plongés dans un bain de matière noire dite "froide" (Cold Dark Matter) adiabatique. Des simulations numériques (Bardee et al.1986[6]) ont permis de déterminer un fit numérique de la fonction de transfert. Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{cases} T_k = \frac{\ln(1 + 2.34q)}{2.34q} \left[1 + 3.89q + (16.1q)^2 + (5.46q)^3 + (6.71q)^4 \right]^{-1/4} \\ q = \frac{k}{h\Gamma} \\ \Gamma = \Omega_m h \exp \left[-\Omega_b (1 + \sqrt{2h/\Omega}) \right] \end{cases} \quad (1.53)$$

L'introduction du paramètre de forme Γ vient du fait que nous considérons un mélange baryons et matière noire. Par conséquent la densité de baryons abaissera la densité apparente de matière noire. Ce paramètre a été introduit pour la première fois par Efstathiou et al.(1992)[35] dans modèle cosmologique CDM où $\Omega_b = 0.03$. Peacock & Dodds (1994)[99] ont montré qu'une augmentation de la valeur de la densité de baryon ne changeait pas la forme du spectre mais décalait Γ à des valeurs plus faibles. Ce décalage a été généralisé à des modèles où $\Omega_m \neq 1$ par Sugiyama(1995)[134] et utilisées par Viana & Liddle(1998)[143]. Une approximation de Γ est donnée par Eisenstein & Hu(1998)[37] qui prennent en compte que la fonction de transfert développe des oscillations lorsque le contenu baryonique est trop important.

On remarque alors que la forme du spectre est dépendante de Ω_m , h ou Ω_b . Pour une application cosmologique, cette dépendance est très importante notamment dans le calcul des comptages d'objets ou dans la détermination des paramètres cosmologiques.

1.4.5 Vers le régime non-linéaire

Le modèle des perturbations est un modèle très bien défini pour les fluctuations aux petites échelles. Cependant, pour comprendre la formation des grandes structures comme les amas de galaxies, il est nécessaire de comprendre le comportement de ces perturbations à ces grandes échelles.

Le modèle linéaire défini ci-avant n'étant plus applicable à ces échelles, on doit prendre en comptes des phénomènes non-linéaires pour expliquer la formation des amas de galaxies par exemple.

Le modèle sphérique

Le modèle sphérique est le modèle le plus simple pour comprendre la formation d'une grande structure comme un amas ainsi que son évolution en fonction de celle de l'Univers.

On considère que l'Univers est sphériquement symétrique et que la matière (pression nulle) est un fluide parfait comobile. Notons aussi que ce modèle se limite à la croissance d'une structure et non à l'effondrement. Ce dernier cas entraînant une distribution instable de la matière sauf dans le cas de modèles d'accrétion sphérique, comme c'est le cas pour les amas ou les galaxies.

A un temps initial, t_i , on considère une sphère de matière de rayon r_i sans vitesse péculaire. L'énergie cinétique par unité de masse s'écrit alors :

$$K_i = \frac{1}{2} H_i^2 r_i^2 \quad (1.54)$$

où H est le taux d'expansion. L'indice i signifie que l'on se place au temps t_i . Si le milieu dans lequel est plongé la sphère était homogène alors l'énergie potentielle s'écrirait :

$$|W_i^b| = \Omega_i K_i$$

Cependant, en prenant en compte les fluctuations de densité, la masse à l'intérieur de cette sphère de rayon r_i s'écrit :

$$M = \rho_b V_i (1 + \delta_i^*) \quad \text{avec} \quad V_i = 4/3 \pi r_i^3 \quad (1.55)$$

avec ρ_b la densité du milieu et δ_i^* les fluctuations au temps t_i dans le cas d'un objet complètement comobile (i.e $\vec{v} = 0$). On obtient alors l'énergie potentielle par unité de masse ainsi que l'énergie totale à l'intérieur de la sphère respectivement par :

$$|W_i| = \Omega_i K_i (1 + \delta_i^*) \quad (1.56)$$

$$E = K_i - |W_i| = -\frac{|W_i|}{1 + \delta_i^*} \left[\delta_i^* - (\Omega_i^{-1} - 1) \right] \quad (1.57)$$

Le comportement de la sphère est donc différent selon les valeurs de Ω_i . Pour le cas d'un Univers plat ($\Omega_i = 1$) on a donc deux conditions sur δ_i^* :

- $\delta_i^* < 0$ la sphère croît
- $\delta_i^* > 0$ la sphère cesse de croître

Ainsi, lorsque la sphère est arrivée à son maximum de croissance, le rayon r_m peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\frac{r_m}{r_i} = \frac{1 + \delta_i^*}{\delta_i^* - (\Omega_i^{-1} - 1)} \quad (1.58)$$

Toutefois, il est intéressant de déterminer le comportement du rayon lors de la croissance de la sphère. Pour simplifier la solution générale $r(t)$ on se placera dans le cas suivant : $\Omega_i \approx 1$, $\delta_i^* \ll 1$ et seul les modes croissants des perturbations seront considérés. On peut ainsi écrire l'amplitude des modes croissants comme $\delta_i' = 3/5 \delta_i^*$.

L'accélération de la croissance de notre sphère va donc s'écrire :

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM}{r} \quad (1.59)$$

En supposant qu'aucune autre sphère ne vienne rencontrer la nôtre durant sa croissance, on peut alors considérer que la masse M est constante et intégrer l'équation (1.59) :

$$\left(\frac{dr}{dt}\right) = \frac{2GM}{r} + C \quad (1.60)$$

La solution des équations (1.59) et (1.60) s'écrit alors sous la forme paramétrique suivante (en fonction de la valeur de la constante d'intégration C) :

$$\begin{cases} C > 0 \implies r = A(\cosh \theta - 1), & t = B(\sinh \theta - \theta) \\ C < 0 \implies r = A(1 - \cos \theta), & t = B(\theta - \sin \theta) \\ A^3 = GMB^2 \end{cases} \quad (1.61)$$

On montre pour un modèle d'Univers plat, que le comportement du rayon de la sphère ainsi que celui de sa densité en fonction de celle du milieu dans lequel elle est plongée peut se réduire à ce système d'équations :

$$\begin{cases} \theta - \sin \theta = \frac{4}{3} \left(\frac{5}{3} \frac{a(t)}{a_i} \delta'_i \right)^{3/2} \\ r = \frac{3}{10} \frac{r_i}{\delta'_i} (1 - \cos \theta) \\ \frac{\rho'}{\rho_b} = \left[\frac{10}{3} \frac{a}{a_i} \frac{\delta'_i}{1 - \cos \theta} \right]^3 = \frac{9}{2} \frac{(\theta - \sin \theta)^2}{(1 - \cos \theta)^3} \end{cases} \quad (1.62)$$

On voit donc que la croissance de notre structure dépend des conditions initiales, notamment du rayon et de l'amplitude des fluctuations de densité au temps t_i . Il est alors possible de déterminer le temps où la croissance sera maximale par la relation $t_m = [6\pi G \rho_b(t_m)]^{-1/2}$ où $\rho'_m = \frac{3\pi}{32Gt_m^2}$. Ainsi, en ayant une estimation de ρ_m aujourd'hui il est possible de remonter au temps de croissance maximum de la sphère.

La suite de l'évolution de la sphère se compose de trois parties :

- (1) le turnaround. La sphère se sépare de l'expansion de l'Univers et son rayon atteint son maximum pour $\theta = \pi$ et $t = \pi B$
- (2) l'effondrement. Si seul le processus d'effondrement est la gravité, alors la sphère s'effondrera en une singularité à $\theta = 2\pi$
- (3) la virialisation. La structure n'étant pas totalement sphérique, lors de l'effondrement le gaz intra-amas va chauffer et contrer l'effondrement gravitationnel. En accord avec le théorème du viriel, l'énergie cinétique de la structure sera liée à l'énergie potentielle par $W = -2K$. Cette étape est prise comme le point de fin de l'effondrement gravitationnel et se déroule à $\theta = 3\pi/2$.

Solution de similarité

Maintenant que nous connaissons les grandes étapes de la formation des structures, il serait intéressant de voir ce qu'il se passe bien après l'effondrement lorsque le régime de croissance est devenu complètement non-linéaire. On s'attend donc à ce que la structure s'approche d'une forme auto-similaire qui est indépendante des conditions initiales.

Une fois la virialisation effectuée on obtient les équations suivantes sur le rayon de la structure et le temps[100] :

$$\begin{cases} r_{vir} = \frac{3}{10} \left(\frac{r_i}{\delta'_i} \right) \\ t_{vir} = (9\pi + 6) \left(\frac{20\delta'_i}{3} \right)^{-3/2} t_i \end{cases} \quad (1.63)$$

En insérant une loi de puissance $\delta'_i \propto r_i^{-\alpha}$ on obtient :

$$r_{vir} \propto t_{vir}^{2(\alpha+1)/3\alpha}$$

Dans la plupart des cas $\alpha = 3$ et $r \propto t^{8/9}$ pour rayon physique et $r \propto t^{2/9}$ pour le rayon comobile. Ainsi le profil de densité dépendra du comportement de la sphère juste après le turnaround.

Même si ce scénario est simple et reflète bien la réalité, il existe cependant des asphérités dans les conditions initiales qui peuvent être amplifiées lors de la phase d'effondrement. Ainsi la symétrie sphérique sera "cassée" et chaque structure atteindra une taille proche de r_{vir} . Le profil de densité sera alors :

$$\rho'_m \propto t_{vir}^{-2} \propto r_{vir}^{-3\alpha/(\alpha+1)}$$

Le profil de densité pour une accréation de matière autour d'une masse initiale s'écrira :

$$\rho(r) \propto r^{-9/4}$$

ce qui est proche du profil de densité en équilibre thermodynamique d'une sphère isotherme.

1.4.6 Fonctions de masse

Les contraintes sur les paramètres cosmologiques, issues des amas, peuvent s'obtenir notamment en étudiant leur population et plus précisément en effectuant des comptages. Ces comptages, d'un point de vue tout à fait théorique s'expriment sous la forme d'une fonction de masse, qui n'est autre que la densité numérique d'objets dont la masse est supérieure à une certaine masse m .

Formalisme de Press & Schechter

En 1974, William Press & Paul Schechter (Press& Schechter 1974[108]) développent pour la première fois (et avec une très grande précision) le formalisme et la formule d'une fonction de masse en se basant sur le modèle d'effondrement sphérique des structures, et en supposant des fluctuations Gaussiennes.

Si on considère un objet de masse au moins égale à m , alors on peut dire qu'il résulte de l'effondrement d'une sphère de rayon au moins R satisfaisant les critères de non-linéarité. On peut alors écrire la fraction de matière de cet objet par :

$$F(> m) = \frac{1}{\bar{\rho}} \int_m^{+\infty} n(m) dm \quad (1.64)$$

Le terme de droite représente la probabilité qu'un élément de matière dans l'Univers est inclus dans une sphère de rayon au moins R et qui satisfait le critère de non-linéarité $\delta > \delta_\nu = \nu_S \sigma(m)$, avec $\sigma(m)$ les fluctuations de matière dans une sphère de masse m .

La fonction de masse est alors donnée par :

$$n(m)dm = \frac{\bar{\rho}}{m} \left| \frac{d}{dm} F(> m) \right| dm \quad (1.65)$$

En supposant les fluctuations gaussienne, Press & Schechter ont proposé une forme analytique pour la fraction de matière F :

$$F(> m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\nu_c}^{+\infty} e^{-\nu^2/2} d\nu \quad (1.66)$$

où $\nu = \bar{\delta}/\sigma(m)$ et ν_c représente le contraste de densité critique nécessaire à un objet pour s'effondrer. En insérant alors l'équation (1.66) dans l'équation (1.65) on obtient une écriture plus claire de la fonction de masse de Press& Schechter :

$$n(m, z)dm = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}}{m^2} \nu_c e^{-\nu_c^2/2} \left| \frac{d \ln \sigma(m)}{d \ln m} \right| \quad (1.67)$$

avec :

$$\nu_c(m, z, \Omega) = \frac{\delta_c(z, \Omega)}{\sigma_0(m)} \frac{D(z, m, \Omega)}{D(0, m, \Omega)} \quad (1.68)$$

Grâce aux relations (1.67) et (1.68) on voit que la fonction de masse dépend du taux de croissance des fluctuations $D(z, m, \Omega)$ ainsi que des paramètres du spectre de puissance de ces fluctuations (via $\sigma(m)$). Autrement dit, la population ou le comptage des amas est directement liée à la masse des ces derniers ainsi qu'à la valeur des paramètres cosmologiques.

Sheth, Mo & Tormen

Le formalisme développé par Press & Schechter a longtemps perduré et s'est imposé comme une référence. Même si cette fonction de masse est raisonnablement précise et reproduit assez bien les simulations numériques, ces dernières ont montré que le nombre d'amas de faible masse prédits par la fonction de masse excède celui vu par les simulations.

Pour réduire ces désaccords, Sheth, Mo & Tormen (Sheth&Tormen 1999[130], Sheth, Mo& Tormen 2001[129]) ont proposé que les structures ne s'effondraient pas de manière sphérique mais ellipsoïdale. Ainsi, cette nouvelle fonction de masse s'écrit sous la forme :

$$\begin{cases} n(m, z)dm = \frac{\bar{\rho}}{m^2} \nu f(\nu) \left(-\frac{d \ln \sigma}{d \ln m} \right) \\ \nu f(\nu) = 2A \left(1 + \frac{1}{\nu'^{2q}} \right) \sqrt{\frac{\nu'^2}{2\pi}} \exp \left(-\frac{\nu'^2}{2} \right) \end{cases} \quad (1.69)$$

Les simulations numériques sont bien ajustées par $\nu' = \sqrt{a}\nu$, $a = 0.707$, $q = 0.3$ et $A \approx 0.322$. Ces paramètres sont obtenus en imposant la condition $\int f(\nu) d\nu = 1$, ce

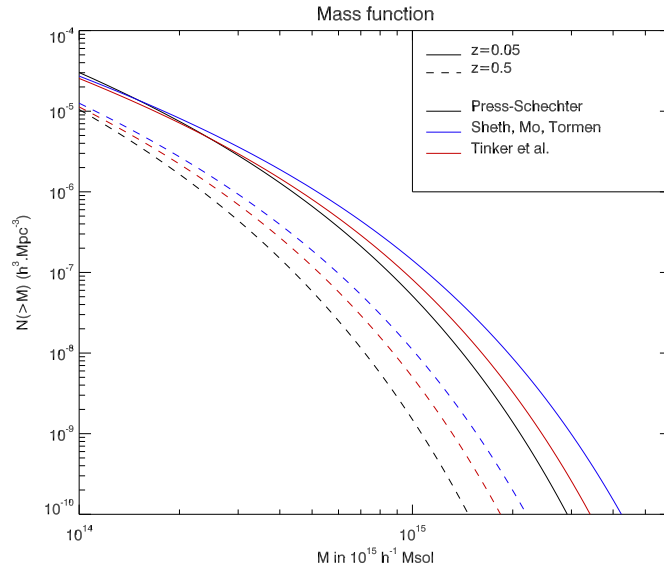


FIGURE 1.4 – Les tracés en noir, bleu et rouge représentent respectivement les fonctions de masse de Press & Schechter, Sheth, Mo & Tormen et Tinker et al. pour un modèle Λ CDM : $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h = 0.7$ et $\sigma_8 = 0.8$. Ces modèles sont pris à $z = 0.05$ (traits pleins) et à $z = 0.5$ (tirets).

qui signifie que toute la masse de l'Univers est supposée être contenue dans des objets gravitationnellement liés. Cette fonction de masse donnera alors dans les simulations plus d'amas massifs que d'amas légers.

Enfin, il est intéressant de noter que la fonction de masse de Press & Schechter peut être retrouvée en posant $a = 1$, $q = 0$ et $A = 1/2$.

En route pour la cosmologie de précision

Plus récemment des efforts ont été mis en oeuvre pour développer des fonctions de masse de plus en plus précise et proche de la "réalité". Les travaux réalisés par Press & Schechter puis Sheth, Mo & Tormen cherchaient à calibrer une fonction de masse universelle, dans le sens que la même forme fonctionnelle peut être utilisée pour différentes cosmologies et à différents redshifts.

Les travaux de Tinker et al. 2008 [140] ont recalibré la fonction de masse en se basant sur un algorithme "spherical overdensity (SO) halo finder" plutôt que sur un algorithme "Friend-of-Friend". De cette manière, les halos de matière noire sont identifiés comme des régions sphériques enfermant une certaine surdensité Δ autour d'un pic de densité, ce qui permet de se rapprocher de la méthode de détection des objets à partir de surveys d'amas. Cette méthode a permis de fournir une fonction de masse plus précise ($< 5\%$), qui varie avec le redshift ($z = [0, 2.5]$) et dont l'évolution de la concentration des halos est conduite par la densité de matière Ω_m . Le fit

analytique de la fonction de masse de Tinker et al. est donné par :

$$\begin{cases} \frac{dn}{dm} = f(\sigma) \frac{\bar{\rho}_m}{m^2} \left(-\frac{d \ln \sigma}{d \ln m} \right) \\ f(\sigma) = A \left[\left(\frac{\sigma}{b} \right)^{-a} + 1 \right] \exp \left(-\frac{c}{\sigma^2} \right) \end{cases} \quad (1.70)$$

où $\bar{\rho}_m$ est la densité de l'Univers et les paramètres de $f(\sigma)$ sont donnés par :

$$\begin{cases} A(z) = A_0(1+z)^{-0.14} \\ a(z) = a_0(1+z)^{-0.06} \\ b(z) = b_0(1+z)^{-\alpha} \\ \log \alpha(\Delta) = - \left[\frac{0.75}{\log \Delta / 75} \right]^{1.2} \end{cases} \quad (1.71)$$

On retrouve ainsi une évolution des paramètres de la fonction de masse en fonction du redshift. L'indice 0 pour chacun des paramètres fait référence à la valeur de ce paramètre à t_0 et est donnée par :

$$\begin{cases} A_0 = \begin{cases} 0.1(\log \Delta) - 0.05 & \Delta < 1600 \\ 0.26 & \Delta \geq 1600 \end{cases} \\ a_0 = 1.43 + (\log \Delta - 2.3)^{1.5} \\ b_0 = 1.0 + (\log \Delta - 1.6)^{-1.5} \\ c = 1.2 + (\log \Delta - 2.35)^{1.6} \end{cases} \quad (1.72)$$

où $\Delta = \frac{\rho}{\bar{\rho}_m}$ et représente le contraste de surdensité. Dans la littérature on peut trouver une autre définition de Δ , mais on parlera de contraste de surdensité critique et on l'écrira $\Delta_c = \frac{\rho}{\rho_c}$ avec ρ_c la densité critique de l'Univers ($\bar{\rho}_m(z) = \Omega_m(z)\rho_c(z)$).

La figure (1.4) montre les fonctions de masses définies ci-avant pour un modèle Λ CDM ($\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h = 0.7$ et $\sigma_8 = 0.8$) et à deux redshifts différents $z = 0.05$ et $z = 0.5$.

Dans l'étude que présente, j'utiliserai les fonctions de masse de Sheth, Mo & Tormen (que j'appellerai SMT) et de Tinker et al. (que je simplifierai par Tinker).

1.4.7 Profil NFW

Les travaux de Navarro, Frenk & White 1995[95] et 1996[96] ont étudié la formation des halos de Matière Noire à partir de simulations haute résolution sur un intervalle de masse de quatre ordre de magnitude, s'étendant de la masse des galaxies naines jusqu'à la masse d'amas massifs. Ces travaux ont montré que le profil de densité des halos CDM à toutes les masses pouvait être ajusté par une formule simple :

$$\frac{\rho(r)}{\rho_c} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \quad (1.73)$$

où r_s est une échelle de rayon, δ_c est une densité caractéristique et ρ_c est la densité critique de l'Univers. Les résultats de l'époque (voir par exemple Quin et al.1986[109],

Efstathiou et al.1988[36] ou Warren et al.1992[151]) étaient en faveur d'un profil qui dépendait de l'indice spectral primordial n . En 1997 Navarro, Frenk & White (NFW)[97] ont utilisé des simulation numériques à N-corps afin de comprendre le rôle de la masse des halos, du spectre de puissance des fluctuations de densité primordiales et des paramètres cosmologiques dans la formation des halos CDM. Ils ont considéré huit modèles cosmologiques différents (cinq modèles Einstein-de

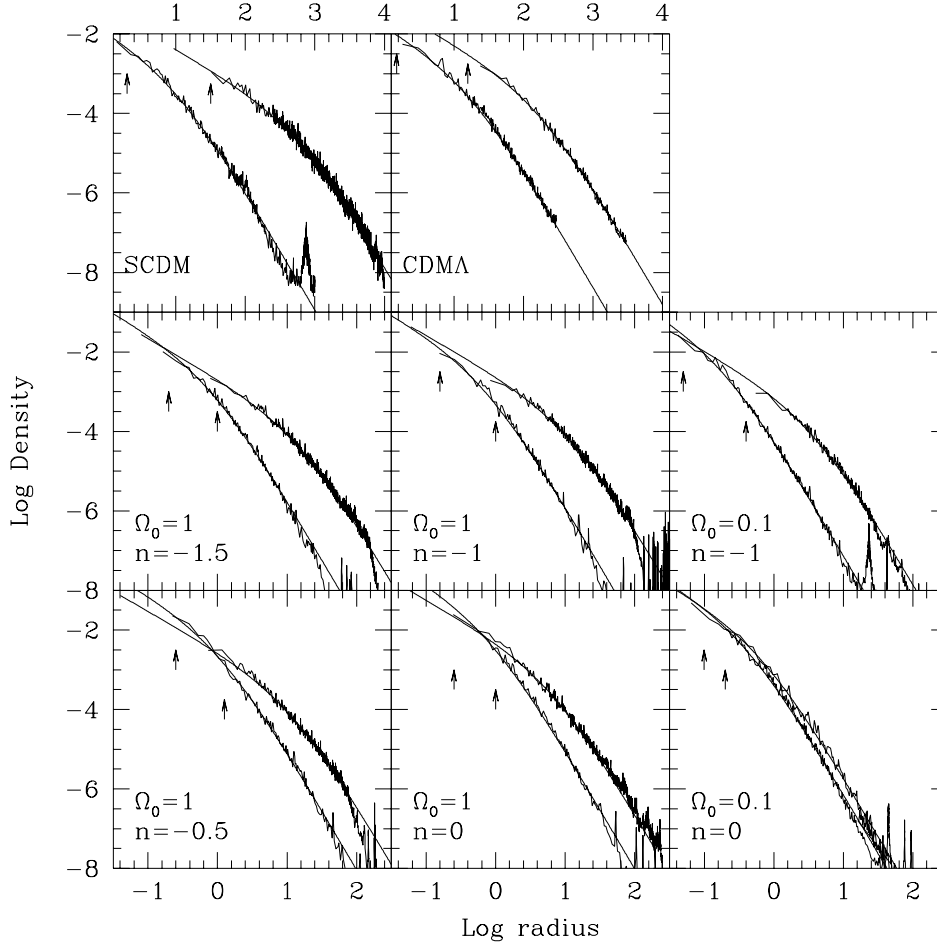


FIGURE 1.5 – Profil de densité d'un des plus massifs halos et d'un des moins massifs. Le halo le moins massif est la courbe de gauche dans chaque image. Les traits solides sont les fits du profil de densité de l'équation (1.73). Dans les modèles SCDM (Einstein de Sitter) et Λ CDM, les rayons sont donnés en kpc et les densités en $10^{10} M_{\odot} \cdot \text{kpc}^{-3}$. Figure prises de [97].

Sitter, deux modèles avec un indice respectivement de $n = 0$ et $n = -1$ et un modèle Λ CDM), un spectre de puissance des fluctuations qui varie comme une loi de puissance et un large intervalle de masse. Le conclusion de leur travail est que le profil de densité des halos de Matière Noire est indépendant du modèles cosmologique considéré (voir par exemple figure (1.5)) et que la pente de ce profil est très faiblement dépendante de la valeur de l'indice spectral primordial n , ce qui venait contredire

les résultats de l'époque. Enfin, NFW 1997 ont montré que les halos en équilibre ont un profil de densité dont la forme est complètement indépendant de la masse.

Leurs simulations ont suggéré que le profil des halos CDM pouvait être déterminé en connaissant uniquement la masse du halo et sa densité. Ils ont alors extrait un fit de la relation masse-densité pour des halos en équilibre quel que soit le modèle cosmologique considéré :

$$\frac{\delta(r_{500c})}{\delta(r_v)} = fX^{-3} \left[\ln(1 + cX) - \frac{cX}{1 + cX} \right] \quad (1.74)$$

où c est un facteur de concentration (voir équation (2) de [97]), $X = r_{500c}/r_v$ et $f = \ln(1 + c) - \frac{c}{1+c}$.

1.5 Les sondes de l'Univers

The Cosmic Microwave Background (CMB)

Historiquement le CMB a été mis en évidence par Penzias et Wilson en 1964 alors qu'ils faisaient des observations en onde radio sur le ciel. Afin d'étalonner au mieux leur radio-télescope, ils avaient besoin de connaître avec précision le bruit de fond. C'est donc ainsi qu'ils ont découvert un bruit supplémentaire qui semblait de venir de toutes les directions et dont les fluctuations étaient très faibles. Ce bruit, d'une température de 2.7K, ne pouvait être émis par la voie lactée et, grâce aux travaux de l'époque, fut considéré comme la preuve de l'existence du CMB. Cette découverte a valu à Penzias et Wilson le prix Nobel de physique en 1978.

Plus scientifiquement ce phénomène a été prédit par Gamow[47] en 1948 suivi de Alpher et Herman [3]. Tant que la température reste grande devant l'énergie de liaison de l'hydrogène, les photons sont couplés aux électrons et la matière reste sous forme de plasma. Avec l'expansion de l'Univers, la température s'est alors mise à décroître et l'énergie nécessaire au couplage électron-photon ne fut plus suffisante. C'est à ce moment, environ 380 000 ans après le Big Bang, que la première lumière de l'Univers a été émise, ce que l'on appelle aujourd'hui le CMB ou fond diffus cosmologique.

La satellite COBE en 1992 a observé le spectre du CMB et a mis en évidence des fluctuations sur la distribution de température, résultats qui ont été améliorés plus récemment par le satellite WMAP. Outre le fait que le spectre est très proche de celui d'un corps noir (voir figure (1.6)), les fluctuations sur la température ont permis de mettre en évidence des inhomogénéités qui se seraient produites à la période du découplage mais aussi des perturbations de densité qui ont été les grânes de la formation des grandes structures que nous observons aujourd'hui (galaxies, amas de galaxies, ...).

Les supernovae de type Ia

Les supernovae de type Ia sont le résultat de l'explosion des naines blanches qui s'effondrent en accrétant de la matière d'une étoile compagnon. Ces explosions sont

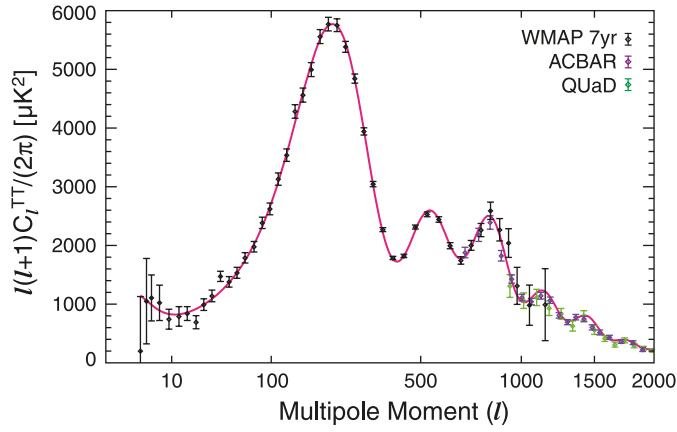


FIGURE 1.6 – *Spectre de puissance angulaire en température du CMB. Figure issue de Komatsu et.al 2010[78]*

d'une rare violence et extrêmement lumineuses de telle sorte que leur luminosité est comparable à celle de leur galaxie hôte. Il devient donc facile d'observer ces supernovae jusqu'à des distances de plusieurs centaines de Mpc.

L'apport des SN Ia est considérable si toutefois leurs propriétés sont bien comprises et que toutes les systématiques sont bien maîtrisées. Ainsi il devient possible dans le diagramme d'Hubble (voir figure (1.7)) d'étendre la relation distance-luminosité décalage spectral dans un domaine qui n'est plus linéaire.

Ce domaine possédant un terme proportionnel à $(1 - q_0)z^2/2$ (où q_0 est le facteur de décélération), on peut donc contraindre des paramètres cosmologiques autres que le paramètre de hubble h car :

$$q_0 = \frac{1}{2} \sum_x (1 + 3w_x) \Omega_{x0}$$

Les catalogues actuels contiennent plusieurs centaines de SN Ia à des redshifts élevés et en combinant ces données à celles du CMB on peut extraire les paramètres cosmologiques avec une certaine robustesse. Toutefois certains effets doivent être quantifiés : le comportement des SN Ia avec le temps, l'absorption par le milieu interstellaire et le biais observationnel.

Oscillations acoustiques baryonique (BAO)

La découverte d'un pic acoustique dans le spectre de puissance des anisotropies du CMB a permis de mesurer et de contraindre fortement le contenu de l'Univers ainsi que sa courbure. Cette outils extrêmement puissant a démontré que les perturbations cosmiques (à l'origine de la formation des grandes structures) existaient à des temps primordiaux mais étaient aussi adiabatiques.

Ce pic avait été prédit il y a plusieurs décennies (Peebles&Yu 1970[101], Sunyaev&Zel'dovich 1970[135], Bond&Efstathiou 1984[15], Holtzmann 1989[60]). A des temps très recu-

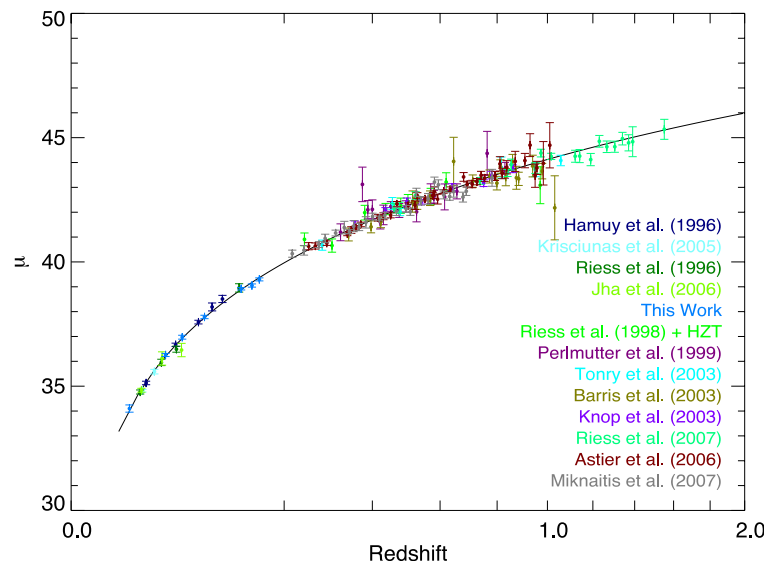


FIGURE 1.7 – *Diagramme de Hubble binné en redshift ($\Delta z = 0.01$) des supernovae du Supernovae Compilation[79]*

lés, les perturbations cosmiques ont excité les ondes sonores dans le plasma relativiste. Lors de la recombinaison à $z \approx 1000$, la vitesse du son a chuté brutalement et les ondes sonores ont cessé leur propagation.

Ainsi, l'Univers ayant un contenu en baryons non négligeable, les théories cosmologiques ont prédit que cette signature acoustique apparaîtrait dans le spectre de puissance de la matière non-relativiste. Comme vu précédemment, les perturbations croissent de manière sphériques et à l'époque de la recombinaison cette sphère s'est stoppée à rayon de l'ordre de 150Mpc.

Toutefois, la quantité de matière noire étant dominante dans les grandes structures, la signature acoustique n'apparaîtra que sous la forme d'un seul pic de faible amplitude à une séparation de environ 150Mpc.

En 2005, une équipe menée par Daniel Eisenstein[38] a pu mettre en évidence cette signature acoustique dans le spectre de puissance des galaxies rouges (LRG) (voir figure (1.8)). Ce pic étant très faible et apparaissant aux grandes échelles, il aura fallut attendre les grands surveys du SDSS dont le volume dépasse $1h^{-3}\text{Gpc}^3$.

L'intérêt de pic est triple :

- (1) il fournit une preuve que les fluctuations aux grandes échelles croissent selon la théorie des perturbations linéaires depuis $z \approx 1000$
- (2) il donne une confirmation de l'existence de la Matière Noire au temps de la recombinaison. Si l'Univers contenait uniquement des baryons, la signature acoustique devrait être beaucoup plus importante.
- (3) il permet de poser des contraintes extrêmement fortes sur l'accélération du taux d'expansion de l'Univers et donc sur l'énergie noire, qui est à l'heure actuelle la solution envisagée.

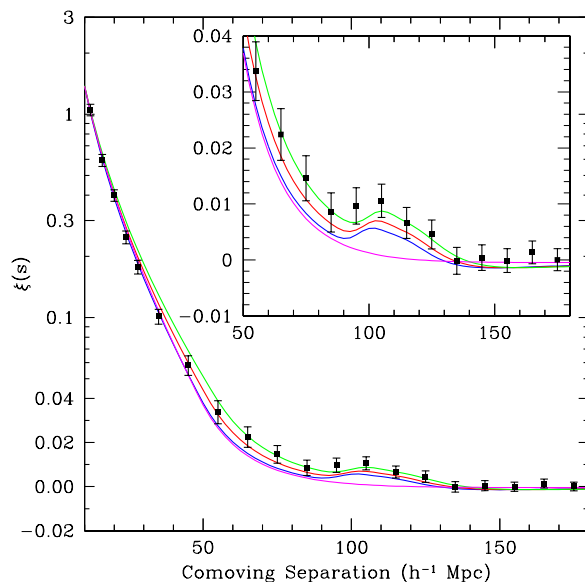


FIGURE 1.8 – *Fonction de corrélation des LRG du SDSS en fonction de la séparation comobile. Figure issues de Eisenstein et al.2005[38]*

Les lentilles gravitationnelles

Lorsqu'il énonçât sa théorie de la relativité générale, Albert Einstein avait prédit l'effet de lentille gravitationnelle qui pouvait se produire à cause d'un corps suffisamment massif. Ainsi, si un corps possède une masse très grande et est devant un objet situé en arrière plan, alors la distorsion spatio-temporelle induite par le corps permettra à la lumière émise par l'objet d'être déviée, amplifiée et déformée.

L'exemple le plus concret est une galaxie placée derrière un amas de galaxie. Ce dernier, étant très massif, déformera l'espace-temps sous l'effet de son propre potentiel gravitationnel et comme la lumière de la galaxie suit les géodésiques nulles, ce résultat sera la formation d'un anneau autour de l'amas que l'on appelle anneau d'Einstein.

Il est clair que cet effet est très intéressant car il permet une mesure directe de la masse du corps déformant, mais avec une précision faible à l'heure actuelle. Seules quelques équipes d'aujourd'hui utilisent cet effet pour déterminer les lois d'échelles des amas de galaxies ou bien pour déterminer directement les paramètres cosmologiques.

Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont aujourd'hui les objets effondrés ou halos de Matière Noire les plus massifs que l'on utilise en cosmologie car leur état est très proche de l'équilibre du viriel. Du fait de leur taille, de leur masse et de leur contenu, ils sont une très bonne représentation des caractéristiques moyennes de l'Univers. Étant très sensibles aux fluctuations de densité, les amas permettent de poser des contraintes sur les paramètres cosmologiques comme Ω_m , le paramètre de densité

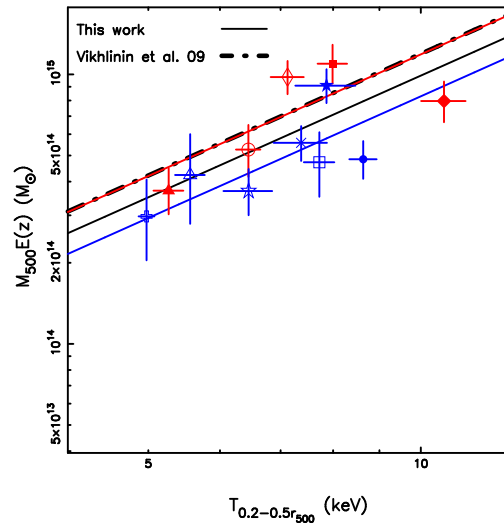


FIGURE 1.9 – *Tracé de la relation $M_{500}-T$ en utilisant les masses issues de l'effet de lentille gravitationnel dit "faible". Les lignes noires, rouges et bleues sont respectivement les fits de cette relation pour tous les amas, les non-perturbés et les perturbés. Figure issue de Okabe et al. 2010[98]*

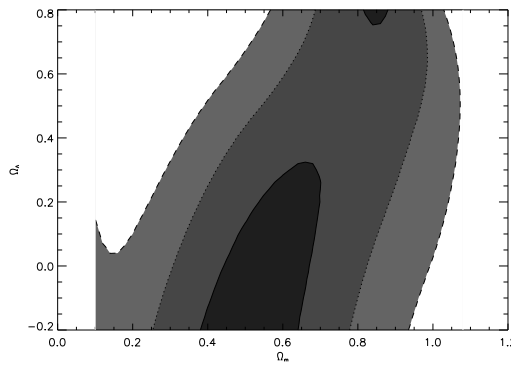


FIGURE 1.10 – *Contours Ω_Λ vs Ω_m à 1, 2 et 3σ en utilisant une test cosmologique basé sur la fraction baryon des amas de galaxies locaux et distants. Test réalisé au rayon viriel et pour une température de normalisation $A_{TM} = 6,24\text{keV}$. Figure issue de Ferramacho & Blanchard 2007[41]*

de matière, σ_8 , le paramètre des fluctuations de densité de matière ou encore h le taux d'expansion. Ainsi en étudiant leurs différentes observables (température, luminosité, ...), il devient possible de comprendre le comportement et l'évolution de l'Univers à travers le temps.

L'évolution de l'abondance des amas est un test cosmologique qui est très sensible au taux de croissance et notamment à la densité de matière Ω_m (moins fortement aussi à σ_8 , Ω_Λ ou bien w). Ces objets offrent un excellent test cosmologique pouvant être combiné à d'autres sondes cosmologiques.

La mise en pratique d'un tel test peut s'avérer compliquée du fait de la physique sous-jacente des amas. En émettant dans une gamme d'énergie très large, de nombreux processus ont été découverts (comme le Bremsstrahlung thermique par exemple) influençant directement les observables. Il convient alors de bien comprendre toute la physique des amas afin de ne pas introduire des systématiques dans l'estimation des paramètres cosmologiques, ce qui est l'objet du travail de thèse que je présente.

Par la suite, j'expliquerai comment utiliser les amas comme test cosmologique (comptages, fraction de baryon, ...). Je développerai la méthode qui m'a permis de contraindre les propriétés internes des amas afin d'extraire des informations sur l'Univers, à partir de plusieurs domaines d'énergie et de manière auto-consistante.

Chapitre 2

Les amas de galaxies

Une théorie nouvelle ne triomphe jamais.
Ce sont ses adversaires qui finissent par mourir.
- *Max Planck* -

Les amas de galaxies sont les objets les plus gros de l'Univers. Dans le modèle hiérarchique de formation des structures ils sont les derniers objets à s'être formés après les galaxies. Sous l'effet de la gravité, la matière et les galaxies s'accrètent pour former une structure plus colossale. Comme dans la formation des galaxies, l'énergie cinétique devenant suffisante pour contrer le collapse gravitationnel, l'amas de galaxies devient virialisé.

Etant un assemblage de galaxies, les amas sont de une à plusieurs centaines de fois plus massifs que les galaxies. A l'heure actuelle, les amas les plus massifs sont de l'ordre de quelques 10^{15} fois la masse du Soleil. Leur taille étant aussi de l'ordre quelques Mpc, il devient évident (par $T \propto \frac{GM}{R}$) que la température de ces objets doit être très élevée (de l'ordre de 10^8K).

Avec l'observation d'un rayonnement dans le domaine X on a pu mettre en évidence des phénomènes violents au sein des amas, comme le bremsstrahlung thermique, l'effet Compton... Les cartes de relevé d'amas X ont permis d'utiliser les amas comme test cosmologique afin de poser des contraintes sur Ω_m , σ_8 ou h .

Parallèlement, l'observation dans les longueurs d'onde visibles a permis notamment grâce à l'effet de lentille gravitationnelle de développer un nouvel outil dans la mesure des paramètres cosmologiques. De plus, cet effet permet depuis quelques années de mesurer directement la masse des objets massifs de l'Univers.

Enfin plus récemment, l'observation des amas par effet Sunyaev-Zel'dovich a permis d'améliorer les contraintes sur les paramètres cosmologiques ainsi que notre compréhension de l'évolution de l'Univers. Cet effet étant indépendant du redshift, il permet de sonder les époques les plus profondes de l'Univers et est par conséquent l'un des outils les plus puissants pour la cosmologie de précision.

2.1 Observations et propriétés des amas dans le visible

2.1.1 L'effet de lentille gravitationnel

Observations et mesure de masses

La relativité prédit que la lumière est défléchiée par tout champ de gravitation non homogène. C'est sur cette base qu'en 1919 la relativité générale a pu être testée notamment grâce à notre Soleil.

Ce n'est qu'en 1979 que Walsh, Carswell & Weymann[149] ont observé une paire de quasars à un même redshift $z \approx 1.4$, séparés de 6". L'analyse de leur spectre montra une très grande similarité, ce qui permit de conclure que ces images provenaient du même objet, connu comme **Q0957+561**. L'image de ce quasar était donc défléchiée sous l'effet d'un potentiel gravitationnel conséquent. La découverte d'une galaxie entre les lignes de visées à $z \approx 0.36$ confirma cette hypothèse.

Depuis, la découverte de lentilles gravitationnelles ne cessent d'augmenter, notamment avec les galaxies et les amas. On divise l'effet de lentilles en deux grand types : les fortes (*strong lensing*) et les faibles (*weak lensing*).

Les premières ont été utilisées dans la recherche de matière dans les amas de galaxies mais aussi pour la détermination des paramètres cosmologiques (comme le paramètre de Hubble par exemple). Les deuxièmes quand à elles permettent de mesurer la fonction de corrélation des fluctuations de densité.

On peut se demander alors comment une masse peut dévier la lumière? Considérons un point massif pour faire simple. Les distances entre la Terre, la lentille et l'objet source seront prises dans la métrique R.W. On appellera θ_S l'angle entre la ligne Terre-Source et la ligne Terre-Lentille. Cet angle serait l'angle apparent de l'objet en l'absence de champ gravitationnel.

On appellera θ l'angle entre la ligne Terre-Lentille et la ligne Terre-Image de la source. Dans la limite des angles petits, on peut alors écrire l'équation qui lie θ à θ_S :

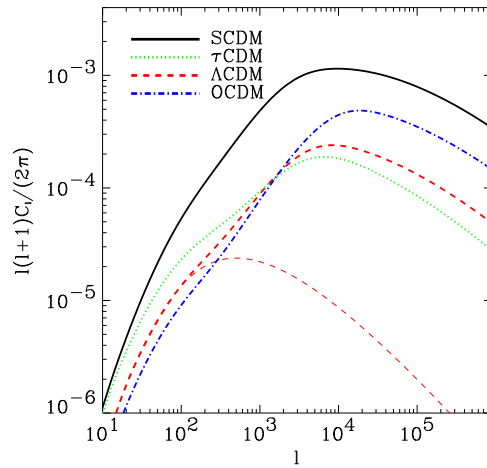
$$\theta = \theta_S + \frac{D_{LS}}{D_{OS}}\alpha(\theta) \quad (2.1)$$

où D_{LS} est la distance entre la lentille et la projection de la source sur l'axe Terre-Lentille, D_{OS} est la distance Terre-projection de la source et α est l'angle de déflexion. On montre alors que l'angle de déflexion peut s'écrire $\alpha = \frac{4GM}{bc^2} = \frac{2R_{Sch}}{b}$ où $b = D_{OL}\theta$ est le paramètre d'impact et R_{Sch} est le rayon de Schwarzschild.

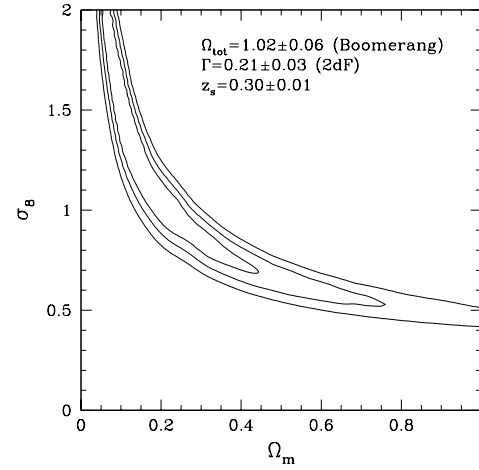
L'équation de la lentille s'obtient alors par :

$$\theta = \theta_S + 2\frac{R_{Sch}}{\mathcal{D}}\frac{1}{\theta}, \quad \mathcal{D} = \frac{D_{OS}D_{OL}}{D_{LS}} \quad (2.2)$$

où $\mathcal{D}$ est le facteur géométrique. Ainsi l'angle sous lequel on peut voir l'image de la source est défléchi d'un angle θ qui va dépendre de la masse de l'objet qui est devant.



(2.1.1)



(2.1.2)

FIGURE 2.1 – (1) Spectre de puissance des cisaillements cosmiques tracés dans différents modèles pour une source galactique située à $z = 1$. Le modèle SCDM est normalisé aux résultats de COBE. Le modèle en tirets fins est le modèle Λ CDM tracé pour une évolution linéaire des structures. Figure issue de Refregier 2003[112] (2) Contraintes cosmologiques obtenues par la méthode M_{ap} . Les priors pris du CMB des surveys de galaxies ont été utilisés pour marginaliser les valeurs de Ω_{tot} , Γ et du redshift source z_s . Les contours sont tracés pour les intervalles de confiance 68.3%, 95.4% et 99.9%. Figures issue de Hoekstra et al. 2002[57]

Cet effet est observé dans les galaxies et les amas, et est utilisé pour déterminer leur masse (cf thèse de Gaël Foex). Si on peut mesurer l'angle de déflexion il devient possible de déterminer la masse de l'objet qui dévie la lumière.

Contraintes sur les paramètres cosmologiques

Contrairement à d'autres méthodes qui permettent de mesurer la distribution de la lumière, les lentilles gravitationnelles permettent d'estimer directement la distribution de la matière à travers des mesures de masse par weak-lensing, ce qui peut être directement comparé aux modèles de formation de structures.

Un des moyens d'utiliser l'effet de lentille gravitationnelle pour contraindre les paramètres cosmologiques est la mesure des cisaillements cosmiques (*cosmic shear*). Cette technique est basée sur la mesure de faibles distorsions induites par la lentille sur la forme des galaxies en arrière plan, leurs photons passant à travers un amas ou une autre grande structure. Ainsi, les fluctuations de densité de matière sont directement reliées à la matrice de distorsion par :

$$\Psi_{ij} = \int_0^{\chi_h} d\chi g(\chi) \partial_i \partial_j \Phi \quad (2.3)$$

où Ψ_{ij} est la matrice de distorsion, Φ le potentiel Newtonien, χ la distance comobile, χ_h la distance comobile de l'horizon et ∂_i est la dérivée comobile perpendiculaire à

la ligne de visée. La fonction $g(\chi)$ est donnée par :

$$g(\chi) = 2 \int_{\chi}^{\chi_h} d\chi' n(\chi') \frac{r(\chi)r(\chi' - \chi)}{r(\chi')} \quad (2.4)$$

avec $r = D_A/a$ et $n(\chi)$ la distribution des galaxies.

Pour l'étude et la contrainte des paramètres cosmologiques, plusieurs techniques permettent de quantifier les caractéristiques statistiques des cisaillements. La plus basique est la mesure du spectre de puissance 2D des cisaillements. Cette fonction est définie comme une fonction des moments multipolaire l par $\sum_{i=1}^2 \langle \tilde{\gamma}_i(l) \tilde{\gamma}_i(l') \rangle = (2\pi)^2 \delta(l - l') C_l$ où les tildes font référence aux transformées de Fourier, δ est la fonction de Dirac 2D et les brackets représentent une moyenne d'ensemble.

A partir des équations de Limber et de Poisson, le spectre de puissance des cisaillements peut s'exprimer en fonction du spectre de puissance tridimensionnel $P(k, \chi)$ des fluctuations de matière. On obtient alors :

$$C_l = \frac{9}{16} \left(\frac{H_0}{c} \right)^4 \Omega_m^2 \int_0^{\chi_h} d\chi \left[\frac{g(\chi)}{ar(\chi)} \right]^2 P \left(\frac{l}{r}, \chi \right) \quad (2.5)$$

La figure (2.1.1) montre le spectre de puissance tracé pour plusieurs modèles Cold Dark Matter. Les modèles Λ CDM (modèle avec constante cosmologique), OCDM (modèle ouvert) et τ CDM (modèle avec $\Omega_m = 1$ et où est modifié pour se rapprocher d'un spectre CDM) fournissent des spectres d'amplitude à peu près similaires mais avec des formes différentes. Le modèle SCDM (modèle Einstein-de Sitter) normalisé aux résultats de COBE montre un excès de puissance aux faibles échelles ce qui traduit une plus forte normalisation. Enfin, pour le modèle Λ CDM est tracé le spectre de puissance si on considère une évolution linéaire des structures. On note alors clairement que pour des échelles où $l \gtrsim 1000$ les effets non linéaires dominent clairement le spectre ce qui tend à montrer que les cisaillements cosmiques sont sensibles au taux de croissance ainsi qu'aux échelles non-linéaires.

On voit donc qu'à travers la mesure du spectre de puissance il est possible de contraindre les paramètres cosmologiques comme Ω_m , σ_8 et Γ .

Une autre technique qui est plus utilisée en pratique est de mesurer la variance des cisaillements dans une cellule placée aléatoirement. Ainsi on obtient :

$$\sigma_\gamma^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dl l C_l |\tilde{W}_l|^2 \quad (2.6)$$

où $\tilde{W}_l$ est la transformée de Fourier de l'ouverture de la cellule.

D'autres méthodes existent pour la mesure des paramètres cosmologiques. La figure (2.1.2) montre les contraintes obtenues par la méthode dite M_{ap} où les cisaillements peuvent être décomposés en modes E et B comme en électromagnétique. On reconnaît bien la dégénérescence qu'il subsiste entre les paramètres Ω_m et σ_8 , ce qui est caractéristique des grandes structures.

2.1.2 Matière noire et masse manquante

Bien avant les observations dans le domaine X ou radio, l'observation des amas dans le visible a mis en évidence un épineux problème de masse. Le pionnier de

cette "découverte" est Fritz Zwicky[155], qui en 1933 suggéra qu'il existerait de la matière invisible au sein des amas. En 1936 Sinclair Smith[131] rejoignit cette idée. Ils calculèrent la masse d'un amas et obtinrent un chiffre plus de 400 fois supérieur à celui la somme des galaxies de cet amas. Ce calcul est loin des valeurs actuelles, mais reste significatif.

Ainsi, en considérant qu'un amas est une structure virialisée, sa masse est donc fixée par la condition de liaison $E = T + \phi$, où E est l'énergie totale, T est l'énergie cinétique et ϕ est le potentiel gravitationnel. En appliquant le théorème du viriel on obtient alors les relations $\phi = -2T$ et $E = -T$ et la masse sera donnée par :

$$M_T = \frac{R_G \langle v^2 \rangle}{G} \quad (2.7)$$

avec R_G le rayon de l'amas et $\langle v^2 \rangle$ la dispersion des vitesses des galaxies. Cette estimation qualitative montre bien que les galaxies sont piégées dans le potentiel gravitationnel de l'amas et que leur vitesse empêche l'effondrement gravitationnel. Ceci confirme bien les mesure actuelles, c'est-à-dire que environ 90% de la masse des amas (ou des galaxies) ne se voit pas, autrement dit n'est pas collisionnelle avec la matière baryonique. Il faudra alors attendre les années 1970 avec l'étude des courbes de rotation des galaxies pour mettre un nom sur cette masse cachée : la Matière Noire.

2.2 Émission X et relations d'échelle

Comme vu précédemment, les amas de galaxies sont des objets très massifs et de grande taille. Il devient alors évident que les énergies mises en jeu pour contrer l'effondrement gravitationnel sont colossales. En 1971 (Giacconi et al.(1972)[48], Kellogg et al.(1971)[71], Forman et al.(1972)[44]), le satellite UHURU a ouvert la voix à l'observation des amas dans le domaine X. Ses observations ont pu mettre en évidence une relation entre la richesse des amas et leur forte luminosité bolométrique. L'émission X a alors été interprétée comme étant une émission thermique du gaz intra-amas, du bremsstrahlung thermique. Le gaz (peu dense $\sim 10^{-3}$ atomes par cm^3) étant présent depuis la formation de l'amas serait chauffé par l'effondrement gravitationnel et par le mouvement des galaxies ou par les particules relativistes des galaxies actives.

Ce resultat a été confirmé par l'expérience HEAO-1 A2 (Henriksen & Mushotzsky (1986)[54]) avec l'obtention de spectres d'amas X de haute qualité. Ces spectres ont été fittés avec un modèle de bremsstrahlung thermique (dans la gamme de température de $2 \times 10^7 - 10^8 \text{K}$), mettant en évidence la raie α du fer à 6.8keV, preuve que le milieu intra-amas est un plasma fortement ionisé pré-enrichi par les processus stellaires. A partir de ce moment, pour percer le mystère des amas, une nouvelle étape a été franchie. Avec une sensibilité supérieure à celle de UHURU, HEAO-1 a été en mesure de fournir le premier survey flux limité de sources extragalactiques dans la bande d'énergie 2-10keV. Des missions de suivi, comme l'observatoire *Einstein* et EXOSAT ont permis de construire des surveys plus complets et profonds afin d'utiliser les amas pour des mesures cosmologiques, notamment en focalisant les rayons X et en séparant les signaux à différentes énergies.

Depuis, un nouveau pas a été franchi avec le satellite ROSAT lancé en 1990. Avec une sensibilité et une résolution angulaire sans précédent, le ROSAT All-Sky Survey (RASS, Trumper (1993)[141]) a été le premier survey du ciel entier en rayons X. Des catalogues d’amas ont pu être extraits comme le Bright Cluster Sample (BCS, Ebeling et al.(1998)[32]), le Northern ROSAT All Sky Survey (NORAS, Bohringer et al.(2000)[13]), le ROSAT-ESO flux limited X-Ray cluster survey (REFLEX, Guzzo et al.(1999)[51]) ou bien le Massive Cluster Survey (MACS, Ebeling et al.(2001)[33]) toujours en cours actuellement. Couvrant plus de 10 000 degrés carrés sur le ciel jusqu’à un redshift de $z \approx 0.5$, ces catalogues sont devenus la base pour des études plus poussées sur les amas et les contraintes cosmologiques qu’ils peuvent fournir.

Plus récemment, les satellites XMM-Newton (Hasinger et al.2000) et Chandra (Giacconi et al.(2002)[49]) ont permis d’enquêter sur les sources de faibles de luminosité à des redshifts très éloignés ($z \approx 1$) ouvrant la voie à la cosmologie de précision.

Les multiples missions d’observations ont donc permis d’étudier le rayonnement à haute énergie par le gaz intra-amas. Aujourd’hui il est possible de déterminer les températures de ces objets (de l’ordre de plusieurs dizaines voir centaines de millions de Kelvin avec une luminosité de l’ordre de 10^{43-46} erg.s⁻¹) ce qui en font un excellent traceur de la matière noire.

Cependant l’observation dans le domaine X est très difficile compte tenu de l’atmosphère terrestre mais surtout du faible nombre de photons énergétiques captés par les missions d’observation. Néanmoins, l’observation X ouvre une fenêtre unique sur les amas en détectant leur composante dominante baryonique. Même si ce gaz est de faible densité, il n’en reste pas moins beaucoup plus lumineux en X que dans le visible, ce qui en rend son approche beaucoup plus directe.

2.2.1 Le rayonnement en X

Seuls environ 10% des baryons de l’Univers résident dans les étoiles des galaxies, le reste se retrouve donc dans les amas. Ces derniers sont assez difficiles à observer, mais leur masse et donc leur potentiel gravitationnel est tel qu’il comprime le gaz et le chauffe à une température si élevée que l’émission du rayonnement en résultant se fait sous la forme de rayons X.

Avec les observations X et la spectroscopie on a ainsi pu prouver que plus la température était élevée plus le potentiel gravitationnel était profond et que plus les raies d’émission étaient intenses plus les éléments comme le fer, l’oxygène ou bien le silicium étaient abondants[148, 118].

La brillance de surface X

Dans la plupart des amas, le gaz est approximativement en équilibre hydrostatique. En supposant une symétrie sphérique, l’équation de l’équilibre hydrostatique peut s’écrire comme :

$$\frac{d \ln \rho_g}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} = -2 \frac{T_\Phi(r)}{T} \quad (2.8)$$

où ρ_g est la densité du gaz et $k_B T_\Phi(r) = GM(r)\mu m_p/2r$ est la température caractéristique d'une sphère isotherme. Ainsi, en supposant que le gaz est isotherme, le modèle classique de la brillance de surface X des amas est décrite par un β -model (Cavaliere & Fusco-Femiano, 1976[19]). En supposant aussi que la distribution des vitesses des particules responsables de la masse $M(r)$ est isotherme, alors on peut écrire l'équation de Poisson comme :

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} = -\frac{\mu m_p}{k_B T} \frac{d\Phi}{dr} = -\beta \frac{d \ln \rho}{dr} \quad (2.9)$$

où β s'écrit : $\beta = \mu m_p \sigma_{1D}^2 / k_B T$ (Sarazin 1988[125]), avec σ_{1D}^2 une constante de la dispersion des vitesses. En prenant le potentiel isotherme de King (King 1962[73]), $\rho(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-3/2}$, où r_c est le rayon de coeur de l'amas, alors on obtient le profil de gaz dans l'amas sous la forme $\rho_g(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-3\beta/2}$. Par conséquent, on en déduit la brillance de surface pour un gaz isotherme comme étant :

$$S_B \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-3\beta+1/2}$$

Ainsi, en ajustant ce modèle aux observations, on peut facilement en déduire la valeurs des paramètres r_c , β ainsi que la normalisation de la distribution de la densité du gaz intra-amas.

Des travaux de 1984 (Jones & Forman, 1984[65]) ainsi que du début des années 2000 (Finoguenov et al. 2001[42], Helsdon & Ponman 2000[53], Horner et al. 1999[61], Sanderson et al. 2003[123]) ont permis de montrer que les β -models décrivent en général assez bien la brillance de surface X observée dans un intervalle de rayon compris entre r_c et $3r_c$, avec un fit de $\beta \approx 2/3$ et de $r_c \approx 0.1r_v$, ce qui donne les meilleurs fits pour les amas riches et une possible tendance pour des valeurs de β plus faibles dans les amas les moins riches. r_v est défini comme le rayon viriel, c'est-à-dire le rayon où la structure se virialise.

Toutefois en pratique, ces modèles sous-estiment souvent la brillance de surface centrale[65] et tendent à surestimer la brillance pour des rayons supérieurs au rayon de coeur car (1) le milieu intra-amas n'est pas tout à fait isotherme et (2) le vrai potentiel des amas de galaxies diffère de celui du modèle de King.

La brillance de surface centrale est donc très utile pour détecter des amas dans la construction de survey X. Comme l'émission X dépend fortement du carré de la densité, la limite en redshift des surveys s'étend jusqu'à $z \approx 1.3$ car au delà la brillance de surface décroît très fortement avec le redshift (Rosati et al. 2004[119], Stanford et al. 2001[133]).

La température du plasma

Les amas en équilibre hydrostatique ont leur température qui est très fortement liée à leur masse. La détermination de cette température se fait en collectant les photons sur les différentes bandes d'énergie lors des observations.

S'il était possible de mesurer indépendamment la température T et la densité du gaz ρ_g , on pourrait résoudre l'équation de l'équilibre hydrostatique (2.8) afin d'obtenir la masse $M(r)$. Les masses sont très liées au modèle de densité que l'on va

utiliser car T et ρ_g sont déduits par la déprojection de la brillance de surface (Fabian et al.1981[40], Kriss et al.1983[80], Pizzolato et al.2003[103], White et al.1997[152]).

En pratique la qualité de la mesure de la masse dépend du nombre de photons collectés. Avec un manque d'information sur le gradient de température des amas, on peut effectuer un fit en utilisant un modèle polytropique $T \propto \rho_g^\gamma$.

Or, les amas distants ne permettent pas de mesurer ce gradient et sont même parfois inefficaces dans la mesure d'une température, ce qui contraint à utiliser des lois d'échelles qui connectent soit la luminosité à la température soit la température à la masse, calibrées par les observations ou bien par des simulations numériques.

Si une température "simple" peut être mesurée alors le β -model isotherme implique :

$$\frac{M(r)}{r} = \frac{3\beta k_B T}{G\mu m_p} \frac{(r/r_c)^2}{1 + (r/r_c)^2} \quad (2.10)$$

ce qui s'approche d'un gaz isotherme, pour des rayons larges, dans un simple potentiel dès que $\beta = 2/3$. Or la température de l'amas dans son ensemble est généralement obtenue en fittant un modèle de température "simple" à tout l'amas, qui contient en réalité de multiples composantes de température.

La température d'un amas est difficile à observer au voisinage du rayon viriel, mais en extrapolant un gradient de température pour $\gamma = 0.2$ jusqu'à $10r_c$, alors on obtient une température du gaz qui est la moitié de celle du coeur. Inclure l'information sur le gradient de température peut alors baisser la masse estimée d'un amas d'un facteur allant jusqu'à 50%.

Même si ces estimations sont plutôt incertaines, la température (pondérée de la luminosité) et la vitesse de dispersion sont assez bien corrélées. Des écarts entre les fits ont été reportés, mais il pourraient être dûs au fait que les amas ne sont pas parfaitement en équilibre hydrostatique et que le vrai profil de masse ne suit pas un modèle de King.

2.2.2 Relations d'échelle

Dans la section 3.2, je montre que la population des amas peut être modélisée à partir de la fonction de masse. Il est alors clair que la masse que l'on considèrera jouera un rôle important dans l'étude de la distribution des amas. Cependant, la masse n'est pas une grandeur mesurable directement par les observations, on a alors besoin de recourir à des méthodes indirectes. L'une des méthodes que j'ai utilisée est la relation entre la masse et une autre observable comme la température ou bien la luminosité de l'amas. On construit alors un modèle pour savoir comment varient ces observables avec la masse et le redshift z . Ces relations sont appelés loi d'échelle ou de "scaling", elles permettent de relier la masse à une autre observable à travers le contenu cosmologique. On en distingue trois grands types : $T - M$, $L - M$ et $L - T$.

Température-Masse

La relation entre la température et la masse d'un amas est l'une des relations les plus "naturelles". En effet, les amas sont des structures virialisées et en appliquant

la loi de conservation des énergies ou bien la loi du viriel il est possible de lier température et masse.

Pour cela, on considère par exemple que l'amas est en équilibre hydrostatique avec un profil de température isotherme. On peut alors écrire :

$$\frac{kT}{\mu m_p} \frac{d \ln \rho_{gaz}(r)}{d \ln r} = - \frac{GM(r)}{r} \quad (2.11)$$

avec T et ρ_{gaz} respectivement la température et la densité du gaz, μ le poids moléculaire moyen, m_p la masse du proton et $M(r)$ la masse à l'intérieur d'une sphère de rayon r .

Il existe plusieurs profils de gaz d'amas. Afin d'être cohérent dans toute cette thèse j'ai choisi d'utiliser un β -model (Cavaliere & Fusco-Femiano 1976[19]), mais il est aussi possible d'utiliser un profil polytropique (Komatsu & Seljak 2001[76]). Ainsi on écrira :

$$\rho_{gaz}(r) = \rho_{0,gaz} \left(1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right)^{-3\beta/2} \quad (2.12)$$

où r_c représente le rayon de coeur et β est un paramètre libre pris égal à 2/3. Dans la suite je reviendrai plus en détail sur ce profil, notamment lorsque je traiterai de la modélisation du spectre de puissance SZ des amas. Par conséquent on peut écrire la température comme :

$$T \propto \frac{\mu m_p}{k} \frac{GM}{R} \quad (2.13)$$

Il est alors possible d'écrire cette relation en utilisant le rayon viriel défini par :

$$R_v = \frac{1}{1+z} \left(\frac{M}{4\pi/3 \Delta \Omega_m \rho_c} \right)^{1/3} \quad (2.14)$$

avec Δ défini comme dans les équations (1.72). Finalement en utilisant l'expression de du rayon viriel on peut écrire :

$$\sqrt{\frac{GM}{R}} \propto \left(\Omega_m \frac{\Delta(z, \Omega_m)}{178} \right)^{1/6} M_{15}^{1/3} (1+z)^{1/2}$$

on obtient la loi d'échelle liant la température à la masse viriel d'un amas par :

$$T = A_{TM} (h M_{15})^{2/3} \left(\Omega_m \frac{\Delta(z, \Omega_m)}{178} \right)^{1/3} (1+z) \quad (2.15)$$

L'indice 15 signifie que les masses sont prises en unité de 10^{15} masses solaires. On voit que cette relation fait apparaître un paramètre de normalisation noté A_{TM} . Différentes valeurs de ce paramètre ont été publiées avec des dispersions plus ou moins importantes. Par la suite je montrerai que ce paramètre peut être contraint directement par les observations des amas locaux dans un modèle Λ CDM.

On note toutefois que la relation $T - M$ peut être affectée par d'autres processus thermiques comme du refroidissement (les *cooling flows* par exemple), des réchauffements non thermiques ou bien d'autres processus de chauffage comme je le montrerai dans la suite.

Luminosité-Masse

La luminosité X d'un amas provient essentiellement du gaz de son coeur, par émission du Bremsstrahlung thermique. En prenant un amas dans son ensemble, sa luminosité bolométrique dépendra fortement du profil de gaz que l'on considèrera. Cette luminosité s'écrira :

$$L_X \propto \int_0^{+\infty} \rho_{gaz}^2(r) T^{1/2} 4\pi r^2 dr \quad (2.16)$$

où l'intégrale est effectuée sur tout l'amas. La densité de gaz est donnée par ρ_{gaz} et T est la température de l'amas. Si on suppose le milieu intra-cluster (ICM) représentant une fraction f_g de la masse viriel de l'amas et une distribution radiale identique pour le gaz et la masse dynamique, alors on écrit une relation liant la luminosité de l'amas à sa masse (Kaiser 1986[67]). Cette relation s'écrit sous la forme :

$$L_X \propto M^{4/3} (1+z)^{3.5} \quad (2.17)$$

avec z le redshift de l'amas. Toutefois, la luminosité de l'amas est dominée par le gaz dans le coeur de l'amas (Blanchard et al.1992[12]). L'hypothèse d'auto-similarité ne pourra s'appliquer que si la masse du coeur se "scale" de la même manière que la masse viriel de l'amas. Ainsi, si on combine la loi $L - T$ avec une loi $T - M$, on peut extraire une loi $L - T$ qui n'est pas en accord avec les observations (dans une cosmologie Λ CDM) (Evrard & Henry 1991[39], Blanchard & Silk 1991[11]).

L'idée est donc de paramétriser la relation $L - M$ en considérant qu'elle évolue avec la masse et le redshift sous la forme suivante :

$$L_X \propto L_0 M^p (1+z)^s \quad (2.18)$$

où p et s sont des paramètres libres que l'on peut fixer en utilisant les données locales.

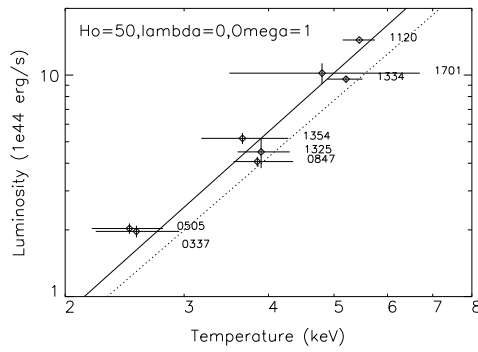
Les processus physiques mis en jeu dans le coeur des amas sont complexes et encore très mal connus et dominant fortement la luminosité totale de l'amas. On peut alors facilement penser que la masse mise en jeu dans cette relation est principalement la masse du coeur et non celle de l'amas dans son ensemble.

C'est pour cette raison que dans la suite de cet exposé, je travaillerai plutôt avec la relation $T - M$. Ceci permet de déduire à partir de la température la masse viriel. Ainsi, modéliser et étudier la population des amas à travers la fonction de température (et non la fonction de luminosité) sera indépendant des divers processus régnants dans le coeur.

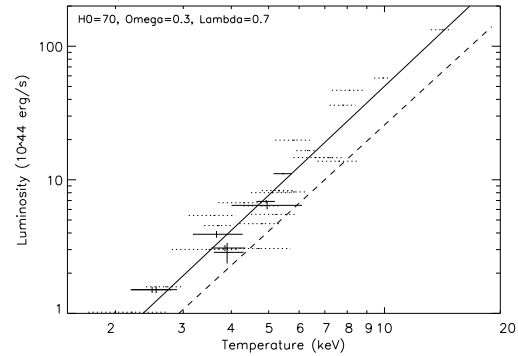
Luminosité-Température

Mesurer la température des amas revient à mesurer la profondeur de leur puit de potentiel gravitationnel. De plus, la luminosité émise par bremsstrahlung thermique du gaz intra-amas permet de déduire directement la densité de baryons à l'intérieur d'une sphère de rayon R_X .

Dans les paragraphes précédents, j'ai montré qu'il était possible de relier la masse d'un amas soit à sa luminosité soit à sa température à travers des relations d'échelle.



(2.2.1)



(2.2.2)

FIGURE 2.2 – (1) Relation $L_X - T_X$ pour un modèle Einstein de Sitter. Le trait plein représente le meilleur fit après coupure des cooling flows, le trait en pointillés est la relation issue de Markevitch (1998) pour des amas à faible redshift. (2) Même relation pour un modèle Λ CDM. Les traits horizontaux en pointillé sont l'échantillon CHANDRA issu de Vikhlinin et al.(2002) et les croix sont les résultats issus de l'étude de Lumb et al.2004[86] d'où les figures sont tirées.

Comme nous avons affaire à des structures auto-similaires, il est donc normal de pouvoir combiner ces relations afin de mettre en corrélation la température et la luminosité. On a alors :

$$\begin{cases} L_X \propto M^{4/3}(1+z)^{7/2} \\ T_X \propto M^{2/3}(1+z) \end{cases} \quad (2.19)$$

En combinant ces deux équations, on peut alors en déduire une nouvelle loi d'échelle entre luminosité et température :

$$L_X \propto T_X^2(1+z)^{3/2} \quad (2.20)$$

Cette relation est donc un lien crucial entre la physique du contenu baryonique des amas et les propriétés dynamiques de la condensation de la Matière Noire. De nombreux problèmes demeurent encore, notamment sur la valeur de l'indice de puissance de la température. En théorie la luminosité est le carré de la température, mais des études menées sur cette relation $L - T$ à partir d'observations ont montré que la pente serait plus de l'ordre de 3. Il convient donc d'écrire de manière générale :

$$L_X = A_{LT} T_X^\beta \quad (2.21)$$

Des travaux récents (Vikhlinin et al.2002[147], Lumb et al.2004[86], Muanwong et al.2006[94], Maughan et al.2006[92]) ont étudié cette relation d'échelle et ont montré qu'une évolution de cette loi avec le redshift était à prendre compte pour être parfaitement en accord avec les données les plus profondes. Les figures (2.2) montrent les résultats dans deux cosmologies différentes. Les résultats ont permis de poser des contraintes sur la loi $L - T$: $L_X = 12.5^{+4.9}_{-3.5} \left(\frac{T}{6 \text{ keV}} \right)^{2.71 \pm 0.022} (1+z)^{1.52^{+0.26}_{-0.27}}$.

Je reviendrai par la suite sur cette relation notamment dans la correction de la fonction de température à grand redshift afin de corriger des effets de sélection. Mon étude portera sur un échantillon local construit grâce à la base de données BAX (développée et hébergée à l'Observatoire Midi-Pyrénées) mais aussi sur des échantillons profonds issus du 400deg² et de MACS.

2.3 L'effet Sunyaev-Zel'dovich

La matière baryonique contenue dans un amas est présente principalement sous la forme d'un gaz chaud et ionisé. Comme je l'ai expliqué précédemment, ce gaz émet un rayonnement X principalement par Bremsstrahlung thermique. La découverte du CMB par Penzias & Wilson en 1965 a permis d'expliquer par la suite le rayonnement micro-onde voir millimétrique des amas. En 1970 Rashid Sunyaev et Yakov Zel'dovich[135] prédisent un rayonnement qui serait le produit de la distorsion des photons du CMB lorsque ces derniers passent à travers un amas.

Confirmé par des observations en 1983 par un groupe de radioastronomie de Cambridge et de l'Owens Valley Radio Observatory, l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) est devenu l'outil le plus puissant pour la détection des amas et pour la cosmologie de précision. On distingue plusieurs effets :

- l'effet SZ thermique où les photons du CMB interagissent avec les électrons des amas à cause de leur température
- l'effet SZ cinétique, où les photons du CMB interagissent avec les électrons des amas à cause de leur déplacement
- l'effet SZ polarisé

Mon travail de thèse s'est principalement focalisé sur l'effet SZ thermique qui est plus facilement observable que l'effet SZ cinétique. Ceci requiert une très grande sensibilité car son amplitude est négligeable devant celle de l'effet thermique.

2.3.1 Effet SZ thermique

Depuis la découverte du CMB, il existe maintenant un autre moyen de mettre en évidence ce gaz chaud et énergétique : l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Lorsqu'un photon passe à travers un amas, il subit une diffusion Compton Inverse, par collision avec les électrons énergétiques du gaz intra-amas, et le spectre de la radiation se retrouve déformé. Le moyen le plus efficace pour enregistrer cette signature est en regardant les photons du CMB comme l'avaient prédit Sunyaev et Zel'dovich en 1972.

La distribution des photons du CMB suit une loi de Planck et l'amplitude du spectre s'écrit sous la forme :

$$I_0(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(e^{h\nu/k_b T_{CMB}} - 1 \right)^{-1} \quad (2.22)$$

Supposons qu'un photon du CMB passe à travers un amas. Il sera alors diffusé par diffusion Compton inverse et l'amplitude du spectre sera alors :

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_1(s) I_0(\nu_0) ds \quad (2.23)$$

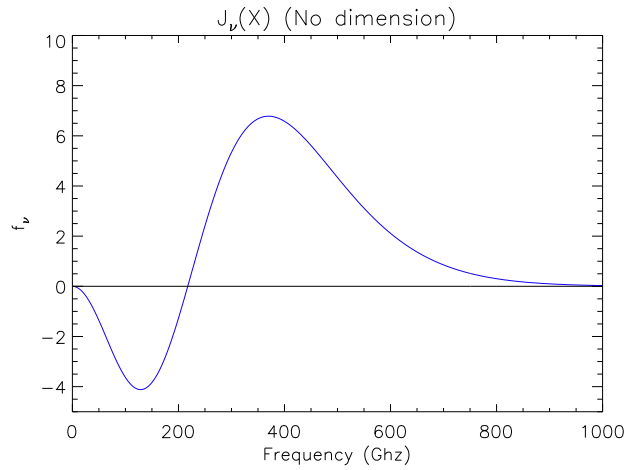


FIGURE 2.3 – *Distorsion du spectre de corps noir du CMB par effet Sunyaev-Zel'dovich.*

où $P_1(s)$ est la probabilité que la diffusion s'effectue de la fréquence ν_0 à la fréquence ν , et $s = \ln(\nu/\nu_0)$. On remarque qu'un changement de fréquence s'effectue lors des diffusions. On peut alors généraliser ce résultat et calculer la brillance de surface, $i_\nu(x)$ SZ d'un amas :

$$\begin{cases} i_\nu(x) = j_\nu(x) \times y(\theta) \\ j_\nu(x) = 2 \frac{(k_B T_{CMB})^3}{(h_p c)^2} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[\coth\left(\frac{x}{2}\right) - 4 \right] \\ y = \int dl \frac{k_B T}{m_e c^2} n_e \sigma_T \end{cases} \quad (2.24)$$

On peut aisément voir que l'effet SZ dépend de la fréquence à travers le terme fréquentiel $j_\nu(x)$. On prend alors soin de poser $x = \frac{h_p \nu}{k T_{CMB}}$ la fréquence adimensionnée, y le paramètre de Compton, T_{CMB} la température des photons du CMB, T et n_e respectivement la température et la densité des électrons de l'amas et σ_T la section efficace de Thomson.

Une des propriété importante de l'effet SZ, qui apparaît dans les équations (2.24), est l'indépendance au redshift grâce à la conservation du nombre de photons du CMB. En effet, lors des diffusions Compton inverse, il y a un transfert d'énergie (qui se traduit par la distorsion du spectre du CMB) soit des photons vers les électrons chauds de l'amas, soit des électrons vers les photons du CMB.

La figure (2.3) montre le comportement de la fonction j_ν en fonction de la fréquence ce qui est une représentation de la distorsion du spectre du CMB par effet SZ. On dénote clairement deux zones avant et après le point d'ordonnée nulle. Dans la partie de Rayleigh-Jeans, les photons cèdent leur énergie alors que dans la partie de Wien les photons récupèrent de l'énergie.

Dans le chapitre 4, j'ai effectué des prédictions sur les comptages des amas à différents seuils de sensibilité. Plutôt que d'utiliser la brillance de surface SZ de l'amas, il a été plus commode d'utiliser le flux SZ, S_ν qui est l'intégrale de la brillance

de surface sur tout l'angle solide de l'amas :

$$S_\nu = j_\nu \int d\Omega y(\theta) \quad (2.25)$$

En insérant la distance angulaire D_a , on peut réécrire le flux SZ comme :

$$S_\nu = j_\nu D_a^{-2} \int dV \frac{k_B T}{m_e c^2} n_e \sigma_T \quad (2.26)$$

où on aura pris soin de poser $dl = d\theta \times D_a$ et $d\Omega = (d\theta)^2$. Il apparaît alors que le signal de l'effet SZ thermique dépend fortement de l'intégrale du profil de pression (ou de densité) du gaz que l'on considèrera, indépendamment de sa distribution spatiale.

Toutefois, il faut aussi prendre en compte que le gaz ne représente qu'une fraction f_B de la masse totale et que les protons présents dans le plasma intra-amas proviennent principalement de l'hydrogène et de l'hélium. En insérant μ le poids moléculaire moyen et f_B dans l'équation (2.26) on obtient la forme analytique du flux SZ :

$$S_\nu = j_\nu(x) \frac{k_B \langle T \rangle}{m_e c^2} \sigma_T \frac{M}{\mu m_p} f_B D_a^{-2} \quad (2.27)$$

On retrouve alors la partie fréquentielle provenant de j_ν ainsi que la température et la masse de l'amas.

Début des années 2000, l'application de l'effet Sunyaev-Zel'dovich en cosmologie et dans la détection d'amas a été prise en compte. Les premiers travaux sur la construction d'échantillons et/ou survey SZ apparaissent (Haiman, Mohr & Holder 2001[52], Holder, Haiman & Mohr 2001[58]) et notamment avec la construction de nouveaux instruments avec de grandes sensibilités dans les bandes de fréquences micrométriques (entre 15GHz et 350GHz).

Parmi ces instruments se trouvent le Atacama Telescope[45] au Chili, le South Pole Telescope[120] couvrant une surface de plus de 4000 degrés carrés et sondant le ciel profond ($z > 1$) et enfin le satellite Planck[139] lancé en mai 2009 qui fournira un survey de tout le ciel dit "*full-sky*" et qui contiendra plusieurs milliers d'amas. Néanmoins, du fait de l'indépendance au redshift, il est nécessaire d'effectuer des études combinées optique et/ou rayon X afin d'étudier la distribution en redshift des amas SZ.

A l'heure actuelle, les échantillons fournis par South Pole Telescope et Planck comptent respectivement plus de 30 et 180 amas tous confirmés par les observations X et/ou optiques.

2.3.2 Effet SZ cinétique

L'effet SZ n'est pas que thermique, il peut être la résultante d'une composante cinétique. Cet effet apparaît lorsque le milieu de diffusion est en mouvement par rapport à l'expansion. Pour un observateur extérieur, le champ de rayonnement

n'est plus isotrope mais montre une structure proche d'une atmosphère de diffusion dont l'amplitude est proportionnelle à $\tau_e \frac{v_z}{c}$, avec v_z la vitesse péculière de cette atmosphère le long de la ligne de visée (Sunyaev & Zel'dovich 1972[136], Rephaeli & Lahav 1991[117]).

Cet effet ayant une amplitude bien plus faible que celle de l'effet thermique et n'ayant pas de signature spectrale, il est à l'heure actuelle très difficile de le détecter. Toutefois avec le progrès des technologies dans ce domaine, il sera possible dans un futur proche d'observer l'effet SZ cinétique.

L'intérêt majeur sera de fournir une méthode pour la mesure d'une composante de la vitesse péculière d'un objet à des grandes distances. Cette méthode sera d'autant plus efficace car l'effet cinétique pourra être détecté séparément de l'effet thermique, les propriétés spectrales n'étant pas les mêmes. Les mesures obtenues permettront de contraindre la dynamique de la formation des structures ainsi que d'autres exemples de flots à grandes échelles.

Même si à l'heure actuelle l'effet SZ cinétique n'est pas observable, des preuves de mouvements à grandes échelles des amas ou des galaxies ont été mises en évidence par le satellite COBE (Fixsen et al.1996[43]) ou bien par des observations directes (e.g, Dressler et al.1987[29], Lynden-Bell et al.1988[87]).

2.3.3 Effet SZ polarisé

Il existe un autre effet qui n'est pas vraiment un effet SZ mais plutôt une conséquence de l'effet thermique ou cinétique.

Si on considère une source radio qui se trouve derrière un nuage de diffusion alors la diffusion du rayonnement de la source se retrouvera polarisé, avec une faible amplitude, mais qui dépendra fortement de la géométrie du processus de diffusion. Pour une source qui se retrouve centrée sur le nuage de diffusion, le motif de la polarisation aura la forme d'un cercle.

C'est ce phénomène qui se déroule dans les amas. Le plasma responsable de l'effet SZ thermique produit une diffusion polarisée qui est soit circulaire à haute fréquence (l'amas est vu comme une source) soit radiale à basse fréquence (l'amas est vu comme un trou). Cette polarisation peut aussi être induite par le mouvement du plasma le long de la ligne de visée.

Aujourd'hui les instruments n'ont pas la capacité d'observer cette polarisation. Les futures missions comme le satellite Cosmic Origin Explorer (CORe)[138] (qui sera soumis à l'ESA à l'horizon 2020) permettront pour la première fois d'étudier plus en détails cette polarisation afin de poser des contraintes fortes sur la physique du plasma des amas.

2.3.4 Relation d'échelle flux SZ-masse

L'effet SZ étant la conséquence de la présence d'un gaz chaud dans le milieu intra-amas. Les propriétés de l'effet SZ peuvent donc être déterminées à partir de celles du gaz de l'amas. On peut utiliser cet effet comme test cosmologique à travers la détermination de la distribution de la population des amas.

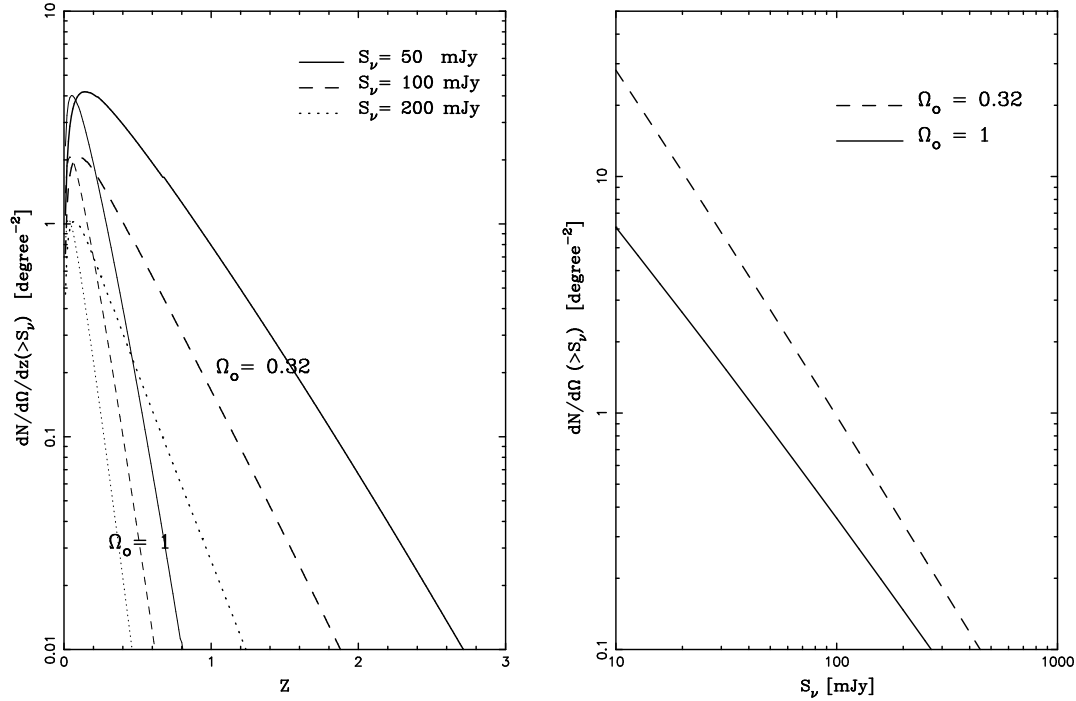


FIGURE 2.4 – Distributions en redshift des amas SZ pour différentes valeurs du flux S_ν et de Ω_m (gauche). Comptages des sources SZ (droite) pour différentes valeurs de Ω_m . Ces distributions ont été calculées à une fréquence $\nu = 400$ GHz. Figures tirées de Barbosa et al.1996[5]

On en revient alors au même cas que pour les amas observés en X. Le flux SZ donnée par l'équation (2.27) s'exprime en fonction de la température du gaz T . Cette température est celle des électrons du gaz intra-amas, autrement dit la température X.

Ainsi, en injectant l'équation (2.15) dans l'équation (2.27) on obtient la relation suivante :

$$S_\nu = A_{SM} h^{8/3} f_\nu f_B \left(\Omega_m \frac{\Delta(z, \Omega_m)}{178} \right)^{1/3} M_{15}^{5/3} (1+z) D^{-2} \quad (2.28)$$

où S_ν s'exprime en mJy, A_{SM} est le flux de normalisation, f_ν est la partie adimensionnée de j_ν et D est la partie adimensionnée de la distance angulaire.

Toutefois, il peut s'avérer utile d'exprimer non pas le flux mais le paramètre de Compton intégré, Y , en fonction de la masse de l'amas. Dans la littérature ce paramètre est aussi appelé (à tort) flux SZ. Son expression s'obtient en enlevant la partie fréquentielle de l'équation (2.28) :

$$Y = A_{YM} h^{8/3} f_B \left(\Omega_m \frac{\Delta(z, \Omega_m)}{178} \right)^{1/3} M_{15}^{5/3} (1+z) D^{-2} \quad (2.29)$$

où Y s'exprime cette fois en arcmin^2 . Muni d'une loi reliant la masse de l'amas à son flux SZ, on peut modéliser la population des amas à travers une fonction de flux SZ

(voir la figure (2.4)) et ainsi faire des prédictions sur les résultats des missions SZ.

2.4 La fraction de baryons des amas X

2.4.1 Principe de base

Une autre méthode, développé par Sasaki en 1996[126], propose de mesurer les paramètres cosmologiques à partir de la fraction de baryons. Cette méthode repose sur l'hypothèse que la fraction de baryons, c'est-à-dire $\frac{M_b}{M_{tot}}$ avec M_b la masse des baryons et M_{tot} la masse totale, est supposée constante pour tous les amas et ne doit pas varier selon le rayon.

Ainsi, sachant que les modèles de calcul des masses des amas dépendent des paramètres cosmologiques, il est possible d'utiliser les amas X pour la mesure de ces paramètres et notamment la mesure du paramètre Ω_m .

Comme vu précédemment, le profil de masse d'un amas suit un β -profil.

$$n_e(r) = n_{e0} \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta/2} \quad (2.30)$$

où $n_e(r)$ représente la densité électronique, n_{e0} et r_c sont respectivement la densité électronique au coeur et le rayon de coeur. On peut alors écrire la masse de gaz à l'intérieur d'un rayon R comme étant :

$$M_{gaz}(< R) = \int_0^R \rho_{gaz} 4\pi r^2 dr \propto n_{e0} r_c^3 I_M(R/r_c, \beta) \quad (2.31)$$

avec :

$$I_M(y, \beta) = \int_0^y (1 + x^2)^{-3\beta/2} x^2 dx \quad (2.32)$$

De la même manière on peut déduire la luminosité X des amas. En supposant que l'émission X est du pur Bremsstrahlung thermique, l'émissivité ϵ sera proportionnelle à n_e^2 et la luminosité s'écrira :

$$L_X(< R) = 4\pi \int_0^R \epsilon(r) r^2 dr \propto n_{e0}^2 r_c^3 I_L(R/r_c, \beta) \quad (2.33)$$

avec :

$$I_L(y, \beta) = \int_0^y (1 + x^2)^{-3\beta} x^2 dx \quad (2.34)$$

Les paramètres L_X , r_c et R ne sont pas des quantités déduites des observations. Il est possible de les exprimer en fonction du rayon angulaire de l'objet, des distances luminosité et angulaire. En combinant alors les équations (2.31) et (2.33) on peut réexprimer la masse de gaz uniquement en fonction de la distance angulaire :

$$M_{gaz}(< \theta) \propto d_A^{5/2} \quad (2.35)$$

La masse totale des amas peut être enfin déduite des données X. En supposant que le gaz est en équilibre hydrostatique on obtient :

$$M_{tot}(< R) = - \frac{k_B T_X R}{G \mu m_H} \left. \frac{d \ln n_e(r)}{d \ln r} \right|_{r=R} \propto d_A \quad (2.36)$$

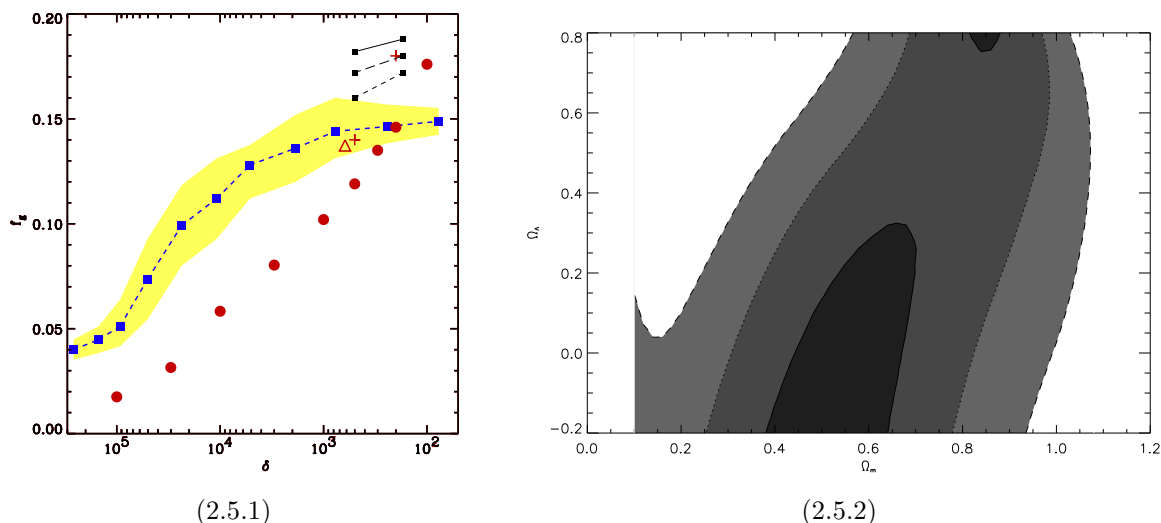


FIGURE 2.5 – (1) *Distribution de la fraction de gaz en fonction du contraste de densité $\delta = \rho(< r)/\rho_c$. Les carrés reliés par des tirets sont la fraction de gaz théorique. Le résultat des simulations est représenté par les petits carrés. Figure issue de Sadat & Blanchard 2001[121]* (2) *Contours pour Ω_m et Ω_Λ en utilisant la fraction de baryon au rayon viriel pour des amas distants. Figure issue de Ferramacho & Blanchard 2006[41]*

En divisant l'équation (2.35) par (2.36), la fraction de baryon s'écrit alors :

$$f_b = \frac{M_{\text{gaz}}}{M_{\text{tot}}} = A d_A^{3/2} \quad (2.37)$$

avec A une constante indépendante de la cosmologie et pouvant se déduire directement des observations. On voit qu'à travers la distance angulaire, la fraction de baryons permet la mesure des paramètres cosmologiques comme Ω_m et a fortiori Ω_Λ .

2.4.2 Une fraction de baryons non exploitable ?

Comme dit précédemment, la fraction de baryons est supposée constante dans tous les amas. Cependant des travaux de Sadat & Blanchard (SB01)[121] ont montré que cette fraction de gaz variait selon le rayon où l'on décide de travailler. SB01 ont alors fait leur étude en comparant les simulations numériques aux observations à différents rayons.

La figure (2.5.1) montre leurs premiers résultats. On peut alors voir un désaccord qui peut être expliqué par différentes raisons. Se basant alors sur les comparaisons faites par Frenk et al.1999[46] sur différents code numériques, les problèmes issus des simulations ont été écartés. De plus en enquêtant sur les effets induits par les processus de chauffage, il s'avérerait que même dans le cas d'un chauffage extrême la pente observée sur la figure (2.5.1) ne peut être reproduite correctement.

Pour mettre fin au désaccord, SB01 ont montré qu'une première source de biais pouvait apparaître lors de l'extrapolation au rayon viriel dans l'estimation du profil

de gaz. En effet, les données de l'époque n'étaient pas précises à ce rayon, ce qui nécessitait une extrapolation du profil.

On suppose que les amas présentent une symétrie sphérique et que le milieu intra-amas est uniforme. Dans la réalité, il subsiste des fluctuations de densité de gaz qui peuvent se produire aux petites comme aux grandes échelles. On est alors en présence d'agglomérations du gaz qui peuvent entraîner un second biais modifiant la masse de gaz d'un facteur de l'ordre ~ 1.16 (Mathiesen et al.1999[91]). Bien qu'il n'y ait pas beaucoup d'études publiées, il est important de prendre en compte ce biais dans les analyses.

En prenant alors en compte ces biais et en appliquant les corrections nécessaires, on retrouve alors un bon accord entre simulations et observations. Le résultat de cette première étude fut donc en faveur d'un Univers à faible densité où $\Omega_m = 0.2 - 0.4$.

Plus récemment des travaux sur la fraction de baryons des amas à différents redshifts ont été effectués par Ferramacho & Blanchard 2006 (FB06)[41]. Ils ont alors pu mettre en évidence que la fraction de gaz était dépendante de la température des amas ce qui impliquerait :

$$f_g(R/R_V, T, z) = f_g(R/R_V, T \times T_\star(0)/T_\star(z), z = 0) \quad (2.38)$$

où $T_\star(z)$ est une température caractéristique associée à une échelle de masse à l'époque z et définie par $\sigma(M_\star, z) = \delta_{th}$. En se concentrant alors sur le rayon viriel (rayon où les processus non gravitationnels sont moins importants), FB06 ont montré qu'il était possible d'utiliser une relation d'échelle convenablement. Ils ont cependant montré qu'à grand z les données sur le rayon viriel n'étaient pas suffisantes et qu'une extrapolation du profil à ce rayon était nécessaire. Enfin, en effectuant une analyse statistique sur ces échantillons, toujours au rayon viriel, les valeurs obtenues pour Ω_m était en fort désaccord avec un modèle Λ CDM (voir figure (2.5.2)), ce dernier étant confirmé par les observations du CMB, des supernovae de type Ia et les BAO.

A travers ces études on voit clairement que la fraction de baryon peut-être un outil extrêmement puissant dans la détermination de la valeur de Ω_m . A l'heure actuelle le manque d'informations sur le profil de gaz au rayon viriel pour les amas les plus distants est un gros problème pour la détermination de la fraction de gaz. De plus, la dépendance en température montre qu'il est très important de bien comprendre toute la physique sous-jacente dans le milieu intra-amas, ce qui nécessite une meilleure compréhension de la loi d'échelle masse-température.

2.5 Anisotropies secondaires du CMB

Depuis la découverte du fond cosmologique, l'Univers était considéré comme homogène et isotrope. Toutefois les théories sur la formation des grandes structures ont pourtant montré que pour pouvoir exister, une fraction des perturbations de densité après la recombinaison $\delta \gtrsim 10^{-3}$ devait subsister. Pendant plus de 25 ans, les techniques ont progressé pour pouvoir enfin détecter pour la première fois en

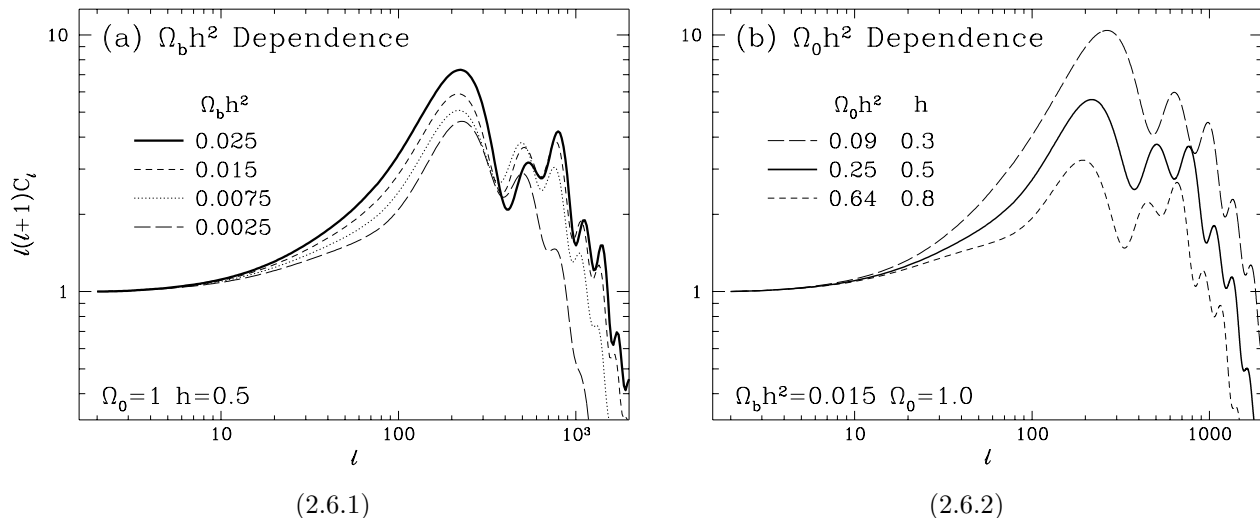


FIGURE 2.6 – (1) Spectres de puissance angulaires calculés dans des modèles Cold Dark Matter avec la valeur de la densité de baryons qui varie. (2) Spectres de puissance angulaires calculés dans des modèles CDM avec la valeur de h qui varie. Les modèles sont pris pour une densité de matière $\Omega_m = 1$. Figures tirées de Hu 1996[62]

1992 une signature de fluctuation de température correspondant à une fluctuation de densité grâce au satellite COBE.

Cette nouvelle découverte a ouvert la voie à l'étude des anisotropies du CMB afin de pouvoir poser de fortes contraintes sur les modèles cosmologiques. On distingue alors deux types d'anisotropies. Les primaires qui sont issues de l'époque de la recombinaison et qui se divisent en trois différents types :

- les perturbations gravitationnelles ou effet Sachs-Wolfe. Les photons issues des régions à haute densité sur la sphère de dernière diffusion sortent des puits de potentiel et sont "redshiftés".
- les perturbations intrinsèques. Dans les régions de haute densité, le couplage matière-rayonnement peut comprimer le rayonnement, ce qui fait croître la température.
- les perturbations de vitesse. Le plasma primordial a une vitesse non-nulle à la recombinaison ce qui conduit à un décalage Doppler en fréquence et donc en température.

Il a été montré que des anisotropies secondaires existaient aussi. Elles sont généralement générées par des processus le long de la ligne de visée depuis l'époque de la recombinaison jusqu'à aujourd'hui. Parmi ces processus on retrouve majoritairement l'effet Sunyaev-Zel'dovich dont je m'étendrai un peu plus dans la suite.

2.5.1 Spectre de puissance en température

Le traitement statistique des fluctuations du CMB peut être traité de la même manière que les fluctuations de densité. L'outil utilisé est donc le même que celui

utilisé dans l'étude de l'agglomération des galaxies, c'est-à-dire le spectre de puissance (ou fonction de corrélation).

Ainsi, les fluctuations en température sur un morceau du ciel et de côté L sont données par :

$$\frac{\delta T}{T}(\vec{x}) = \left(\frac{L}{2\pi}\right) \int T_k \exp(-i.\vec{k}.\vec{x}) d^2k \quad (2.39)$$

avec $\vec{x}$ un vecteur position, $\vec{k}$ le vecteur d'onde et T_k la température, qui est la transformée de Fourier de $\delta T/T$. Notons toutefois que ce calcul est valide uniquement si la portion du ciel est suffisamment petite pour être considérée comme plate. La fonction de corrélation à deux points adimensionnée s'écrira alors :

$$C(\theta) = \left\langle \frac{\delta T}{T}(\psi) \frac{\delta T}{T}(\psi + \theta) \right\rangle \quad (2.40)$$

Pour prédire les anisotropies du CMB, il suffit alors d'intégrer toutes les perturbations de température depuis la sphère de dernière diffusion. Le spectre de puissance total du CMB s'obtiendra alors en additionnant toutes les composantes à l'origine du signal. Il convient alors de bien déterminer la fraction de perturbation en température. Dans le cas de l'effet Sachs-Wolfe on aura $\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta \Phi}{3c^2}$, pour les perturbations intrinsèques $\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta_k(z_{LS})}{3}$ (z_{LS} étant le redshift de dernière diffusion) et pour les perturbations de vitesse $\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta \vec{v}.\vec{r}}{c}$.

2.5.2 Les anisotropies secondaires

Après l'époque de la recombinaison, les photons et la matière ne sont plus couplés. Les photons se propagent alors librement le long des géodésiques de l'espace-temps. Les anisotropies secondaires du CMB sont le fruit de processus de diffusion qui se sont déroulés entre l'époque de la recombinaison et aujourd'hui. La principale cause de ces processus sont les grandes structures à travers principalement l'effet Sunyaev Zel'dovich.

Le traitement des fluctuations de température du CMB appliqué jusque là devient inadéquate lorsque l'on veut traiter tout le ciel. La méthode pour calculer le spectre de puissance est dans un premier temps de décomposer les fluctuations en température selon les harmoniques sphériques :

$$\frac{\delta T}{T}(\vec{q}) = \sum a_l^m Y_{lm}(\vec{q}) \quad (2.41)$$

où $\vec{q}$ est un vecteur unitaire spécifiant la direction sur le ciel. Les harmoniques sphériques satisfaisants la relation d'orthonormalité, la fonction de corrélation ainsi que la relation inverse de l'équation (2.41) s'écrivent :

$$\begin{cases} C(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_l \sum_{m=-l}^{m=+l} |a_l^m|^2 P_l(\cos \theta) \\ |a_l^m|^2 = 2\pi \int_{-1}^1 C(\theta) P_l(\cos \theta) d \cos \theta \end{cases} \quad (2.42)$$

Seulement ces solutions étant exactes, elles ne reflètent pas totalement la réalité qui est en fait une représentation parmi une infinité d'autres solutions possibles. On

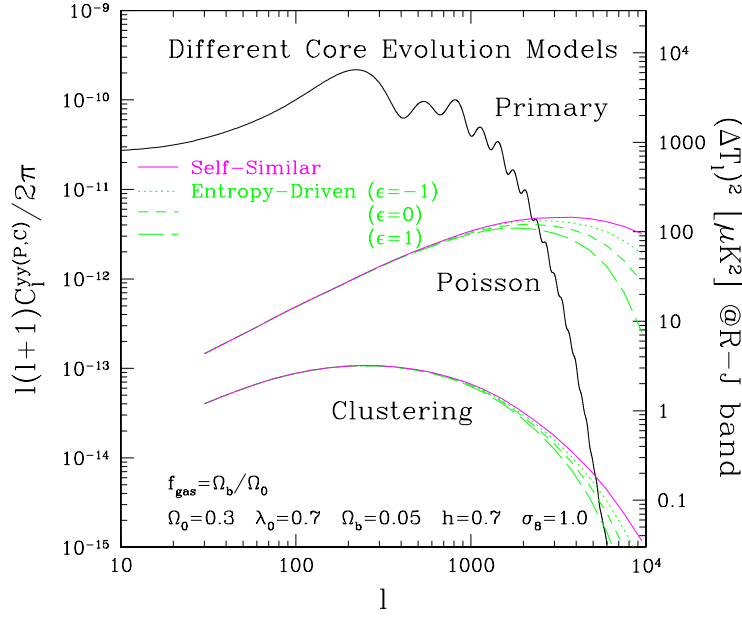


FIGURE 2.7 – Spectre de puissance angulaire des fluctuations dues à l'effet SZ. La ligne solide représente un modèle d'amas auto-similaire alors que les autres représentent des modèles conduits par l'entropie $\epsilon = -1, 0, 1$ respectivement du haut vers le bas. Figure issue de Komatsu & Kitayama 1999[75]

introduit alors C_l qui rend compte de l'ensemble de la puissance moyennée. On écrit alors :

$$C(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) C_l P_l(\cos \theta), \quad \text{avec} \quad C_l = \langle |a_l^m|^2 \rangle \quad (2.43)$$

Ainsi le spectre de puissance des anisotropies secondaires du CMB s'obtiendra en additionnant toutes les composantes de tous les différents processus. On aura alors :

$$\mathcal{F}(l) = \frac{l(l+1)}{2\pi} C_l \quad (2.44)$$

Sur la figure (2.7) on peut voir les différentes contributions au spectre de puissance des anisotropies du CMB. Ici a été ajouté la contribution de l'effet SZ en supposant différents modèles du coeur des amas. On voit clairement qu'à grande échelle la contribution SZ est faible par rapport à celle des anisotropies primaires, toutefois le signal devient dominant pour les petites échelles.

Comme je le détaillerai par la suite, le spectre de puissance dépend fortement des paramètres cosmologiques, mais pour les anisotropies secondaire induites par l'effet SZ elles dépendent aussi du modèle d'amas ou tout autre objet que l'on utilisera.

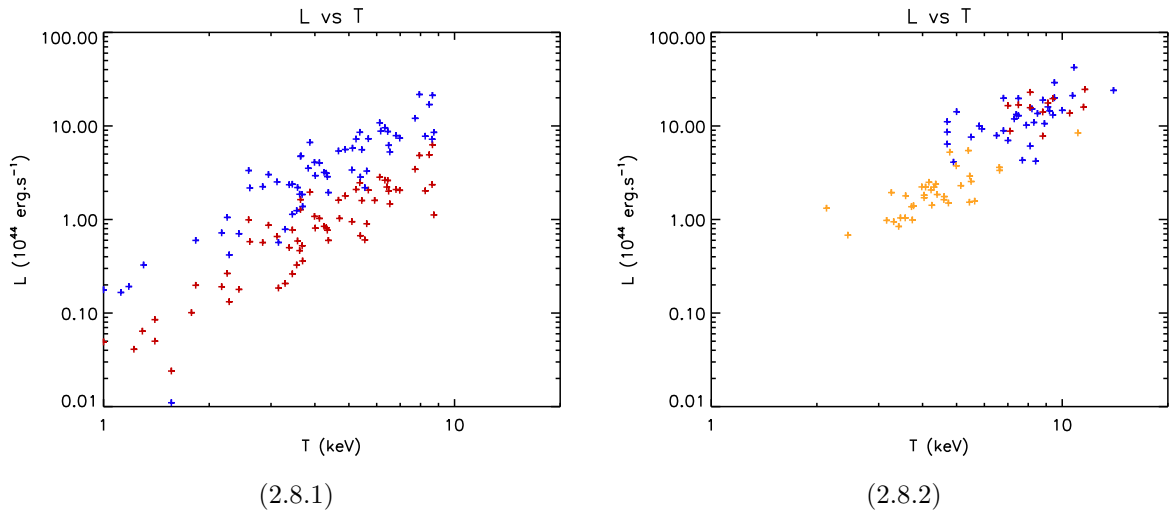


FIGURE 2.8 – (1) *Tracé de la luminosité X en fonction de la température X des amas de l'échantillon local dans la bande 0.5-2 keV (points rouges) et dans la bande 0.1-2 keV (points bleus).* (2) *Même tracé mais pour les échantillons profonds. Les points rouges représentent l'échantillon MACS à $z > 0.5$, les bleus sont MACS à $z > 0.3$ et les points oranges sont le 400deg².*

2.6 Échantillons d'amas

L'amélioration des techniques d'observation a permis la constitution de surveys ou catalogues d'amas sur tout ou une partie du ciel. De ces relevés on a pu extraire des échantillons d'amas afin d'en extraire leurs propriétés ainsi que la mesure des paramètres cosmologiques.

Dans un cas général, les études cosmologiques ne peuvent se faire sans échantillon. Il est donc nécessaire d'utiliser un ou plusieurs échantillons d'amas pour pouvoir comprendre les relations qui lient leurs propriétés physiques. Dans l'étude que je présente, j'ai utilisé plusieurs échantillons à des profondeurs différentes (et donc à des redshifts différents) ainsi qu'avec des propriétés différentes afin de tester et de contraindre au mieux les paramètres d'échelle.

2.6.1 L'échantillon local

La compréhension de la physique des amas passe par la création d'un échantillon dit "local" et "flux-limité". Ainsi, il sera aisé d'extraire des contraintes sur l'évolution des amas en comparant cet échantillon avec des plus profonds (en redshift).

Même si la constitution d'un tel échantillon est assez difficile, la modélisation de la population locale est quand à elle très facile.

Pour construire mon échantillon local, je me suis basé sur le travail de Reiprich & Böhringer (2002)[116], qui ont publiés des résultats sur un échantillon flux-limité HIGFLUGCS. Leurs amas ont été sélectionnés à partir du ROSAT All-Sky Survey, dans la bande d'énergie [0.1-2.4] keV, et sont au nombre de 63.

Pour faire de même, j'ai utilisé la base de données des amas X développée à l'ancien LATT de Toulouse : BAX. Cette base de données collecte toutes les informations sur les amas publiés dans les revues scientifiques et permet d'effectuer des recherches par multi-critères. La première étape a été de sélectionner tous les amas qui sont en dehors du plan galactique, c'est-à-dire dont la latitude $|b| > 20^\circ$. Cette première requête renvoie près de 2300 amas.

Pour affiner la recherche, j'ajoute un critère sur le flux et je demande à la base de fournir les données publiées sur des amas pour des flux supérieurs à $2 \times 10^{-11} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Cela me permet de limiter en flux mon échantillon, mais aussi de prendre les amas les plus brillants. J'obtiens alors un nouvel échantillon contenant 79 amas.

Cependant, parmi ces 79 amas, 11 n'ont pas de températures et ne sont plus considérés comme des amas. En enlevant ces derniers, on obtient alors un échantillon complet en flux de 68 amas dont les températures s'échelonnent de 0.66 keV à 14.72 keV et dont les redshifts vont de 0.004 à 0.215.

Sur ce dernier critère on peut se demander si les amas dont le redshift est grand font bien partie de cet échantillon dit local, bien qu'il n'existe pas dans la littérature une définition claire d'échantillon local. Afin de rester le plus cohérent possible avec cette notion de "local", j'ai décidé d'enlever tous les amas dont le redshift dépassait 0.1. J'ai donc obtenu un échantillon, que j'utiliserai comme mon échantillon local, et contenant 65 amas avec un redshift moyen de 0.05.

La figure (2.8.1) montre l'évolution de la luminosité de l'échantillon local en fonction de la température dans différentes bandes d'énergies. On voit clairement que la relation luminosité-température dépend fortement de la gamme d'énergie considérée et qu'il sera nécessaire de prendre en compte ce changement si on souhaite utiliser une loi $L - T$ pour l'étude des propriétés internes des amas.

Enfin la figure (2.8.2) montre la relation $L - T$ pour les différents échantillons profonds présentés dans le paragraphe 2.6.2. En comparant l'échantillon local et les profonds, on se rend compte qu'une évolution avec le redshift semble décaler en luminosité la distribution mais pas changer la pente. Ce résultat est en accord avec les travaux de Lumb et al.2004[86] par exemple.

Nom	z	L_x	T	f_x
		$10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$	keV	10^{-12} cgs
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
ABELL0754	0.054	4.13	8.73	33.66
ABELL2163	0.203	34.37	14.72	20.39
ABELL4059	0.048	2.98	4.25	31.7
ABELL1656	0.023	7.77	8.25	344.38
ABELL0496	0.033	3.82	4.12	83.26
ABELL1795	0.062	10.25	6.12	62.7
ABELL0478	0.088	16.47	7.94	51.51
ABELL2199	0.03	4.09	3.99	106.42
ABELL2029	0.077	17.44	8.47	69.38
Suite sur la page suivante				

Suite de la page précédente				
Nom	z	L_x	T	f_x
		$10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$	keV	10^{-12} cgs
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
ABELL2597	0.085	6.62	3.87	22.13
ABELL0780	0.054	5.78	3.64	47.76
ABELL0401	0.074	12.06	7.72	52.81
ABELL1651	0.085	7.58	6.41	25.39
ABELL3571	0.039	7.87	6.81	120.89
ABELL2256	0.058	7.4	6.98	52.25
ABELL2255	0.081	5.54	5.92	20.22
ABELL2052	0.035	2.52	3.12	47.13
ABELLS1101	0.058	3.5	2.59	24.85
2A0335+096	0.035	4.72	3.64	91.62
MKW03S	0.045	2.78	3.45	32.99
ABELL0262	0.016	1.05	2.25	93.48
NGC5044GROUP	0.008	0.17	1.22	58.13
ABELL3558	0.048	6.42	4.88	67.2
ABELL0119	0.044	3.29	5.62	40.54
ABELL3376	0.046	2.13	4.37	24.5
ABELL2142	0.091	21.24	8.65	62.41
NGC0507GROUP	0.019	0.33	1.4	21.12
NGC1399GROUP	0.005	0.082	1.56	90.2
NGC4343GROUP	0.004	0.034	0.66	40.85
ABELL3391	0.051	2.46	5.39	22.25
ABELL3266	0.059	8.43	8.63	58.07
ABELL0399	0.072	7.06	6.49	32.49
ABELL1650	0.084	6.99	5.68	24.05
MKW04	0.02	0.39	1.78	22.68
ABELL1060	0.013	0.67	3.15	99.51
ABELL2634	0.031	1.02	3.45	24.15
ABELL2063	0.035	2.19	3.57	42.32
ABELL0085	0.055	9.41	6.45	74.29
ABELL3667	0.056	9.3	6.33	72.01
RXCJ2347.7-2808	0.03	2.17	2.61	56.94
RXCJ0102.7-2152	0.057	2.84	4.01	21.21
ABELL3526	0.011	1.49	3.69	271.89
ABELL2204	0.152	26.19	7.6	27.5
ABELL3562	0.049	2.93	4.31	29.28
ABELL0400	0.024	0.71	2.43	27.78
VIRGOCLUSTER	0.004	0.42	2.28	761.56
ABELL0576	0.039	1.94	3.68	30.1
ZWCL1215.1+0400	0.075	5.16	6.54	21.83
MKW08	0.027	0.78	3.29	25.25
ABELL2065	0.073	5.55	5.44	25.05
Suite sur la page suivante				

Suite de la page précédente				
Nom	z	L_x $10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$	T keV	f_x 10^{-12} cgs
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
ABELL2244	0.097	8.26	5.37	21.22
ABELL2657	0.04	1.75	3.62	25.35
RXJ0341.3+1524	0.029	0.72	2.17	20.01
NGC1550GROUP	0.012	0.19	1.4	31.22
ABELL2147	0.035	2.87	4.34	55.22
ABELL1367	0.022	1.24	3.55	60.51
ABELL1736	0.046	3.09	2.95	35.37
ABELL1774	0.169	24.18	5.59	20.86
ABELL3158	0.06	5.64	4.67	37.94
ABELL3395	0.051	3.38	5.1	31.43
EXO0422-086	0.04	2.07	2.84	30.85
ABELL1644	0.047	3.75	4.7	40.3
ABELL3581	0.023	0.75	1.83	33.37
ABELL2589	0.041	1.89	3.38	25.91
RXCJ1504.1-0248	0.215	41.54	9.89	22.32
RXCJ0419.6+0224	0.012	0.26	1.29	40.09
ABELL3112	0.075	7.41	5.24	31.03
[TH2001]H	0.051	2.19	5.55	20.09
WP23	0.009	0.18	1	55.14

TABLE 2.1 – *Echantillon local extrait de la base de données BAX. (2) redshift - (3) luminosité X - (4) Température X - (5) flux dans la bande [0.1-2.4] keV.*

2.6.2 Les échantillons profonds

Les amas profonds fournissent une quantité importante d'informations sur l'évolution et la dynamique de l'Univers. En les comparant à la population locale, on peut alors mettre en évidence des processus physiques qui permettent de comprendre l'état actuel des amas et de l'Univers.

Dans l'étude que je présente j'ai utilisé 3 échantillons issus de 2 surveys différents : le 400deg² survey[17] et le Massive Cluster Survey (MACS)[33]. En combinants ces données, j'ai pu sonder une large gamme de redshifts, ainsi qu'un très grand intervalle de masse, me permettant d'affiner mes contraintes.

Le 400deg²

Le 400deg²[17] est l'extension d'un premier survey basé sur le catalogue ROSAT PSPC, le 160deg². Etant d'une plus grande couverture angulaire sur le ciel, ce nouveau catalogue permet l'échantillonnage des amas à haut redshift et dont la gamme de masse correspond à $T > 5 \text{ keV}$ à $z = 0$. Les critères de sélections des champs d'observation sont les suivants :

1. $|b| > 25^\circ$
2. l'absorption galactique est $n_H < 10^{21} \text{ cm}^{-2}$

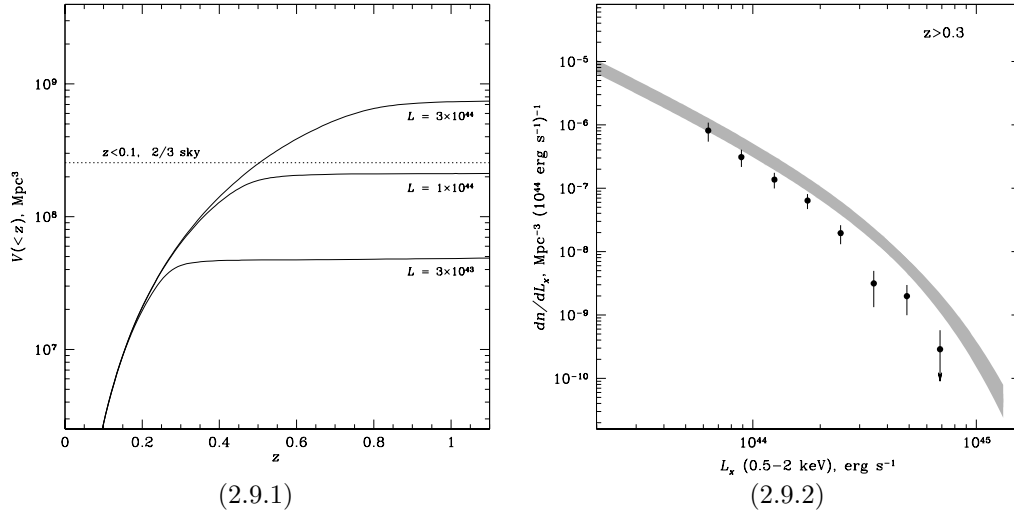


FIGURE 2.9 – (1) Volume couverte par le 400deg^2 en fonction du redshift, pour trois luminosités, $L_X = 3 \times 10^{43}$, 10^{44} , et $3 \times 10^{44} \text{ ergs.s}^{-1}$. La ligne en pointillés horizontale représente le volume couverte à faible redshift par les échantillons du RASS. (2) Fonction de luminosité des amas X du 400deg^2 pour des amas dont le redshift est $z > 0.3$. Le trait en gris représente la fonction de luminosité mesurée dans le survey REFLEX. Figures issues de Burenin et al.(2007)[17]

3. le temps d'exposition total doit être $t_{exp} > 1000 \text{ s}$

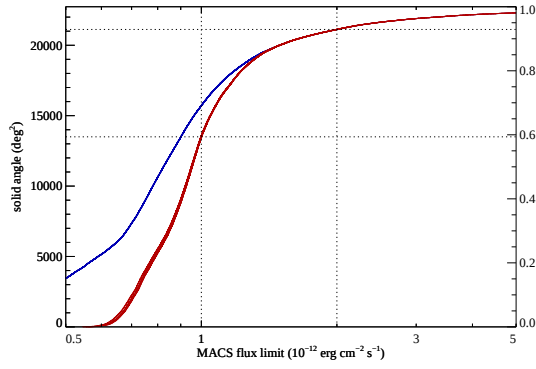
Le résultat de cette sélection sur les 1610 clichés du ROSAT PSPC survey a permis d'extraire 287 sources X étendues dont le flux est $f > 1.4 \times 10^{-13} \text{ ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ dans la bande d'énergie $0.5 - 2 \text{ keV}$. Parmi ces sources, 266 ont été confirmées par les observations optiques comme étant des amas de galaxies, des groupes ou bien des galaxies individuelles.

Pour obtenir l'échantillon profond à $z > 0.35$, les observations ont été menées par le satellite *Chandra* dans les mêmes bandes d'énergie. La détection a été effectuée pour fournir un échantillon quasi mass-limité et dont la luminosité est au dessus de $L_{X,min} = 4.8 \times 10^{43}(1+z)^{1.8} \text{ erg.s}^{-1}$, ce qui correspond à un seuil en masse de 10^{14} masses solaires.

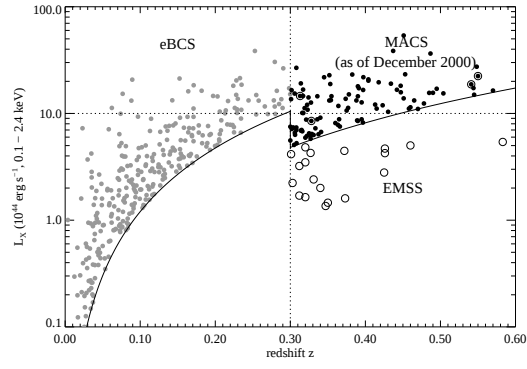
Le résultat de cette sélection a fourni un échantillon de 39 amas auxquels on enlève 3 amas dont le flux mesuré par *Chandra* est en dessous du flux seuil du catalogue 400deg^2 . Le tableau (B.3) est un résumé de cet échantillon.

Contrairement à un échantillon local, dont $z < 0.1$, la fonction de sélection des amas profonds est beaucoup moins facile à déterminer. Dans le cas du 400deg^2 , les amas sont sélectionnés uniquement si leur flux est supérieur à un flux seuil de $f > 1.4 \times 10^{-13} \text{ ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, c'est-à-dire que les objets les moins brillants ne sont pas pris en compte même s'ils passent les critères de sélection ci-dessus. La probabilité qu'un amas soit pris en compte dans le catalogue final sera alors :

$$P_{sel}(f, r_c) = P_d(f, r_c) \int_{f_m}^{\infty} P_m(f_m|f, r_c) df_m \quad (2.45)$$



(2.10.1)



(2.10.2)

FIGURE 2.10 – (1) *Fonction de sélection de MACS. La courbe en pointillé montre la fonction de sélection atteignable si le critère de sélection numéro (4) n'est pas pris en compte. La courbe en gras montre la fonction de sélection effective de MACS en supposant une température du gaz de 6,8 et 10 keV.* (2) *Distribution de la luminosité en fonction du redshift de l'extended BCS à $z < 0.3$ et de l'échantillon préliminaire MACS à $z > 0.3$. Les petits cercles représentent les 23 amas du EMSS à $0.3 < z < 0.6$. La courbe en gras représente le flux limite pour eBCS et le survey MACS. Figure issue de Ebeling et al (2001)[33].*

où f_m est le flux seuil requis pour la sélection, P_d et P_m sont des fonctions du rayon de coeur de l'amas. Il est alors possible de faire apparaître une dépendance en redshift en insérant une distribution réaliste du rayon de coeur. Ainsi, en multipliant cette probabilité par la couverture géométrique dans le ciel, on obtient alors la couverture effective du catalogue en fonction du vrai flux, en d'autres termes la fonction de sélection. Une version tabulée en format texte est disponible sur le web à l'adresse suivante : http://hea-www.harvard.edu/400d/statcal/area_flux_true.dat

Le MAssive Cluster Survey

Le MAssive Cluster Survey (MACS)[33] a été lancé en 1998 avec le but de fournir le premier échantillon large d'amas de galaxies X à $z > 0.3$. Il a été conçu spécialement pour détecter les amas les plus lumineux de l'Univers, autrement dit les plus massifs. Pour cela, MACS combine les angles solides les plus larges du Rosat All-Sky Survey avec le flux limite le plus faible possible. Les critères de sélection pour la détection des amas sont les suivants :

1. $|b| \geq 20^\circ$, $-40^\circ \leq \delta(J2000) \leq 80^\circ$. La couverture angulaire sera alors de 22,735 deg^2 .
2. le rapport de dureté X plus grand que $HR_{min} = [-0.2, -0.55 + \log(n_H/10^{20} \text{cm}^{-2})]$ comme déduit de l'échantillon RBCS[32] avec des contraintes additionnelles comme $HR_{min} < 0.7$.
3. le flux détecté dans les cellules est tel que $f_X \geq 1 \times 10^{-12} \text{ergs.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, dans la bande 0.1 – 2.4 keV.
4. un amas sera détecté si au minimum 17 photons sont détectés.

Ainsi en se basant sur la liste des 18811 objets du RASS Bright Source Catalogue, seuls 5504 ont été sélectionnés via les critères ci-dessus. Fin des années 2000, le projet MACS avait identifié plus de 850 amas de galaxies dont 101 à $z \geq 0.3$. Depuis, les données (et notamment les températures) de 12 amas les plus profonds de l'échantillon ont été publiés en 2007 (Ebeling et al.(2007)[31]) (voir le tableau (B.1)). En 2010, de nouvelles données ont été publiées avec 34 nouveaux amas dans la gamme de redshift $0.3 \leq z \leq 0.4$ (Ebeling et al.(2010)[34]) (voir le tableau (B.2)), ce qui porte à 46 le nombre d'amas massifs.

L'avantage de MACS est double : il permet aujourd'hui de sonder les amas les plus profonds de l'Univers grâce à une large gamme de redshifts (entre 0.3 et 0.6) mais il permet aussi de mieux contraindre les modèles cosmologiques. En effet la fonction de masse ayant un comportement exponentiel, la queue de la distribution, c'est-à-dire à haute masse, est donc plus sensible aux effets d'évolution. Dans la suite de ce travail, je montrerai quels sont les avantages de MACS dans la contrainte des paramètres des relations d'échelle.

Chapitre 3

Etude de la population des amas X

On fait la science avec des faits, comme on fait une maison avec des pierres.
Mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres n'est
une maison.

- *Henri Poincaré* -

Grâce aux différentes missions d'observation du ciel, la cosmologie a permis de comprendre l'évolution du contenu de l'Univers depuis des temps très reculés. Aujourd'hui, elle essaie de comprendre l'Énergie Noire, composante de l'Univers qui est responsable de l'accélération de son expansion. Les scénarios pour expliquer cette accélération sont légions : constante cosmologique, quintessence, gravité modifiée aux grandes échelles. . . Il a été montré que l'évolution de l'abondance des amas avec le redshift est sensible au taux de croissance des fluctuations de densité de matière. L'utilisation de ces objets permet alors de mesurer le taux de croissance gravitationnel de ces fluctuations. Ainsi, la population des amas pourrait devenir un outil pour tester si des modèles de gravité modifiée pourraient expliquer l'expansion accélérée de l'Univers. En effet dans ces modèles, la dynamique de l'expansion sera similaire à celle d'un modèle de concordance Λ CDM et grâce à différents tests géométrique les valeurs des paramètres cosmologiques resteront inchangées. Toutefois, la dynamique gravitationnelle des fluctuations de densité matière devrait avoir une signature bien différente de celle d'un Univers de Friedmann-Lemaître.

L'évolution de l'abondance des amas est un outil puissant dans l'étude de l'Énergie Noire. Elle requiert une connaissance parfaite de la physique interne de ces objets afin de ne pas biaiser notre compréhension de leur dynamique interne. Dans ce chapitre je vais présenter une étude menée à partir d'échantillons d'amas de galaxies X provenant des observations de ROSAT, XMM et Chandra. Je détaillerai les méthodes et outils utilisés pour calculer la fonction de distribution des amas X notamment à travers la fonction de température et quels ont été les résultats obtenus. Je diviserai mon étude sur un échantillon local puis sur des échantillons profonds et montrerai quelles contraintes j'ai obtenu sur leurs propriétés physiques.

La population des amas étant très sensible à leur masse, j'enquêterai sur les modifications des distributions qui peuvent être engendrées par un changement de masse ou par un changement du modèle de la fonction de distribution en masse (à

travers la fonction de masse). En combinant les données des observations récentes cosmologiques, je montrerai aussi quelle est la dépendance des amas aux paramètres cosmologiques.

3.1 Méthodes statistiques et approche bayésienne

3.1.1 Approche Bayésienne

Contrairement au cadre fréquentiste où l'on cherche à calculer la probabilité qu'un jeu de paramètres réalisent un jeu d'observations, l'approche Bayésienne cherche à déterminer quel jeu de paramètres a le plus de chance de fournir les observations.

On écrit alors la fonction de distribution de probabilité, ou vraisemblance, des observations $\mathbf{z}$ donnant les paramètres inconnus θ comme $p(\mathbf{z}|\theta)$. Ainsi, si la vraisemblance d'un jeu de paramètres θ_1 est plus grande que celle d'un jeu de paramètres θ_2 , on dira alors que les observations $\mathbf{z}$ se produiront plus probablement sous θ_1 que sous θ_2 .

Maximiser la vraisemblance permet alors d'estimer les meilleurs paramètres θ qui produisent $\mathbf{z}$. Il convient alors de définir une distribution de probabilité pour les paramètres θ afin de quantifier les incertitudes sur ce paramètre.

L'idée générale de l'approche Bayésienne est donc de s'intéresser à la probabilité que les paramètres θ donnent $\mathbf{z}$, c'est-à-dire $p(\theta|\mathbf{z})$, plutôt qu'à $p(\mathbf{z}|\theta)$.

D'après le théorème de Bayes, on peut alors écrire :

$$p(\theta|\mathbf{z}) = \frac{p(\theta)p(\mathbf{z}|\theta)}{m(\mathbf{z})} \quad (3.1)$$

où $m(\mathbf{z}) = \int p(\mathbf{z}|\theta)f(\theta)d\theta$ est la distribution de probabilité marginale de $\mathbf{z}$, qui peut être vue comme une constante de normalisation car indépendante de θ . $f(\theta)$ est ici le *prior* de la fonction de distribution de probabilité.

Le défi est donc alors d'effectuer l'intégrale multi-dimensionnelle ou bien le calcul de la distribution de probabilité d'une composante de θ en intégrant sur tous les autres paramètres. Comme je le montre dans la suite, l'une des méthodes les plus utilisées aujourd'hui pour ce genre de calcul est le processus MCMC : Monte Carlo Markov Chains.

3.1.2 Monte Carlo Markov Chains

La plupart du temps, les modèles à déterminer dépendent de beaucoup de paramètres et le temps de calcul peut vite devenir très coûteux, notamment dans la détermination de $m(\mathbf{z})$ de l'équation (3.1).

Des algorithmes de maximisation de vraisemblance ont donc été développés pour réduire les temps de calcul, comme par exemple la méthode Levenberg-Marquardt. Le seul problème est que bien souvent ces méthodes restent coincées à un maximum local de la distribution de probabilité plutôt que de chercher le maximum global.

Une autre technique a été alors développée bien avant le développement des puissants centres de calculs : le MCMC. Basé sur l'algorithme de Metropolis-Hasting,

cette méthode permet de sonder l'espace des paramètres aléatoirement tout en minimisant le plus possible les temps de calcul. Ainsi, le déplacement d'un point à l'autre s'effectue grâce à une probabilité qui dépend de la vraisemblance ainsi que d'un terme de température effective.

En combinant alors une chaîne de Markov, on peut alors voir chaque point comme un échantillon de la distribution de probabilité. Le passage d'un échantillon à un autre s'effectue par l'algorithme de Metropolis-Hasting.

Ainsi le comportement de la chaîne se fera de cette manière :

- On démarre avec un échantillon arbitraire θ_0
- On génère un nouvel échantillon θ_{i+1} qui dépendra de l'échantillon précédent θ_i , ainsi qu'une valeur u comprise entre 0 et 1 et qui rendra compte du déplacement.
- le déplacement est alors accepté si $u \leq \alpha(\theta'|\theta_i)$, rejeté sinon

Le terme $\alpha(\theta'|\theta)$ est appelé probabilité d'acceptance et est définie par :

$$\alpha(\theta'|\theta_i) = \min \left\{ \frac{p(\theta')p(\mathbf{z})q(\theta_i|\theta')}{p(\theta_i)p(\mathbf{z}|\theta_i)q(\theta'|\theta_n)}, 1 \right\} \quad (3.2)$$

où $q(\theta_i|\theta')$ est la probabilité permettant de générer θ' à partir de θ_i .

Même si cette méthode est un outil puissant, il n'existe cependant pas de formule permettant de calculer la longueur minimum de la chaîne ou bien d'estimer si la chaîne converge. Il faut donc utiliser des algorithmes de diagnostic de convergence en post-traitement pour rendre compte des résultats, même si cela ne les garantit pas.

3.1.3 Application du MCMC à la cosmologie

La méthode MCMC est une façon efficace d'échantillonner la vraisemblance sur tout l'espace des paramètres. Pour cette partie je prendrai l'exemple du CMB (voir par exemple Christensen & Meyer 2000[20], Christensen et al.2001[21]). Pour appliquer le MCMC il est nécessaire de se placer dans un cadre Bayésien. Le CMB (ou d'autres sondes cosmologiques comme les amas) permet cela grâce au spectre de puissance de ses anisotropies qui dépendent des paramètres cosmologiques.

Comme la vraisemblance du CMB peut être écrite en fonction de ce spectre de puissance et non pas en fonction des paramètres cosmologiques, on peut alors estimer ces paramètres en comparant les modèles aux observations du spectre de puissance des anisotropies. Un algorithme de Metropolis-Hasting sera alors nécessaire pour définir la marche aléatoire sur l'espace des paramètres.

La méthode sera alors la même que celle du paragraphe précédent. On sélectionne au hasard un échantillon de paramètres θ_0 puis on calcul le spectre de puissance via un logiciel comme CMBfast [128] ou CAMB [82]. On détermine alors la likelihood L_0 à partir du spectre. On tire ensuite un nouveau jeu de paramètres θ' qui n'est encore ni accepté ni rejeté par la chaîne.

Pour déterminer le rapport d'acceptance, on utilise le nouveau jeu de paramètre θ' pour calculer un nouveau spectre de puissance et donc une nouvelle vraisemblance L_i . En comparant alors L_i à L_0 l'algorithme de Metropolis-Hasting est alors en mesure de déterminer si le déplacement est accepté ou bien rejeté.

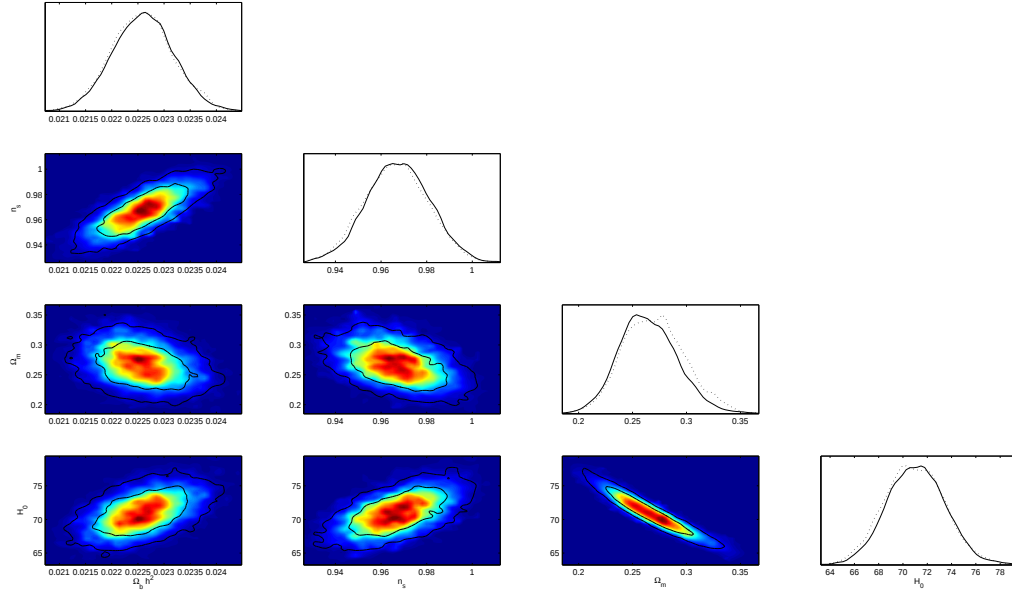


FIGURE 3.1 – *Contours 2D et likelihood 1D obtenus par MCMC avec les données du CMB seul. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance.*

Le temps de calcul par MCMC dépend alors linéairement du nombre de paramètres, ce qui en fait un outil extrêmement puissant dans les tests de modèles complexes que l'on peut rencontrer en cosmologie.

La figure (3.2) est un résultat sur les paramètres cosmologiques combinant plusieurs jeux de données : le CMB issu de WMAP 7-years[64], les supernovae de type Ia du Supernovae Union[72] et le spectre de puissance des galaxies issu du SDSS LRG DR7[115]. Le même travail a été réalisé en considérant uniquement les données du CMB seul, les contours sont donnés sur la figure (3.1) et les valeurs des paramètres sont donnés dans le tableau (3.1). On voit alors qu'en combinant les données observationnelles, il est alors possible de casser les dégénérescences entre les paramètres cosmologiques (par exemple entre Ω_m et σ_8 pour les amas) ainsi que d'augmenter la précision sur leurs estimations. Les valeurs de ces paramètres ainsi que leurs barres d'erreurs dans un intervalle de confiance de 1σ sont données dans le tableau (3.2).

3.2 Cadre théorique et fonction de masse

3.2.1 Comportement de la fonction de masse

La fonction de masse est la fonction de distribution des amas en fonction de leur masse. En d'autres termes, pour une certaine masse M il est possible de déterminer la densité numérique des objets plus lourds que cette masse.

Dans le cadre des amas, leur masse ainsi que les fluctuations de densité sont

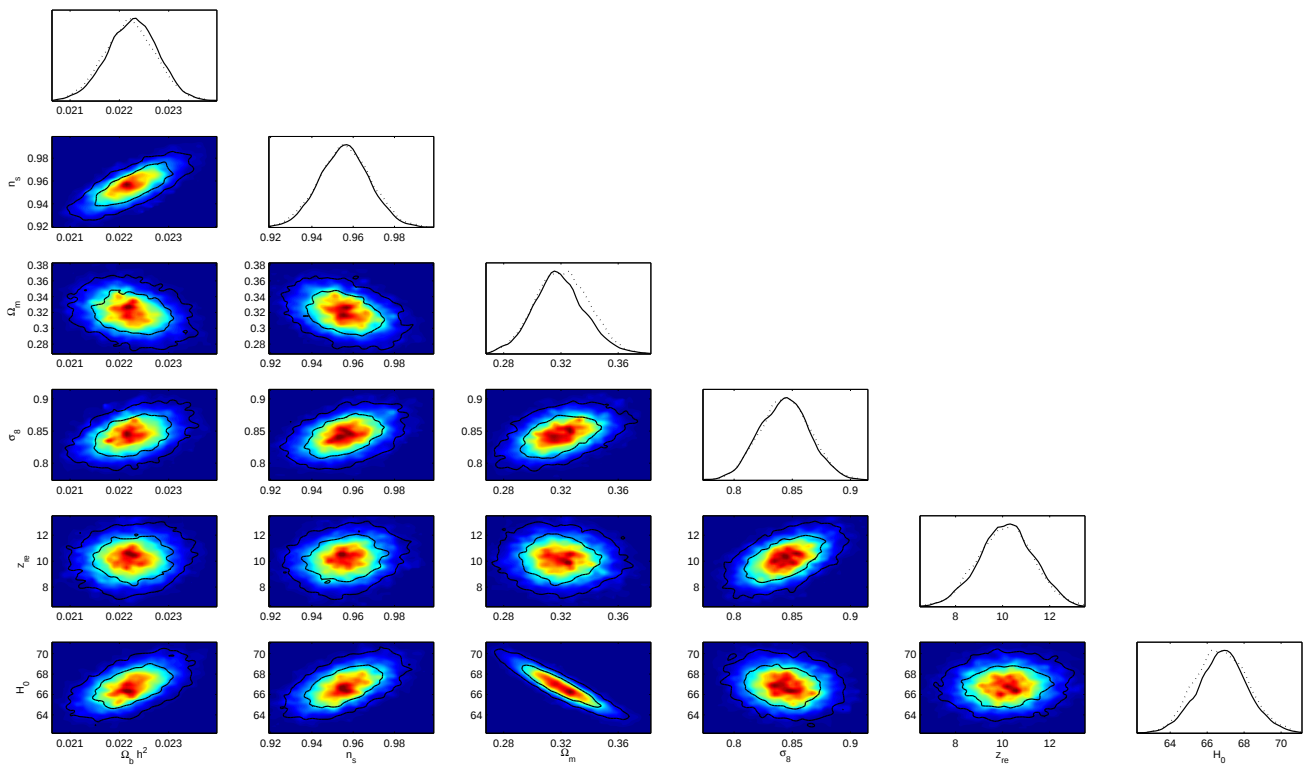


FIGURE 3.2 – Contours 2D et likelihood 1D obtenus par MCMC avec les données du CMB, des supernovae de type Ia et du spectre de puissance des galaxies rouges. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance.

Paramètre	Valeur	Définition du paramètre
$\Omega_b h^2$	0.02260 ± 0.00058	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
$\Omega_c h^2$	0.110 ± 0.0053	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0394 ± 0.0027	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.089 ± 0.015	Profondeur optique de la réionisation
n_s	0.967 ± 0.014	Indice spectrale primordial à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
$\log(10^{10} A_s)$	3.077 ± 0.035	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.735 ± 0.027	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2 \rho_\Lambda$)
Age	13.74 ± 0.13	Âge de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.264 ± 0.027	Densité de matière normalisée
z_{re}	10.52 ± 1.19	Redshift de la réionisation
h	0.711 ± 0.024	Constante de Hubble

TABLE 3.1 – *Résultats des chaînes MCMC en utilisant les données du CMB seul (WMAP 7-years[64]). Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%. La courbure est supposée nulle $\Omega_k = 0$ et $w = -1$.*

fortement dépendantes du taux de croissance des perturbations (à travers $\sigma(M)$) (voir équations (1.69) et (1.70)). De nos jours le taux de croissance est une donnée mal connue et pourra être bien contrainte notamment à travers les observations des oscillations acoustiques des baryons ou BAO (voir par exemple [124, 154]). Il est dépendant du contenu en matière de l'Univers à travers les paramètres Ω_m et σ_8 l'amplitude des fluctuations de densité de matière.

En considérant qu'un amas peut être représenté par une sphère, on définira sa masse comme étant la quantité de matière emprisonné dans une sphère qui contient un certain nombre de fois la densité de l'Univers. Cette masse s'écrira :

$$M(r) = \frac{4\pi}{3} r_\Delta \Delta \bar{\rho}_m \quad (3.3)$$

avec Δ le contraste de surdensité défini par le rapport de la densité de l'amas sur la densité moyenne de l'Univers. Cette masse peut aussi être définie en utilisant le contraste de surdensité critique, il faudra dans ce cas prendre soin de remplacer $\Delta \bar{\rho}_m$ par $\Delta_c \rho_c$. Il est donc possible d'utiliser plusieurs définitions de la masse d'une structure.

Dans la suite de mon travail j'utiliserai différentes définition de la masse en changeant la valeur du contraste de densité : les masses M_{500} , M_{1000} et M_{500c} qui sont respectivement les masses contenues dans une sphère où la densité est 500 et 1000 fois la densité de l'Univers et 500 fois la densité critique. La masse virielle M_v sera apparentée à la masse totale de l'amas et dont la densité est environ 200 fois la densité de l'Univers.

Paramètre	Valeur	Définition du paramètre
$\Omega_b h^2$	0.02226 ± 0.00052	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
$\Omega_c h^2$	0.12 ± 0.0033	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0381 ± 0.0025	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.081 ± 0.013	Profondeur optique de la réionisation
n_s	0.956 ± 0.012	Indice spectrale primordial à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
$\log(10^{10} A_s)$	3.093 ± 0.031	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.681 ± 0.018	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2 \rho_\Lambda$)
Age	13.87 ± 0.11	Âge de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.319 ± 0.018	Densité de matière normalisée
σ_8	0.843 ± 0.022	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.16 ± 1.16	Redshift de la réionisation
h	0.668 ± 0.014	Constante de Hubble

TABLE 3.2 – Résultats des chaînes MCMC en combinant les données du CMB de WMAP 7-years[64], des supernovae de type Ia du supernovae union[72] et le spectre de puissance des galaxies rouges du SDSS LRG DR7[115]. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%. La courbure est supposée nulle $\Omega_k = 0$ et $w = -1$.

Si on reprend l'expression générale de la fonction de masse :

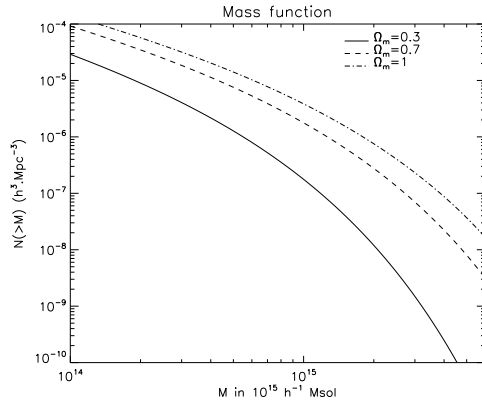
$$N(M) = \frac{\bar{\rho}}{M} f(\sigma) \frac{d\sigma}{dM} \quad (3.4)$$

on remarque que la distribution des amas dépend aussi du redshift considéré. Pour un redshift $z > 0$ donné, la valeur du $\sigma(M)$ sera alors plus faible qu'à un redshift $z = 0$. La distribution des amas se retrouve abaissée comme le montrent les figures (3.5.1) et (3.5.2) par exemple.

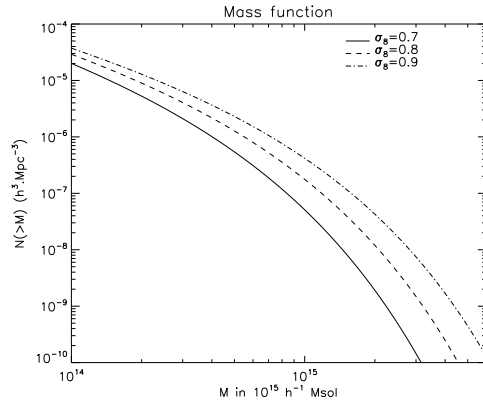
Dans l'étude observationnelle que je présenterai par la suite il deviendra important d'utiliser des relevés à différentes profondeurs en redshift afin de pouvoir étudier le comportement des amas dans le temps.

Enfin, comme dit précédemment, la fonction de masse a une forte dépendance aux paramètres cosmologiques. Une augmentation de la valeur de Ω_m ou bien de σ_8 engendrera une baisse de la valeur de M dans l'équation (3.4). Les figures (3.3.1) et (3.3.2) illustrent le comportement de la distribution des amas (pour une population locale à $z = 0$) en fonction de ces paramètres. On peut noter qu'un changement même faible (de l'ordre de 10%) de σ_8 peut provoquer une distribution fortement décalée, de l'ordre d'un facteur 3.

Les figures (3.4.1) et (3.4.2) montrent le comportement en fonction de la constante de Hubble ainsi que lors du changement de la valeur du paramètre de forme dans



(3.3.1)



(3.3.2)

FIGURE 3.3 – (1) *Fonctions de masse SMT tracées pour différentes valeurs de Ω_m . Les autres paramètres cosmologiques sont $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$ et Γ est défini par l'équation (1.53).* (2) *Fonctions de masse tracées pour différentes valeurs de σ_8 . Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$ et Γ est défini par l'équation (1.53). Les distributions sur ces deux figures sont tracées à $z = 0$.*

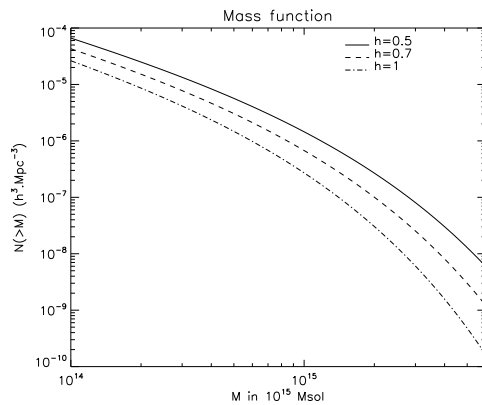
la fonction de transfert. Les changements en fonction de h ne semblent pas affecter grandement la distribution ce qui n'est pas le cas du paramètre de forme. En effet étant très dépendant de la quantité de matière dans une structure, une modification de Γ aura tendance à changer la pente de la distribution affectant alors les objets à grande masse plutôt que ceux de faible masse.

3.2.2 Sheth, Mo & Tormen vs Tinker

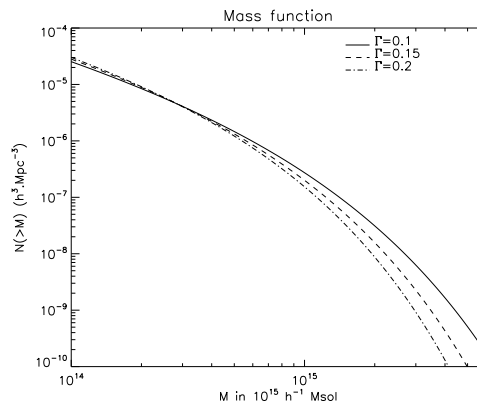
Dans la suite de cette thèse, j'expliquerai quels ont été les moyens mis en oeuvre pour déduire les contraintes sur les paramètres cosmologiques ainsi que sur la physique du gaz des amas. Le test présenté ici se base sur la fonction de masse. Il est donc nécessaire de vérifier que la détermination des contraintes sur la physique des amas est indépendant ou non de la fonction de masse considérée.

Comme je l'ai montré dans le paragraphe 3.2.1, il existe plusieurs définitions de la masse d'un amas. J'ai donc choisi pour ce travail d'utiliser la masse virielle qui s'apparente à la masse totale d'un amas. Les fonctions de masse les plus utilisées font appel à différents algorithmes. Celle de Sheth, Mo & Tormen (SMT par la suite) utilise un algorithme de "*Friend-of-Friend*" afin de détecter un amas dans leur simulation. Celle de Tinker et al.2008 (Tinker par la suite) utilise un algorithme de "*spherical overdensity halo finder*" (voir section 1.4.6). J'ai donc choisi de tester ces deux fonctions de masse afin de tester si leur différence d'algorithme de détection d'amas dans les simulations a une incidence sur la distribution des amas. Cette comparaison peut être facilement mise en oeuvre car les masses sont définies par rapport au même rapport de surdensité Δ .

La figure (3.5.1) représente les fonctions de masse de SMT et Tinker pour un même modèle cosmologique $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h = 0.7$ et $\sigma_8 = 0.8$. On note qu'aux



(3.4.1)



(3.4.2)

FIGURE 3.4 – (1) *Fonctions de masse SMT tracées pour différentes valeurs de h . Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $\sigma_8 = 0.8$ et Γ est défini par l'équation (1.53).* (2) *Fonctions de masse tracées pour différentes valeurs de Γ . Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$ et $\sigma_8 = 0.8$. Les distributions sur ces deux figures sont tracées à $z = 0$.*

deux redshifts tracés, pour des faibles masses, l'accord entre les fonctions de masse est tout à fait correct et il est très difficile de les discerner. La situation à grande masse est très différentes, on remarque un désaccord d'autant plus important que les masses sont grandes, ce qui est tout à fait logique du fait de la partie exponentielle de la distribution.

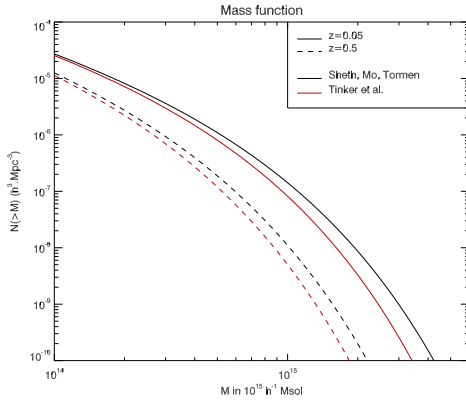
Toutefois, cet écart aux grandes masses peut être compensé par un simple changement de σ_8 . Dans la figure (3.5.2), la fonction de masse de Tinker a été tracée avec $\sigma_8 = 0.84$ ce qui représente un changement de 5% alors que le σ_8 de SMT reste inchangé. Les distributions sont cette fois-ci en très bon accord quel que soit le redshift. On peut donc en conclure que l'effet d'évolution relatif ne dépendra pas de la fonction de masse que l'on va utiliser.

3.2.3 Comparaison à des récents travaux

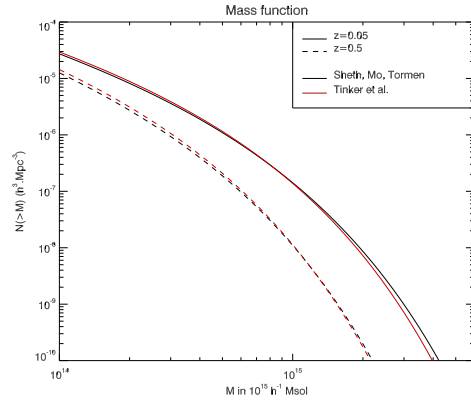
De récents travaux ont tenté de déterminer les propriétés physiques des amas notamment à travers leur fonction de masse observée. Les travaux de Vikhlinin et al. 2009 [144, 145] ont étudié cette distribution à deux gammes de redshifts $z \simeq 0.05$ et $z \simeq 0.5$ à partir des données de Chandra. Ils ont notamment montré que cette distribution évoluait avec le redshift d'un facteur de 5 ± 1.2 pour un seuil en masse de $M_{500c} = 2.5 \times 10^{14} h^{-1}$ masse solaire. L'indice 500c signifie que l'on considère le contraste de surdensité $\Delta_c = 500$.

En combinant les données du CMB [74], des supernovae de type Ia [25], des BAO [38] et leur fonction de masse observationnelle, ils ont obtenus les contraintes suivantes sur les paramètres cosmologiques (pour le cas d'un Univers Λ CDM plat) : $\Omega_m = 0.26 \pm 0.016$, $h = 0.715 \pm 0.012$ et $\sigma_8 = 0.786 \pm 0.011$.

Les contraintes résumées dans le tableau (3.2) ont été obtenues en combinant le

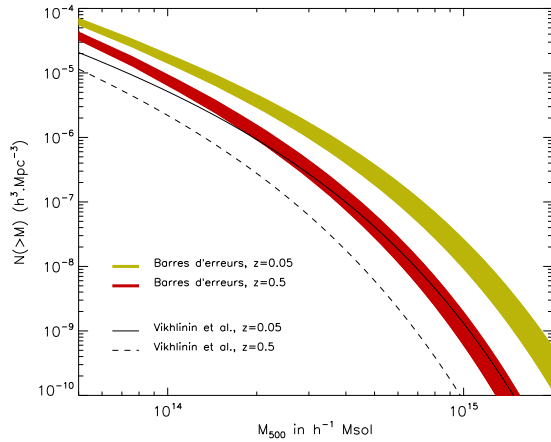


(3.5.1)

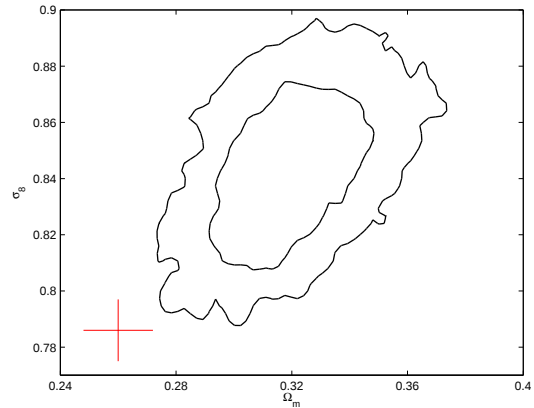


(3.5.2)

FIGURE 3.5 – (1) Comparaison des fonctions de masse SMT (courbe noire) et Tinker (courbe rouge) pour des modèles à $z = 0.05$ et $z = 0.5$. Les paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$ et Γ est défini par l'équation (1.53). (2) Même figure que (1). La fonction de masse de Tinker est cependant tracée avec $\sigma_8 = 0.84$ ce qui représente un changement de l'ordre de 5%. La fonction de masse de Tinker est tracée au Δ viriel.



(3.6.1)



(3.6.2)

FIGURE 3.6 – (1) Intervalles d'erreurs sur la fonction de masse de Tinker obtenues à partir du MCMC combinant les données du CMB, des supernovae de type Ia et du spectre de puissance des galaxies rouges. Les modèles sont tracés dans un intervalle de confiance de 68% à $z = 0.05$ (jaune) et $z = 0.5$ (rouge). Les courbes en trait plein et tirets sont respectivement les fonctions de masse pour le modèle de Vikhlinin et al. 2009[145] à $z = 0.05$ et $z = 0.5$ avec $\Omega_m = 0.268 \pm 0.016$, $\sigma_8 = 0.786 \pm 0.011$ et $h = 0.715 \pm 0.012$. (2) Contours à 1σ et 2σ de Ω_m vs σ_8 obtenu à partir de l'analyse MCMC sans les amas. La croix rouge représente le modèle de Vikhlinin et al. avec ses barres d'erreurs.

même jeu de données sans les amas. Les valeurs obtenues de cette dernière étude privilégient un Univers avec une densité de matière plus élevée et donc avec un σ_8 plus élevé de l'ordre de plus de 5σ dans les deux cas. Dans mon étude la fonction de masse prédira plus d'objets que dans le cas des travaux de Vikhlinin et al. La figure (3.6.1) illustre ce résultat.

Les bandes de couleur représentent les barres d'erreurs à 1σ sur la fonction de masse. La détermination de ces bandes s'effectue en récupérant tous les modèles qui ont été acceptés lors du processus MCMC. Pour chaque masse, on détermine alors le meilleur modèle et on sélectionne ensuite 68% des modèles autour. En jaune la distribution est tracée pour un redshift de $z = 0.05$ et en rouge pour $z = 0.5$. Les courbes en noire sont les fonctions de masse obtenus à partir du modèle de Vikhlinin et al. Pour une masse de $M_{500c} = 2.10^{14}$ masse solaire, l'écart entre le modèle de Vikhlinin et al. et les bandes est de plus d'un facteur 4.

Cette première comparaison montre clairement que les contraintes de mon étude obtenues à partir du CMB, des supernovae et des BAO sont en fort désaccord avec celles de Vikhlinin et al. Il est donc important de bien en compte ces résultats pour la contraintes des paramètres des lois d'échelle.

3.3 Modélisation de la fonction de température des amas X

Même si les outils pour l'estimation de la distribution des amas semblent performants et bien compris, il reste une donnée primordiale qui est encore très difficile d'accès : la masse. En effet, mesurer une masse n'est pas aisé à partir des observations directes. L'une des méthode en plein essor est l'effet de lentille gravitationnelle qui permet de retrouver la masse en fonction de la distorsion gravitationnelle induite par un objet massif. Il n'existe cependant pas à l'heure actuelle d'échantillon d'amas de grande taille pour utiliser ces lentilles.

Il existe toutefois des méthodes indirectes pour estimer la masse des amas. L'une de ses solutions envisagée ici est d'utiliser la relation entre la masse et une observable. On appelle cette relation loi d'échelle. Comme expliqué dans le paragraphe (2.2.2) on peut utiliser la relation entre la masse et la luminosité ou bien la température. Dans toute la suite de mon exposé j'utiliserai la loi température-masse ($T - M$) qui permet de rendre compte de l'amas dans sa globalité.

3.3.1 A partir de la fonction de masse

La distribution des amas étant définie par la fonction de masse, il faut donc construire une fonction de température qui permettra d'estimer la population des objets à une température T . En se donnant une loi d'échelle $T - M$, on peut dire que le nombre d'amas plus chauds qu'une température seuil doit être égale au nombre

d'amas plus lourds qu'une masse seuil. On est donc conduit à écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} N(> T) = N(> M) \\ \text{soit} \\ \int_T^{+\infty} n(t)dt = \int_M^{\infty} n(m)dm \end{array} \right. \quad (3.5)$$

avec les températures exprimées en keV. Il est important de noter ici que $n(T)$ fait référence à la densité numérique d'amas à la température T et $n(M)$ est la densité numérique d'amas de masse M . On peut alors écrire le nombre d'amas dans un intervalle de température $[T, T + \Delta T]$ par :

$$\left\{ \begin{array}{l} n(T)dT = n(M)dM \\ \text{soit} \\ n(T) = n(M) \frac{dM}{dT} \end{array} \right. \quad (3.6)$$

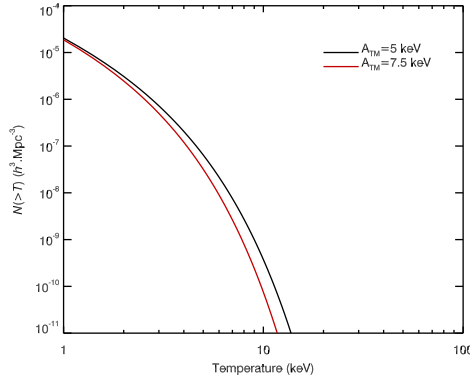
On a donc une expression de la fonction de température qui découle simplement de la fonction de masse. Reste à estimer le rapport dM/dT . Pour cela on injecte la loi d'échelle $T - M$ définie par l'équation (2.15) et on obtient la forme analytique du nombre d'objets à une température T :

$$N(T) \propto \frac{3}{2} \sqrt{T} N(M) \quad (3.7)$$

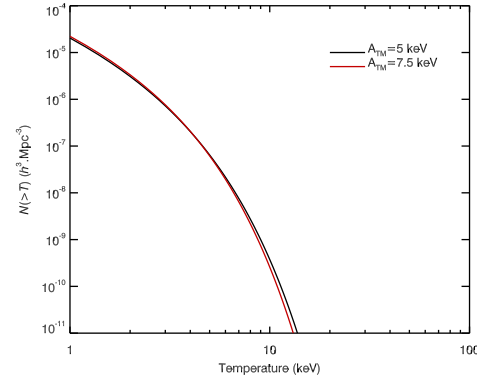
Pour obtenir la fonction de température théorique, c'est-à-dire le nombre d'objets plus chaud qu'une température T il suffit alors d'injecter l'équation (3.7) dans l'équation (3.5).

3.3.2 Influence de la fonction de masse et des paramètres cosmologiques

La distribution des amas en fonction de leur température est obtenue théoriquement par la relation (3.7). Le comportement de la fonction de température est donc lié à celui de la fonction de masse. Dans le paragraphe 3.2.2 j'ai montré que la contrainte sur la valeur de la normalisation de la loi d'échelle était presque indépendante de la fonction de masse considérée. On s'attend donc à ce que cette propriété soit observée pour la fonction de température. J'ai donc tracé les distributions à partir de la fonction de SMT et de Tinker. Le modèle utilisé est un modèle Λ CDM avec $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$ et la normalisation de la relation $T - M$ est prise à $A_{TM} = 5$ keV. Le résultat est tracé sur la figure (3.7.1) et montre un écart à haute température. Sur la figure (3.7.2) la fonction de masse de Tinker est tracée avec $\sigma_8 = 0.85$ ce qui représente une augmentation de 5% par rapport à la valeur utilisée pour SMT. Cette fois-ci l'accord entre les fonctions de température est parfaitement cohérent. Les distributions sont parfaitement identiques pour des températures s'échelonnant entre 1 et 10 keV. Au delà, de très légères différences bien inférieures à un facteur 2 subsistent. Pour résumer, ce résultat montre bien que les contraintes sur les paramètres des lois d'échelles seront presque insensibles à la



(3.7.1)



(3.7.2)

FIGURE 3.7 – (1) *Comparaison des fonctions de température en utilisant les fonctions de masse SMT (courbe noire) et Tinker (courbe rouge) pour des modèles à $z = 0$. Les paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$, la normalisation de la relation $T - M$ $A_{TM} = 5$ keV et Γ est défini par l'équation (1.53).* (2) *Même figure que (a). La fonction de masse de Tinker est cependant tracée avec $\sigma_8 = 0.85$ ce qui représente un changement de l'ordre de 5%.*

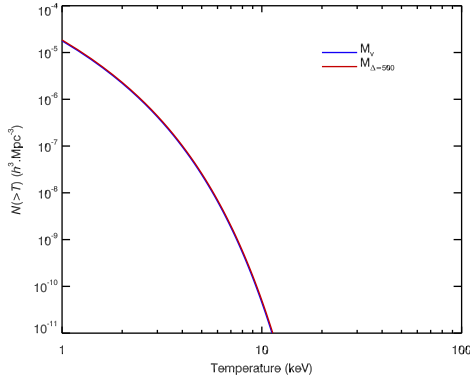
fonction de masse utilisée. Pour l'étude d'échantillons à différents intervalles de redshift les effets d'évolution relative seront totalement indépendant de la fonction de masse considérée.

Enfin, un changement dans la définition de la masse n'a aucune incidence dans l'estimation théorique de la fonction de température. En effet cette dernière étant une combinaison de la fonction de masse et de la loi d'échelle $T - M$, changer le M_v en M_{500c} par exemple reviendrait à changer la relation $T - M$ et donc la normalisation A_{TM} . La figure (3.8.1) illustre ce résultat.

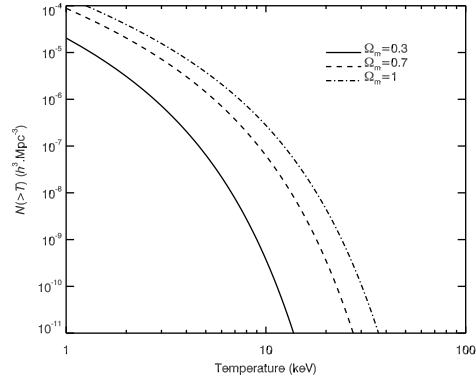
Concernant le comportement de la distribution en fonction des paramètres cosmologiques, le constat est quasiment le même que dans le paragraphe 3.2.1. Les figures (3.8.2) et (3.9.1) confirment la forte dépendance de la fonction de température à Ω_m et σ_8 . Pour ce dernier, un changement même minime de sa valeur entraîne une forte modification la distribution.

La définition de la relation d'échelle $T - M$ (voir équation (2.15)) considère que la constante de normalisation est indépendante de h . La fonction de masse étant dépendante de h ainsi que la relation d'échelle $T - M$, la fonction de température de issue de la combinaison de ces deux dernières quantité devient alors indépendante de h . En effet, la fonction de température peut s'écrire analytiquement sous la forme d'une loi de puissance $N(> T) \propto T^\mu$. T étant une observable indépendante de h on montre que $N(> T)$ devient totalement indépendante de h . En traçant pour différentes valeurs de la constante de Hubble la distribution en température, on obtient une superposition des distributions.

Enfin la figure (3.9.2) montre le comportement de la fonction de température en fonction du paramètre de normalisation de la relation $T - M$. On voit alors que ce paramètre a une grande importance dans la population des amas et qu'une



(3.8.1)



(3.8.2)

FIGURE 3.8 – (1) Fonctions de températures tracées pour différentes définition de la masse, M_v (bleu) et M_{500c} (rouge) pour $A_{TM} = 5$ keV (2) Fonctions de température tracées pour différentes valeurs de Ω_m . Les autres paramètres cosmologiques sont $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$, $A_{TM} = 5$ keV et Γ est défini par l'équation (1.53). Le fonction de masse utilisée est celle de SMT.

A_{TM}	Référence	Méthode
6.18 keV	Bryan & Norman 1998[16]	Simulation hydrodynamique
7.45 keV	Henry 2004[55]	Simulation hydrodynamique
9.21 keV	Vikhlinin et al.2009[144]	Observations

TABLE 3.3 – Résumé des valeurs de la normalisation $T - M$ pour différents travaux.

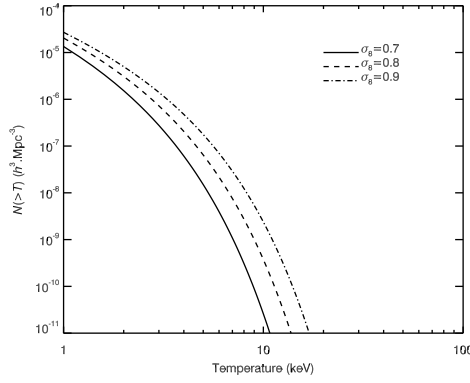
mauvaise estimation de ce paramètre peut entraîner des sous/sur-estimations assez conséquentes.

3.3.3 Influence de la normalisation $T - M$

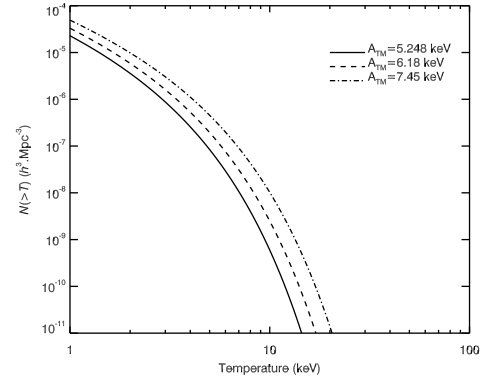
Les modèles de distribution des amas en température sont issus de la combinaison de la fonction de masse et de la relation température-masse (voir équation (2.15)). Même si cette dernière dépend aussi des paramètres cosmologiques (à travers la masse et Ω_m), le paramètre de normalisation A_{TM} a toute son importance.

Depuis plusieurs années, des travaux ont été effectués pour déterminer la valeur de ce paramètre à travers les simulations numériques ou plus récemment par les observations. Le tableau (3.3) présente quelques valeurs de A_{TM} pour différents travaux. Les valeurs des différents A_{TM} ont été converties au même Δ de manière à pouvoir être comparées au A_{TM} de relation d'échelle $T - M$.

La figure (3.9.2) montre la distribution en température des amas pour chacune des valeurs de A_{TM} du tableau (3.3). On remarque donc que pour une variation de environ 2 keV dans la valeur de A_{TM} l'écart entre les distributions peut varier jusqu'à plus d'un facteur 10 dès lors qu'on s'approche des hautes températures.



(3.9.1)



(3.9.2)

FIGURE 3.9 – (1) Fonctions de température tracées pour différentes valeurs de σ_8 . Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$, $A_{TM} = 5$ keV et Γ est défini par l'équation (1.53). Les distributions des deux figures sont tracées à $z = 0$. (2) Fonctions de température tracées pour différentes valeurs de A_{TM} . Les valeurs de A_{TM} ont été prises de Bryan & Norman 1998[16] (tirets), Henry 2004[55] (tirets-pointillés) et Vikhlinin et al. 2009[144] (trait plein). Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $\sigma_8 = 0.8$, $h = 0.7$ keV et Γ est défini par l'équation (1.53).

Le paramètre A_{TM} peut être traité de manière différentes : soit il est connu, soit il est laissé comme paramètre libre et on le détermine en même temps que les paramètres cosmologiques. Même si dans la plupart des travaux la valeur de Ω_m reste à peu près la même, le paramètre σ_8 semble être corrélé à la normalisation.

Dans la suite je présenterai les résultats des contraintes sur les paramètres cosmologiques ainsi que sur les paramètres d'échelle, qui sont laissés libres, à partir d'un analyse statistique. Je montrerai notamment qu'en combinant les données de plusieurs sondes cosmologiques, il est possible de lever les dégénérescences entre certains paramètres, comme celle observée avec les amas entre Ω_m et σ_8 .

3.3.4 Effet de la dispersion de la relation $T - M$

Dans tout ce qui a été présenté jusqu'à présent, j'ai supposé que la relation température-masse de tous les amas était bien définie.

Comme le montre la figure (3.10), il existe une dispersion autour de la loi d'échelle qui peut sur/sous-estimer l'estimation de la population des amas. Il convient de bien établir l'effet de cette dispersion pour le prendre en compte dans la suite.

Pour cela, on reprend l'équation (3.5) que l'on peut réécrire :

$$N(> T) = \int_0^{+\infty} \theta(m - M) n(m) dm \quad (3.8)$$

où $\theta(x)$ est la fonction de Heaviside qui vaudra alors 1 lorsque $m > M$ et M est la masse déduite de la relation d'échelle $T - M$. Cependant, en considérant de la dispersion, la coupure induite par la fonction de Heaviside ne doit pas être aussi

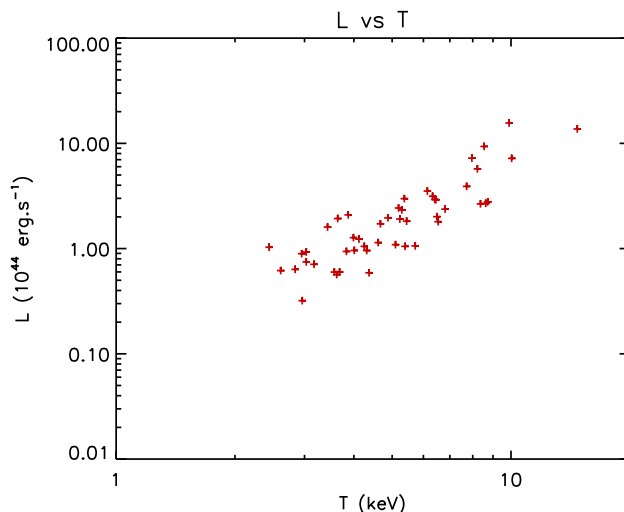


FIGURE 3.10 – Luminosité X dans la bande d'énergie $[0.5 - 2]$ keV en fonction de la température pour l'échantillon local du $400\text{deg}^2[144]$ ($h=0.7$).

brutale. On prendra donc soin de remplacer cette fonction par une fonction d'erreur. Ainsi la distribution des amas s'écrira :

$$N(> T) = \int_0^{+\infty} \text{erf} \left(-\frac{(\ln m - \ln M)^2}{2\sigma^2} \right) n(m) dm \quad (3.9)$$

Notons qu'on aura pris soin de passer l'intégrale en logarithme pour éviter les termes négatifs qui peuvent apparaître dans le calcul. On montre alors que cette fonction de température peut être écrite comme $N(> T) = vN(> \tilde{T})$ où v dépendra de T , $\tilde{T}$ et σ .

On en déduit que l'effet de la dispersion peut être contrôlé dans l'analyse statistique et dans l'estimation des paramètres cosmologiques puisque pondérée par un changement dans le A_{TM} . Cette dispersion sera donc prise en compte dans la définition du A_{TM} dans la suite de cet exposé.

3.3.5 Fonction de température à partir des observations

Pour pouvoir placer des contraintes sur les paramètres cosmologiques, la méthode usuelle est de comparer un modèle aux observations en utilisant des processus statistiques qui nous donnerons la valeur de ces paramètres dans un certain intervalle de confiance. On a donc besoin d'une fonction de température observationnelle directement déduite des mesures de température.

L'estimation de cette distribution observationnelle (voir par exemple Blanchard et al.2000[10]) nécessite trois éléments : le flux X (qui est obtenue à partir de la luminosité X), le redshift de l'objet et son redshift maximum de détection.

On considère que le nombre d'amas dans l'intervalle de luminosité $[L; L + \Delta L]$ est la réalisation d'un processus de Poisson stochastique dont la valeur moyenne est $\Phi(L)V(L)\Delta L$ où $V(L)$ est le volume de détection d'un objet de luminosité L et $\Phi(L)$

est la fonction de luminosité. Le volume de détection peut s'exprimer de la manière suivante :

$$V(L) = \int_0^{+\infty} A(L, z) dV(z) \quad (3.10)$$

Le terme $A(L, z)$ est la couverture sur le ciel en fonction de la luminosité L seuil et de la profondeur z du champ. Il s'agit ni plus ni moins de la fonction de sélection de l'échantillon utilisé. Dans le cas d'une fonction de sélection simple, c'est-à-dire qui possède un seul seuil en luminosité, l'équation (3.10) devient juste le produit entre la couverture angulaire pour ce seuil et le volume comobile par unité de redshift et d'angle solide. Ce cas est en général applicable pour un échantillon local.

Comme je l'ai montré dans le paragraphe 2.6.2, les échantillons profonds ont une fonction de sélection qui peut s'avérer assez complexe. Le calcul du volume de détection se fait en pratique par :

$$V(L) = \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz A(L, z) \frac{dV^2}{d\Omega dz} \quad (3.11)$$

où $\frac{dV^2}{d\Omega dz}$ est l'élément comobile de volume par unité de degrés carrés sur le ciel. Pour construire un échantillon profond d'amas, il est nécessaire de le borner en redshift. Ces bornes sont alors prises en compte dans le calcul du volume de détection de l'équation (3.11) en limitant l'intégrale sur les redshifts entre z_{min} et z_{max} . L'estimateur non biaisée de l'intégrale de $\Phi(L)\Delta L$ et $N/V(L)$ s'écrira :

$$\Phi(> L) \equiv \sum_{L_i > L} \frac{1}{V(L_i)} \quad (3.12)$$

Ainsi, estimer la fonction de température revient à définir un volume de détection pour une température T par : $V(k_B T) = \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz A(k_B T, z) \frac{dV^2}{d\Omega dz}$. On obtiendra la fonction de température en utilisant l'estimateur non biaisé suivant :

$$N(> T) \equiv \sum_{T_i > T} \frac{1}{V(T_i)} \quad (3.13)$$

L'estimation de la fonction de température nécessite de connaître la fonction de sélection en température ce qui n'est pas le cas en pratique, seule la fonction de sélection en luminosité est déterminable. Toutefois, les écarts entre $V(L)$ et $V(k_B T)$ étant relativement faibles, il est possible d'utiliser $V(L)$ pour le calcul de $N(> k_B T)$. Dans le paragraphe suivant je discute plus en détails de l'estimation de $N(> T)$.

Pour la détermination des volumes de détection, il est nécessaire de connaître le redshift maximum de détection, redshift au delà duquel l'amas n'est plus visible. Un code de reconstruction de spectre développé par Raymond & Smith[110] est utilisé pour calculer la luminosité de l'amas dans la bande d'énergie considérée. Grâce à la fonction de sélection, il suffit de déterminer à quel redshift l'amas disparaît, c'est-à-dire à quel redshift son flux est plus faible que le flux seuil de la fonction de sélection. La luminosité sera alors convertie par la formule suivante :

$$f_X = \frac{L_X}{4\pi d_L(z)^2} \quad (3.14)$$

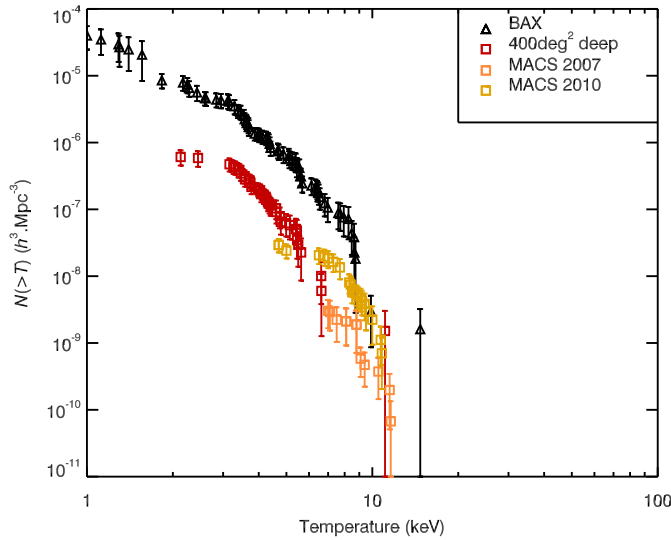


FIGURE 3.11 – *Fonctions de température issues des observations des amas X. Ces amas proviennent des survey 400deg² [144] et MACS[31][34] ainsi que de la base de données BAX.*

avec L_X la luminosité dans la bande d'énergie considérée et $d_L(z)$ la distance luminosité pour un modèle plat. Ainsi, pour une fonction de sélection complexe on obtiendra autant de redshift maximum de détection qu'il y aura de flux seuils. Le volume de détection à un flux seuil s'obtiendra en multipliant la couverture angulaire par l'élément de volume comobile :

$$\frac{dV(\Omega_m, z)}{d\Omega} = \left(\frac{c}{H_0}\right)^3 \frac{1}{3} \left(\int_0^z [\Omega_m(1+x)^3 + 1 - \Omega_m]^{-1/2} dx\right)^3 \quad (3.15)$$

avec $H_0 = 100h \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

3.3.6 Effets de sélection

Le calcul de la fonction de température nécessite une fonction de sélection en température. En pratique il est beaucoup plus simple de déterminer une fonction de sélection en luminosité plutôt qu'en température. Il est donc nécessaire d'exprimer le $N(> T)$ à partir de cette fonction de sélection en luminosité.

Pour des échantillons à grand redshift, le cut en redshift appliqué entraîne un cut en luminosité. Ainsi en dessous d'une certaine luminosité, le volume de détection se retrouve nul. Une partie des amas à un z donné sera alors manquante et on aura une perte d'information entraînant alors une sous-estimation de la distribution. Cet effet se manifeste principalement aux faibles températures par l'apparition d'un affaissement (c'est-à-dire proche de la luminosité seuil) lors de la détermination de la fonction de température. Ainsi, en utilisant ces distributions dans la détermination des paramètres cosmologiques, le modèle chercherait à passer par tous les points, ce qui pourrait biaiser le résultat final.

Dans le cas de notre échantillon local flux-limité, le volume de détection d'un amas n'est pas nul quelle que soit la luminosité. Les effets de sélection sont donc absents. La figure (3.11) montre les distributions en température obtenues à partir des données des amas X des échantillons locaux (triangles noirs) et profonds (carrés de couleurs). Les barres d'erreurs sont déduites à partir la variance de l'estimateur par :

$$\sigma^2(> T) \equiv \sum_{T_i > T} \frac{1}{V^2(T_i)} \quad (3.16)$$

Comme notre estimation de la fonction de température est non biaisée et qu'elle repose sur le fait que le volume de détection d'un amas n'est pas nul, il faut donc corriger ces effets de sélection en corrigeant notamment les volumes de détection. Pour les échantillons les plus profonds, l'espace des redshifts étant restreint, on va donc prendre en compte les amas qui n'auraient pas été sélectionnés à travers l'algorithme de sélection. On écrira alors :

$$\int_{L_{seuil}}^{+\infty} n(T, L) dT dL = N(> T) \int_{L_{seuil}}^{+\infty} p(L, T) dL \quad (3.17)$$

où $p(L, T)$ représente la probabilité qu'un amas de température T ait une luminosité L . Ainsi, la distribution des amas en température s'écrira comme l'estimateur suivant :

$$N(> k_B T) \equiv \frac{\int_0^{+\infty} n(T, L) dL}{\int_{L_{seuil}}^{+\infty} n(T, L) dL} \sum_i \frac{1}{V_{max,i}} = w(T, L_{seuil}) \sum_i \frac{1}{V_{max,i}} \quad (3.18)$$

où $n(T, L)$ est la distribution des amas ayant une température T et une luminosité L . Le facteur $w(T, L)$ est alors un facteur de pondération permettant la correction en volume. L'avantage de cette relation c'est qu'elle reste valable quel que soit le seuil en luminosité que l'on choisira.

Pour les échantillons à grand redshift, la luminosité est aussi à corriger des effets d'évolution. En supposant que l'on puisse écrire :

$$L - T|_z = e(z)L - T|_{z=0} \quad (3.19)$$

avec par exemple : $L - T|_{z=0} = AT^\alpha$, on aura alors :

$$L - T|_z = e(z)AT^\alpha \quad (3.20)$$

En injectant cette relation dans l'équation (3.17), on peut en extraire une forme analytique pour le facteur de pondération par :

$$w(T, L_{seuil}) \simeq \frac{\int_0^{+\infty} n(T, L) dL}{\int_{L_{seuil}/e(z)}^{+\infty} n(T, L) dL} \quad (3.21)$$

En pratique, la détermination du facteur $w(T, L_{seuil})$ se fait soit de manière analytique soit en utilisant l'échantillon local. Dans le premiers cas on peut considérer que la distribution des points autour de la loi $L - T$ est log-normale. Le coefficient s'écrira alors :

$$w(T, L_{seuil}) = \left[\int_{L_{seuil}}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\ln l - \ln L(T))^2}{2\sigma^2}\right) \right]^{-1} d \ln L \quad (3.22)$$

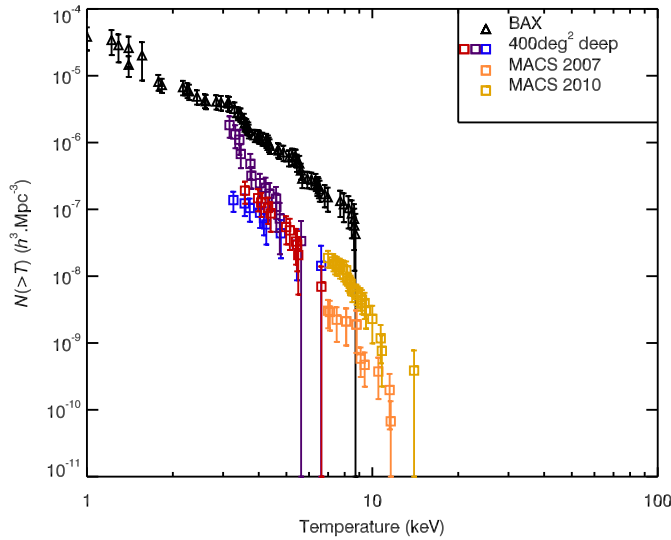


FIGURE 3.12 – Fonctions de température corrigées des effets de sélection issues des observations des amas X. Ces amas proviennent des survey 400deg² et MACS ainsi que de la base de données BAX.

Echantillon	z	α	A	Dispersion	e	β
Local ^a	0.0 – 0.10	2.219 ± 0.118	$0.0336^{+0.0063}_{-0.0053}$	0.53	–	–
Local ^b	0.0 – 0.10	2.163 ± 0.115	$0.0676^{+0.0123}_{-0.0104}$	0.52	–	–
400 deg ² C1 ^a	0.35 – 0.45	(2.219)	$0.0876^{+0.0159}_{-0.0135}$	0.53	2.61	3.37
400 deg ² C2 ^a	0.45 – 0.55	(2.219)	$0.0625^{+0.0048}_{-0.0045}$	0.26	1.86	1.84
400 deg ² C3 ^a	0.55 – 0.88	(2.219)	$0.0857^{+0.0160}_{-0.0135}$	0.34	2.29	2.46
MACS 2010 ^b	0.30 – 0.45	(2.163)	$0.150^{+0.0140}_{-0.0128}$	0.52	2.21	3.15
MACS 2007 ^b	0.50 – 0.70	(2.163)	$0.138^{+0.0178}_{-0.0157}$	0.40	2.05	1.85

TABLE 3.4 – Résumé des valeurs des paramètres de la relation $L-T$ déduits des différents échantillons. L'exposant ^a signifie que la bande d'énergie considérée est la bande [0.5-2] keV. L'exposant ^b est pour la bande [0.1-2.4] keV.

où $L(T)$ est donnée par la relation d'échelle $L-T$.

Dans le deuxième cas, on prend en compte le fait que la pente de la relation $L-T$ ne change pas avec le redshift ce qui permet de supposer que la pente entre la luminosité et la température, dans tous les échantillons étudiés, reste la même (voir équation (3.20)).

La luminosité seuil d'un échantillon profond sera prise comme étant la luminosité la plus faible de l'échantillon. En corrigeant des facteurs d'évolution on déduit la valeur de cette luminosité L_0 à $z = 0$ c'est-à-dire localement. En considérant que l'échantillon local est complet, on effectue un cut en luminosité, correspondant à L_0 . En réeffectuant le calcul de la distribution en température pour l'échantillon local coupé, on obtient une nouvelle distribution légèrement différente.

En faisant le rapport de l'échantillon local complet sur le coupé, on obtient alors

le coefficient $w(T, L_{seuil})$ qui rend compte de l'incomplétude pour une température T et à une luminosité seuil L_{seuil} .

Le fit analytique étant plus satisfaisant, il sera adopté dans tout le reste de cette étude. La figure (3.12) donne les fonctions de température corrigées du facteur $w(T, L_{seuil})$ analytique. Les valeurs pour les différents coefficients de la relation $L-T$ sont données dans le tableau (3.4). On note cette fois-ci que l'affaissement disparaît totalement ce qui permettra une meilleure utilisation pour l'étude statistique. Notons aussi que l'échantillon 400deg^2 a été divisé en trois sous-échantillons C1, C2 et C3, ce qui permet de mieux sonder la gamme de redshift couverte. Ainsi les sous-échantillons auront respectivement un redshift moyen de $z_{moy,C1} = 0.4$, $z_{moy,C2} = 0.5$ et $z_{moy,C3} = 0.7$.

Afin de maîtriser complètement toutes les systématiques, un cut en température a été effectué afin d'enlever les amas pour lesquels la correction de volume est beaucoup trop importante. Ainsi ne seront utilisés que les amas dont la température est $T_1 \geq 3$ keV pour le sous-échantillon C1 et $T_{M10} \geq 7$ keV pour l'échantillon MACS de 2010.

3.4 Etude de l'échantillon local

L'étude des propriétés internes des amas nécessite la construction d'un échantillon flux limité, échantillon qui sera facile à modéliser pour mon analyse statistique. La constitution de cet échantillon vue au paragraphe 2.6.1 me permettra non seulement de contraindre la physique interne des amas mais aussi de tester leur comportement et évolution grâce à des échantillons plus profonds en redshift.

L'utilisation de différentes techniques faisant appel à la vraisemblance permet, comme vu au paragraphe 3.1.3, d'exprimer la vraisemblance non pas en fonction des paramètres cosmologiques, mais en fonction des données observationnelles. En combinant ainsi les données du CMB, celles des supernovae de type Ia, le spectre de puissance des galaxies rouges et notre propre fonction de température, on peut alors contraindre les paramètres cosmologiques et dans un même temps les paramètres des lois d'échelle.

Les paramètres qui caractérisent la physique des amas ne sont donc pas considérés comme connus et seront alors laissés libres dans l'étude statistique.

3.4.1 Contraintes sur les amas seuls

Dans un premier temps, j'ai tenté d'extraire des contraintes à partir des données des amas seuls. En combinant alors la loi d'échelle $T-M$ ainsi que la fonction de masse, cela a permis de poser des contraintes sur la normalisation en température A_{TM} mais aussi sur Ω_m et σ_8 . Je me suis placé ici dans un modèle CDM où l'indice du spectre de puissance de la matière est prise comme $n = 1$. Le paramètre Γ est alors calculé à partir de l'équation (1.53). Enfin la constante de Hubble est fixée à $h = 0.7$. Dans un même temps j'ai testé les fonctions de masse SMT et Tinker afin de voir si un changement significatif s'opérerait entre ces deux distributions.

Les figures (3.13) montrent les contours pour trois différentes analyses. Les deux figures du haut ont été tracées pour A_{TM} fixé et Ω_m et σ_8 libres, celles du milieu pour Ω_m fixé et celles du bas pour σ_8 fixé.

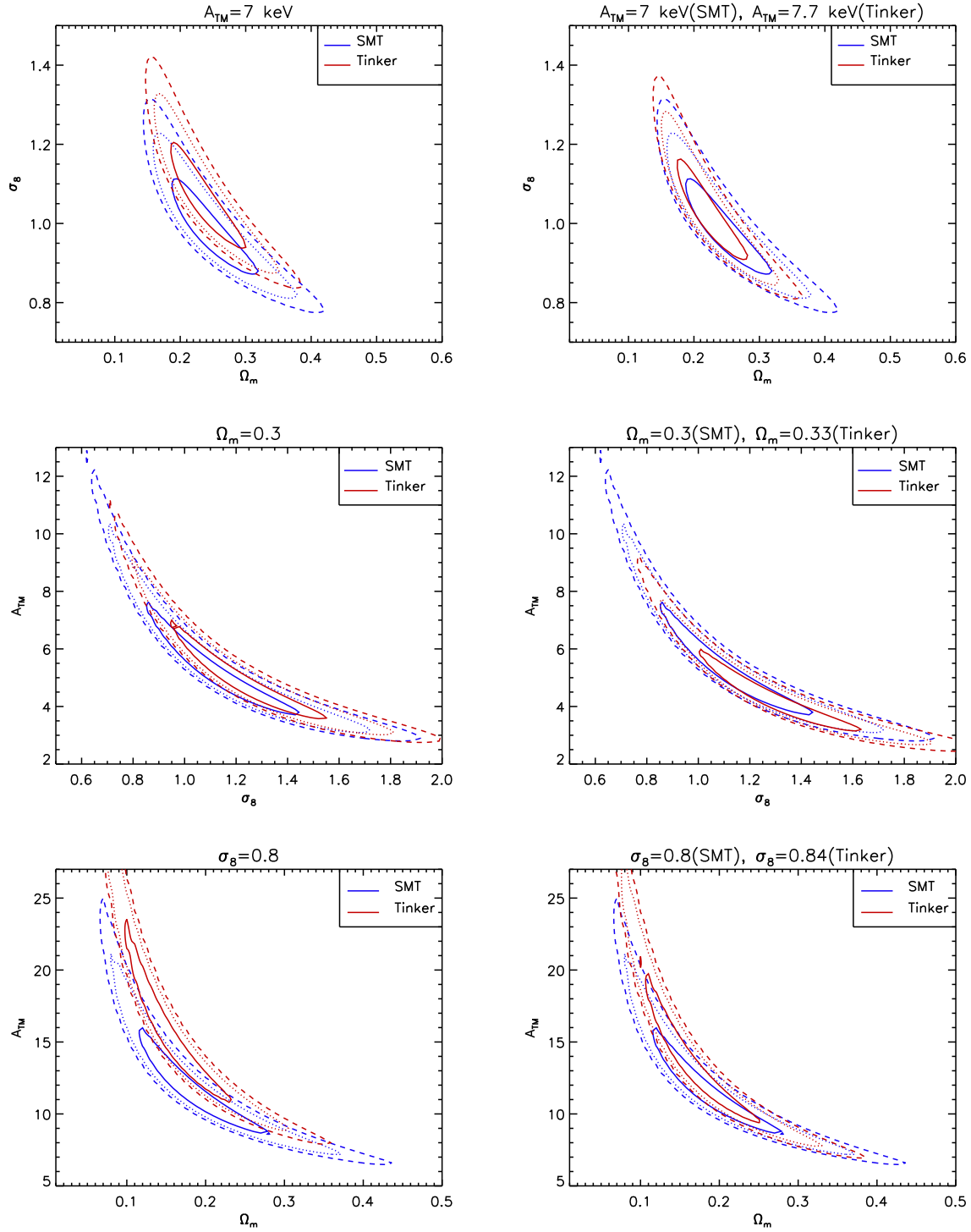


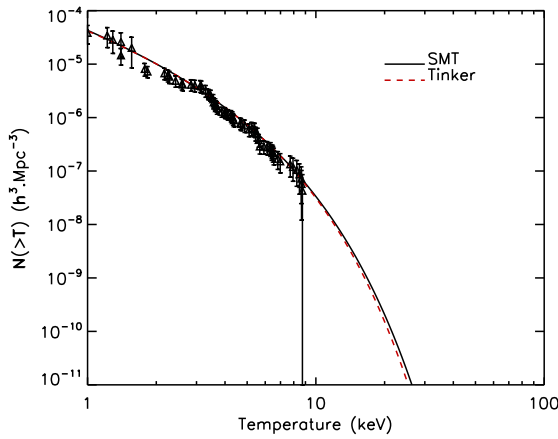
FIGURE 3.13 – Contours 2D obtenus par les amas seuls. Les traits pleins, pointillés et tirets représentent respectivement les contours à 68%, 95% et 99% d'intervalle de confiance. Le modèle utilisé est un modèle CDM. Sur toutes les figures, le paramètre h est fixé à $h = 0.7$.

Ces tracés montrent dans un premier temps une forte dégénérescence entre Ω_m et σ_8 par exemple mais aussi entre A_{TM} et Ω_m et A_{TM} et σ_8 . On remarque alors qu'un changement de l'ordre de 5% en plus dans la valeur de σ_8 par exemple entrainerait une diminution de la valeur de A_{TM} de l'ordre de 10%.

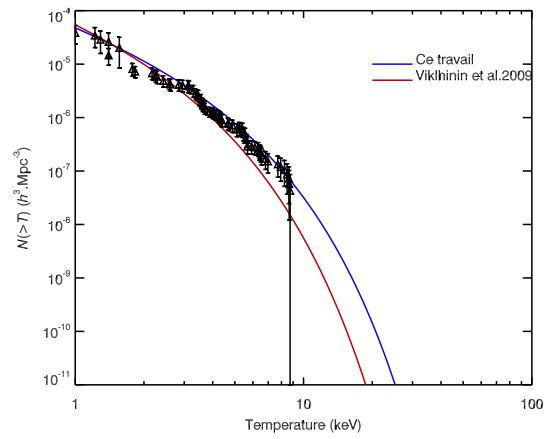
Afin de ne pas sous/sur-estimer la population des amas, il convient alors de casser les dégénérescences entre les paramètres notamment grâce la combinaison des données cosmologiques.

Un autre résultat vient confirmer ce qui a été annoncé dans le paragraphe 3.2.2. Sur la partie gauche des figures (3.13), sont superposés les tracés pour la fonction de masse SMT (en bleu) et celle de Tinker (en rouge). On remarque que l'écart entre les contours est plutôt faible et qu'à 1σ d'intervalle de confiance on peut dire que la valeur des paramètres est la même.

J'ai alors tracé sur la figure de droite les mêmes contours, mais en changeant de 5% la valeur du paramètre fixé dans le cas d'une utilisation de la fonction de masse de Tinker. On retrouve alors le résultat du paragraphe 3.2.2, c'est-à-dire que l'utilisation de l'une ou l'autre des fonctions de masse n'influence pas la détermination des propriétés interne des amas.



(3.14.1)



(3.14.2)

FIGURE 3.14 – (1) *Fonctions de températures tracées à $z = 0.05$ à partir des résultats de ce travail en utilisant les fonctions de masse de SMT (noir) et de Tinker (rouge). Les modèles sont respectivement $\Omega_m = 0.245$, $\sigma_8 = 0.98$ et $\Omega_m = 0.235$, $\sigma_8 = 1.06$. Les autres paramètres sont identiques dans les deux cas $h = 0.7$ et $A_{TM} = 7$ keV.* (2) *Fonctions de températures tracées à $z = 0.05$ à partir des résultats de ce travail et des résultats de Vikhlinin et al. 2009 où $\Omega_m = 0.26$, $\sigma_8 = 0.786$ et $A_{TM} = 9.21$ keV. La fonction de masse utilisée est celle Tinker.*

La figure (3.14.1) donne les fonctions de températures déduites des résultats de ce travail. Les fonctions de masse de SMT et Tinker sont utilisées et les modèles utilisés sont respectivement $\Omega_m = 0.245$, $\sigma_8 = 0.98$ et $\Omega_m = 0.235$, $\sigma_8 = 1.06$; les autres paramètres cosmologiques étant identiques dans les deux cas $h = 0.7$ et $A_{TM} = 7$ keV. Cette figure montre un très bon accord entre les $N(> T)$ surtout entre

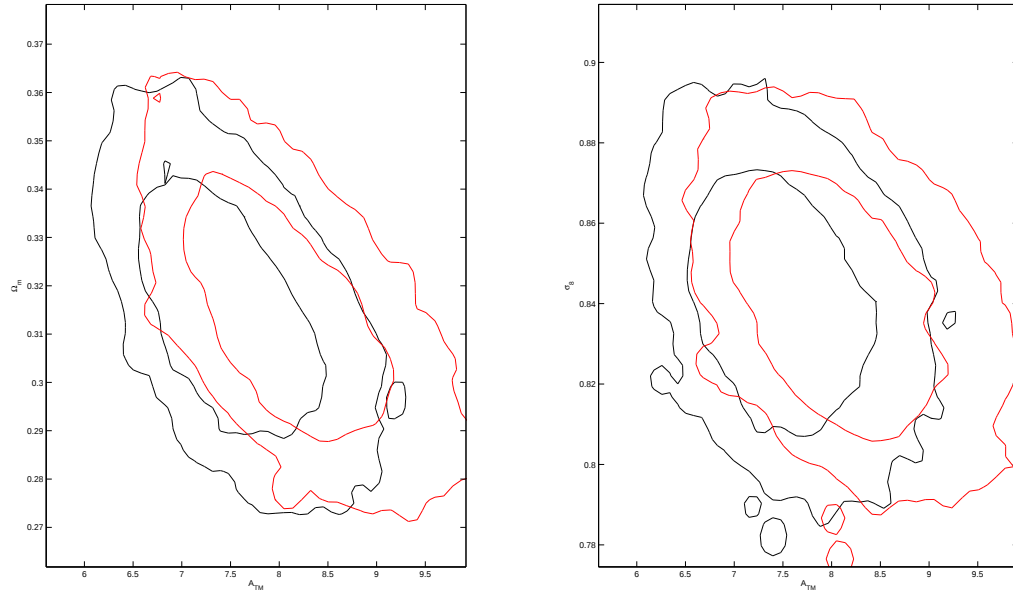


FIGURE 3.15 – *Contours 2D obtenus par processus MCMC sur les amas locaux. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance. La fonction de masse SMT est donnée en noire et celle de Tinker en rouge.*

1 et 10 keV. La figure (3.14.2) donne les fonctions de températures tracées à partir des résultats de cette étude et à partir des résultats de Vikhlinin et al.2009[145]. Les modèles sont respectivement : $\Omega_m = 0.24$, $\sigma_8 = 1$, $h = 0.7$ et $\Omega_m = 0.26$, $\sigma_8 = 0.786$ et $h = 0.715$. Les modèles reproduisent correctement les données jusqu'à $T = 5$ keV ce qui n'est plus le cas pour le modèle de Vikhlinin et al.2009 au delà. La différence s'explique principalement par l'écart entre les valeurs de σ_8 . Une augmentation de 10% du σ_8 de Vikhlinin et al. permettrait d'améliorer l'accord entre leur modèle et les données jusqu'à $T = 10$ keV.

3.4.2 Modèle standard et amas X

Comme montré dans le paragraphe précédent, les amas permettent de poser des contraintes sur les paramètres cosmologiques et semblent être en accord avec un modèle Λ CDM. Cependant ils ne permettent pas de contraindre avec une haute précision la valeur de Ω_m ou σ_8 . Cela vient en partie du fait que la valeur de A_{TM} n'est pas connue. En combinant les données de plusieurs sondes cosmologiques, A_{TM} a pu être contraint pour la première fois à partir des paramètres cosmologiques. Cette contrainte a été déterminée grâce au logiciel COSMOMC où j'ai dans premier temps utilisé l'échantillon local.

Les figures (3.16) et (3.17) donnent les contours 2D et les likelihood 1D de certains paramètres cosmologiques ainsi que de A_{TM} . Ces résultats ont été obtenus en utilisant respectivement les fonctions de masse de SMT et Tinker. On remarque

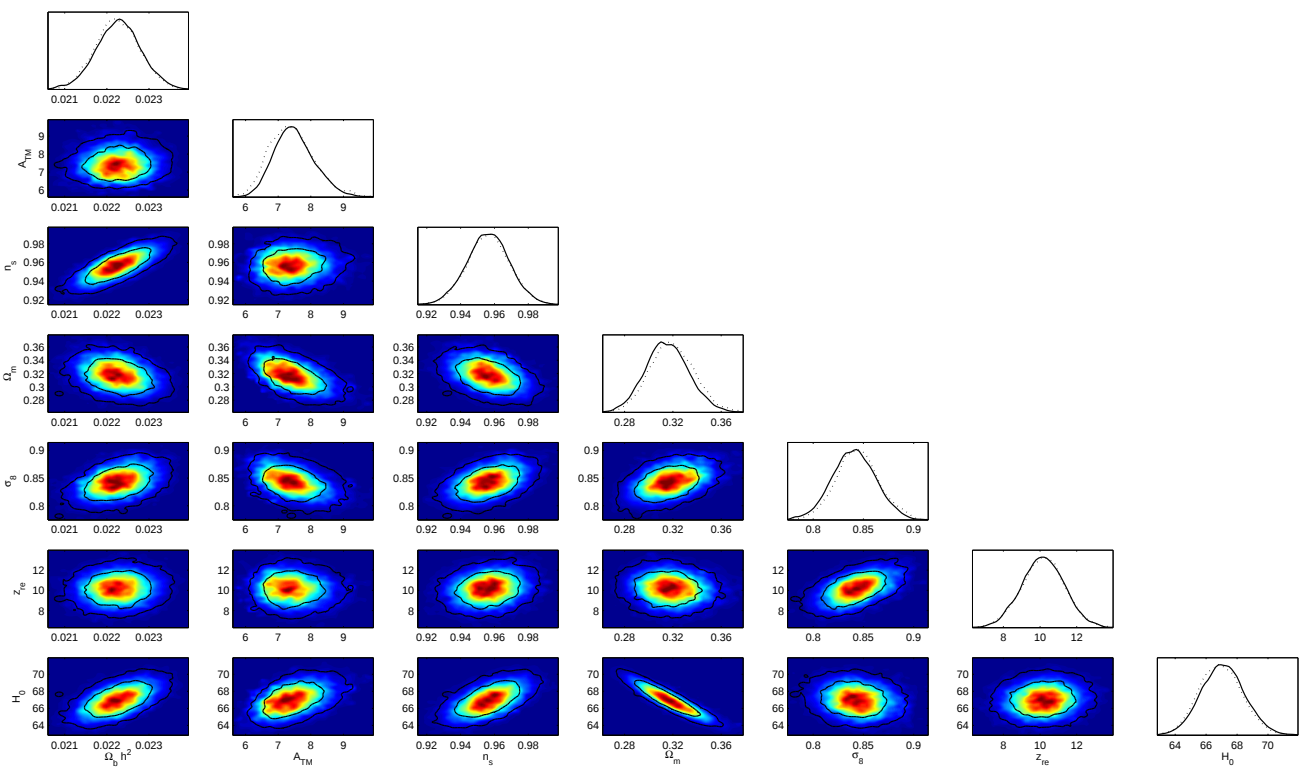


FIGURE 3.16 – *Contours 2D et likelihood 1D obtenus par processus MCMC. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance. La fonction de masse utilisée est celle de Sheth, Mo & Tormen.*

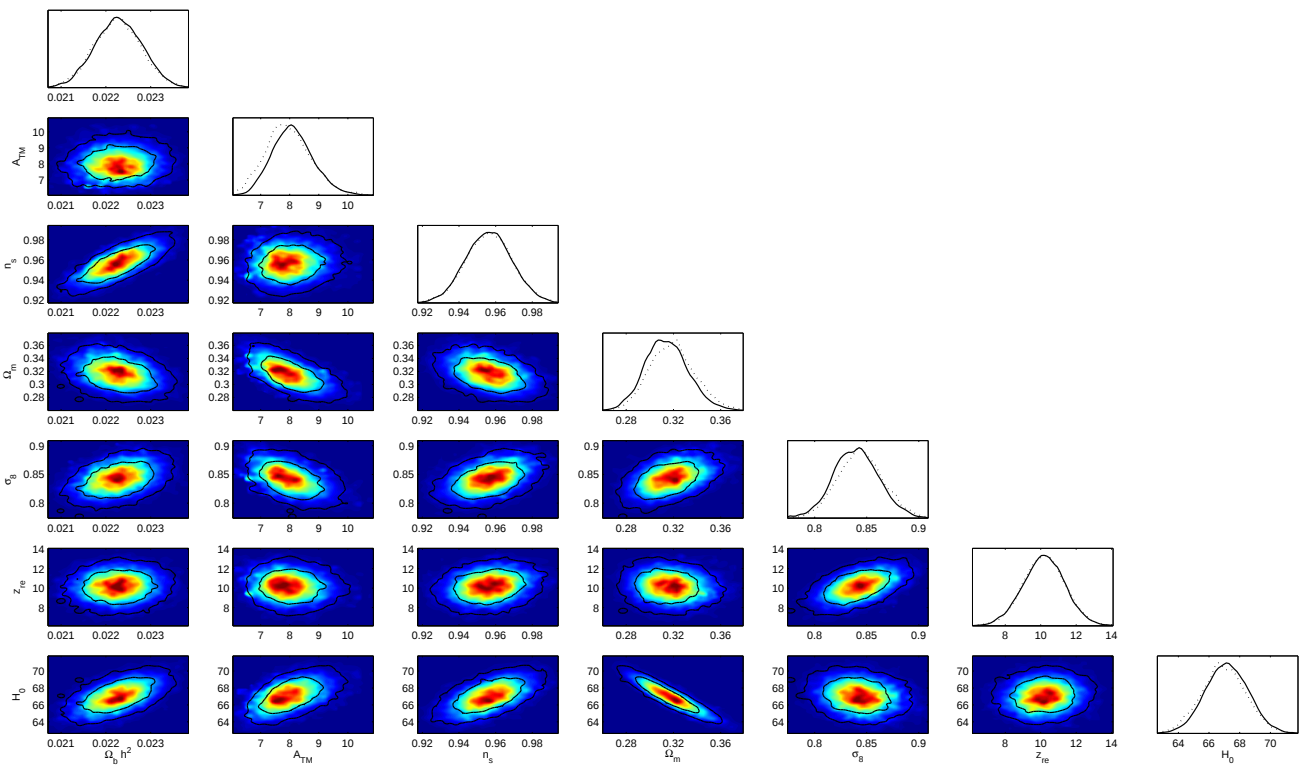


FIGURE 3.17 – *Contours 2D et likelihood 1D obtenus par processus MCMC. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et al.*

Paramètre	Valeur (SMT)	Valeur (Tinker)	Définition du paramètre
$\Omega_b h^2$	0.02228 ± 0.00053	0.02228 ± 0.00052	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
$\Omega_c h^2$	0.1194 ± 0.0033	0.1192 ± 0.0033	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0382 ± 0.0026	1.0382 ± 0.025	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.081 ± 0.013	0.081 ± 0.013	Profondeur optique de la réionisation
n_s	0.956 ± 0.012	0.956 ± 0.012	Indice spectrale primordial à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
$\log(10^{10} A_s)$	3.091 ± 0.032	3.091 ± 0.032	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
A_{TM}	7.503 ± 0.628	8.111 ± 0.708	Température de normalisation de la loi d'échelle $T - M$
Ω_Λ	0.684 ± 0.018	0.685 ± 0.018	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2 \rho_\Lambda$)
Age	13.85 ± 0.12	13.85 ± 0.11	Âge de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.315 ± 0.018	0.314 ± 0.018	Densité de matière normalisée
σ_8	0.840 ± 0.022	0.839 ± 0.022	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.16 ± 1.16	10.17 ± 1.19	Redshift de la réionisation
h	0.671 ± 0.014	0.671 ± 0.014	Constante de Hubble

TABLE 3.5 – *Résultats des chaînes MCMC pour les deux fonctions de masses en utilisant les données des amas locaux. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%*

que les valeurs des paramètres cosmologiques restent insensibles au choix de la fonction de masse. Ainsi, comme montré au paragraphe 3.2.2, pour un même modèle la fonction de Tinker prédira moins d'objets que celle de SMT. La valeur de A_{TM} se retrouvera augmentée afin d'ajuster parfaitement les données. Toutefois l'écart sur la valeur de A_{TM} reste relativement faible à 1σ ce qui permet de dire que la fonction de masse n'a aucune incidence sur la contrainte de la physique des amas. La figure (3.15) est une superposition des résultats obtenus pour les deux fonctions de masse. On remarque que la corrélation entre A_{TM} et Ω_m reste assez importante.

Ces résultats montrent bien que les sondes cosmologiques privilégient un Ω_m plus élevé et un σ_8 plus faible que dans le cas des amas seuls, on obtient alors une valeur de A_{TM} peu élevée. Le tableau (3.5) résume les valeurs de l'ensemble des paramètres cosmologiques obtenus à l'issue de l'analyse statistique.

Cependant on s'attendrait à ce que les amas renforcent les contraintes sur les paramètres cosmologiques et notamment sur Ω_m et σ_8 . Or je me suis placé dans le cas où A_{TM} est libre et est déterminée par la combinaison des différentes sondes cosmologiques y compris les amas. Ainsi les paramètres cosmologiques ne sont contraints que par le CMB, le supernovae de type Ia et le spectre de puissance des galaxies rouges. La comparaison entre les figures (3.16) ou (3.17) et (3.2) illustrent bien le fait que les données des amas n'ajoutent aucune contraintes supplémentaires sur les

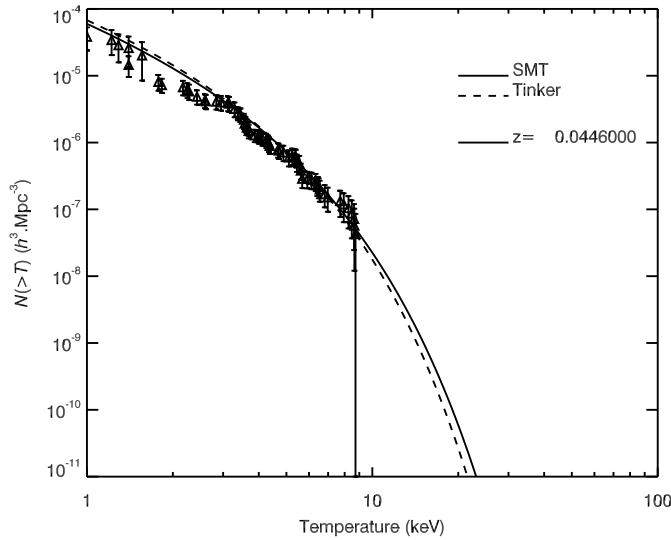


FIGURE 3.18 – *Fonction de température locale. Les paramètres utilisés sont les paramètres du tableau (3.5).*

valeurs des paramètres cosmologiques. Les valeurs des tableaux (3.2) et (3.5) sont identiques ainsi que les barres d'erreurs sur les paramètres.

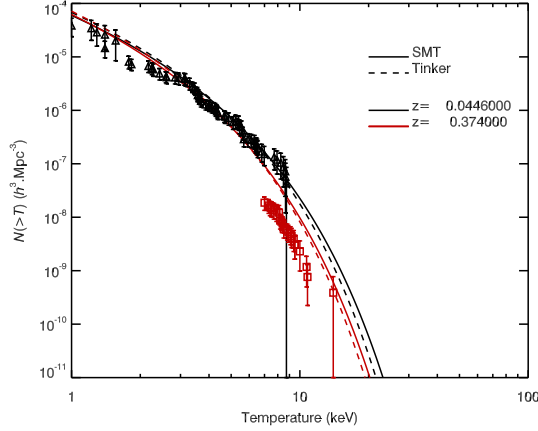
La figure (3.18) montre la fonction de température théorique tracée en utilisant les résultats de l'étude statistique. Elle montre un très bon accord entre les données et le modèle obtenu et ce jusqu'à un intervalle de températures assez important. La comparaison des fonctions de masse a montré que seul A_{TM} se retrouvait légèrement modifié. On s'attend donc à ce que les distributions théoriques en température à partir de ces deux fonctions de masse soient identiques, comme le montre la figure (3.18)

Les figures (3.19.1) et (3.19.2) montrent les fonctions de températures théoriques tracées pour deux valeurs de redshifts différents. En effet, les contraintes étant posées sur la valeur de A_{TM} , il ne reste plus qu'à tester si l'accord entre les observations et le modèle est toujours observé à grand redshift.

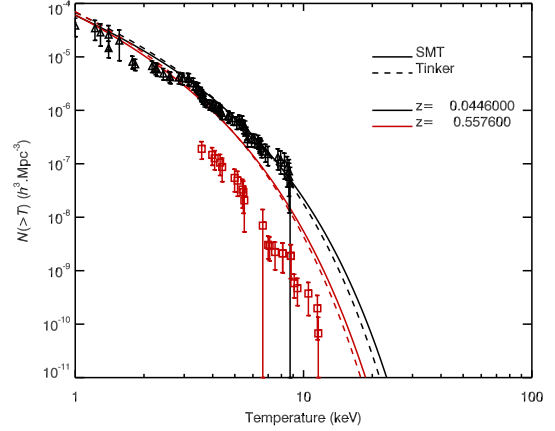
On remarque alors qu'un déficit semble apparaître et est d'autant plus grand que l'on augmente en z . Il semblerait que la population des amas X à $z \geq 0.3$ soit 10 fois moins importante qu'attendu, démontrant qu'un phénomène interne, non gravitationnel vient perturber cette distribution. Dans la suite, j'expliquerai comment j'ai pu remédier à ce problème et ses conséquences sur les amas.

3.4.3 Autres relations d'échelles, autres masses

L'utilisation de la masse viriel avec les amas n'est pas un standard. On retrouve dans la littérature bon nombre d'autres masses, notamment la masse M_{500c} étant définie par la masse d'une sphère de rayon contenant 500 fois la densité critique ρ_c



(3.19.1)



(3.19.2)

FIGURE 3.19 – *Fonctions de température locales et profondes tracées à partir des résultats du tableau 3.5. Les points sont issus des échantillons de MACS 2010 (gauche), C3 et MACS 2007 (droite).*

de l'Univers. La masse d'un amas se définit d'une manière beaucoup plus générale :

$$M_{\Delta} = \frac{4}{3}\pi R_{\Delta}^3 \Delta \bar{\rho} \quad \text{ou} \quad M_{\Delta_c} = \frac{4}{3}\pi R_{\Delta_c}^3 \Delta_c \rho_c \quad (3.23)$$

Le passage d'une définition à l'autre peut se faire par la relation $\Delta = \frac{\Delta_c}{\Omega_m(z)}$.

Cependant, il est possible d'exprimer une masse définie pour une valeur de Δ_{c1} par exemple en fonction d'une définie à un autre Δ_{c2} . On utilise pour cela un profil NFW, ce qui permet d'écrire :

$$M_{\Delta_{c1}} = \epsilon \left(\frac{\Delta_{c1}}{\Delta_{c2}} \right) \times M_{\Delta_{c2}} \quad (3.24)$$

Afin de vérifier si un changement dans la définition de la masse peut avoir une quelconque influence sur la détermination des propriétés internes des amas, j'ai effectué de nouveaux tests en utilisant différentes définitions de la masse M_{500} , M_{1000} et M_{500c} pour respectivement $\Delta = 500$, $\Delta = 1000$ et $\Delta_c = 500$. J'ai alors défini de nouvelles lois d'échelle entre ces masses et la température. Il est important de noter que ces nouvelles lois d'échelle sont juste un changement dans la définition de la température.

$$T = A_{TM_{500}} (h M_{500})^{2/3} \left(\Omega_m \frac{500}{178} \right)^{1/3} (1+z) \quad (3.25a)$$

$$T = A_{TM_{1000}} (h M_{500})^{2/3} \left(\Omega_m \frac{1000}{178} \right)^{1/3} (1+z) \quad (3.25b)$$

$$T = A_{TM_{500c}} (h M_{500})^{2/3} \left(\Omega_m \frac{500}{\Omega_m(z)} \right)^{1/3} (1+z) \quad (3.25c)$$

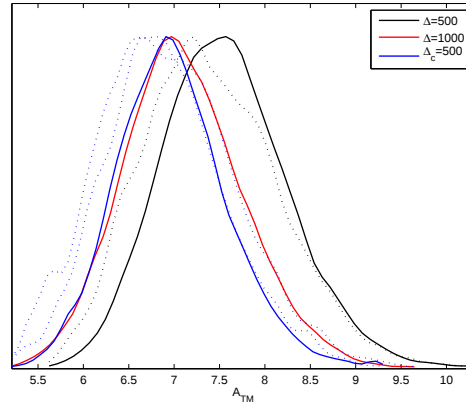


FIGURE 3.20 – *Likelihood 1D* sur le paramètres A_{TM} . Les courbes sont tracées pour trois valeurs du rapport de surdensité, $\Delta = 500$ (noir), $\Delta = 1000$ (rouge) et $\Delta_c = 500$ (bleu).

avec A_{TM500} , A_{TM1000} et A_{TM500c} de nouvelles normalisations en température. En comparant les relations d'échelle température-masse viriel entre elles, on peut alors exprimer les constantes de normalisation en fonction du profil NFW. On peut en déduire alors :

$$A_{TM\Delta_1} = A_{TM\Delta_2} \left(\frac{\Delta_2}{\Delta_1} \right)^{2/3} \left(\frac{\Delta_2}{\Delta_1} \right)^{1/3} \quad (3.26)$$

Ce résultat est tout à fait en accord avec les observations de la distribution en température. En effet, les masses définies à des rayons plus petits que le rayon viriel seront donc plus faibles. La conséquence est qu'il faut alors une normalisation plus élevée en température afin de pouvoir reproduire les observations. Cependant, il est important de prendre en compte le terme $a_\Delta = \left(\Omega_m \frac{\Delta}{178} \right)^{1/3}$. Comme le montre la figure (3.20), les valeurs des normalisations A_{TM} semblent diminuer dès lors que Δ augmente. Seulement, en considérant le produit $A_{TM} \times a_\Delta$, la normalisation devient alors plus grande que dans le cas du Δ viriel. La figure (3.21) montrent la distribution en températures pour des modèles calculés aux masses M_{500} , M_{1000} et M_{500c} au redshift moyen de l'échantillon local. On remarque qu'il y a une parfaite correspondance entre les données et les observations locales. Le tableau (3.6) résume les valeurs des normalisations en fonction de la valeur de Δ utilisée.

Δ	A_{TM} (keV)	Ω_m	σ_8
500	7.568 ± 0.704	0.315 ± 0.018	0.841 ± 0.022
1000	7.104 ± 0.672	0.315 ± 0.018	0.841 ± 0.022
$500/\Omega_m$	6.985 ± 0.622	0.314 ± 0.018	0.839 ± 0.021

TABLE 3.6 – *Résumé des valeurs de A_{TM} ainsi que de Ω_m et σ_8 en fonction de la valeur de Δ choisie dans l'étude MCMC.*

L'autre point important est que l'on retrouve le déficit à grand redshift comme dans le cas de l'utilisation de la masse virielle. Il est donc clair qu'un changement

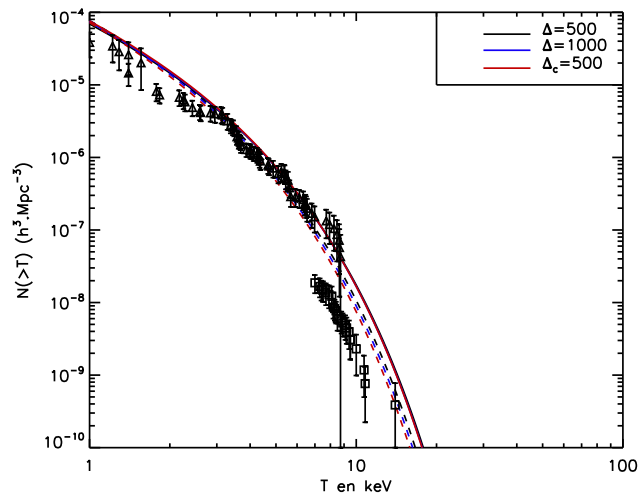


FIGURE 3.21 – *Fonction de températures tracées à partir des résultats du MCMC pour $\Delta = 500$ (noir), $\Delta = 1000$ (bleu) et $\Delta_c = 500$ (rouge), aux redshifts moyens des échantillons local (traits pleins+triangles) et profonds (tirets+carrés). La fonction de masse utilisée est celle de Tinker. A_{TM} et α sont tirés du tableau (3.6).*

dans la définition de la masse ne peut pas expliquer le manque d'information à $z > 0.3$ et qu'une autre solution doit être envisagée.

3.5 Étude des amas profonds

3.5.1 Evolution de la relation $T - M$

Comme vu précédemment, l'étude de l'échantillon local permet de normaliser la relation température-masse, mais ne permet pas de reproduire les populations des amas à haut redshift. La dispersion, la définition de la masse, l'utilisation de la fonction de masse étant écartées, il est donc nécessaire d'utiliser un autre argument afin de pouvoir expliquer le désaccord avec les données.

Il a été proposé par Vauclair et al.2003[142] d'utiliser une loi d'échelle non-standard qui évolue avec le redshift. Cette évolution peut alors être vue par l'ajout d'un terme $(1+z)^\alpha$ dans la relation d'échelle $T - M$ où α est un nouveau paramètre libre inconnu. Dans la suite, j'appellerai α l'évolution.

Pour être parfaitement cohérent avec les données profondes, il faut abaisser la fonction de distribution en température des amas. Cela revient alors à augmenter la température des objets pour une température donnée. Ainsi, lorsque l'on déduit la masse à partir de la relation $T - M$, la valeur de l'évolution doit nécessairement être négative.

J'ai donc dans un premier temps effectué des tests sur cette évolution en utilisant uniquement les échantillons d'amas locaux et profonds du 400deg² et sans combiner les autres données cosmologiques. J'ai mené cette étude en considérant la fonction de masse de Sheth, Mo & Tormen. Il est toutefois important de noter que cette

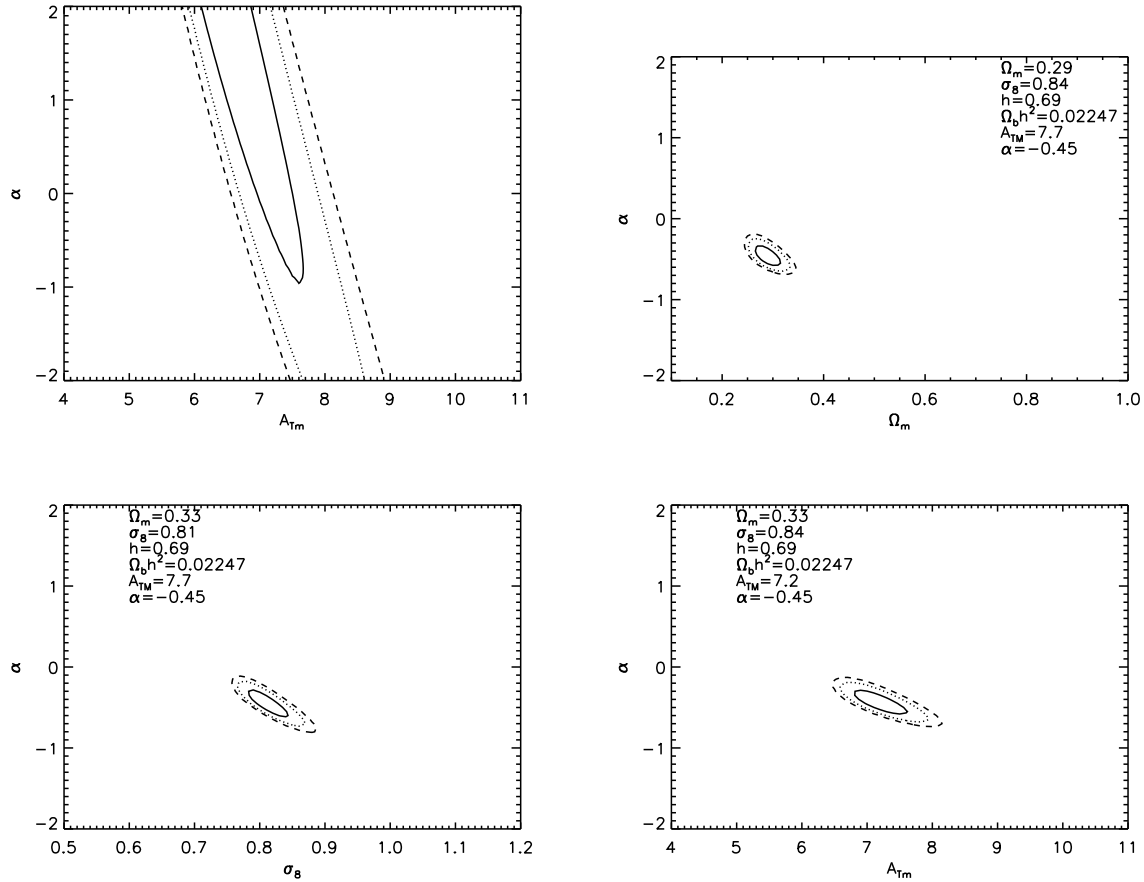


FIGURE 3.22 – *Contours 2D obtenus par les amas seuls. Les traits pleins, pointillés et tirets représentent respectivement les contours à 68%, 95% et 99% d'intervalle de confiance pour 2 paramètres. Les échantillons profonds utilisés sont ceux issus du 400deg^2 . La fonction de masse utilisée est celle de Sheth, Mo & Tormen. La figure en haut à gauche est obtenue uniquement en utilisant l'échantillon local et le modèle utilisé est $\Omega_m = 0.3$, $\sigma_8 = 0.8$ et $h = 0.7$.*

étude a été aussi menée en utilisant la fonction de masse Tinker et que le résultat final n'est en rien changé.

Il est clair que la valeur de l'évolution α ne peut être déterminée uniquement à partir des amas locaux. On observera alors une dégénérescence entre α et A_{TM} . La figure en haut à gauche des figures (3.22) donne le contour entre la normalisation et l'évolution de la relation $T - M$. La dégénérescence observée peut être aussi vue si l'on trace α vs Ω_m ou bien α vs σ_8 .

Il s'agit donc bien de l'information des amas profonds qui sera nécessaire pour la contrainte de l'évolution. Les trois autres figures des figures (3.22) donnent les contours pour α en fonction de Ω_m , σ_8 et A_{TM} . Pour chacun de ces contours, j'ai fixé tous les paramètres hormis ceux du tracé. Le point intéressant est qu'en faisant trois analyses différentes, la valeur du α reste toujours la même.

De plus, les contours montrent une très légère dépendance de l'évolution à la cosmologie et un faible lien avec la normalisation en température. Ce résultat est tout à fait cohérent car les contraintes posées sur l'évolution en redshift de la loi $T - M$ ne peuvent être données que par les données des amas profonds.

L'étude qui a été effectuée dans cette partie utilise les échantillons d'amas profonds du 400 degrés carrés. Dans la partie suivante je concentrerai mon étude sur chaque échantillon profond (400 degrés carrés et MACS) ainsi que sur leur combinaison, en ajoutant cette fois-ci les observation des autres sondes cosmologiques.

3.5.2 Étude seule puis combinée des amas profonds

Les échantillons du 400 degrés carrés

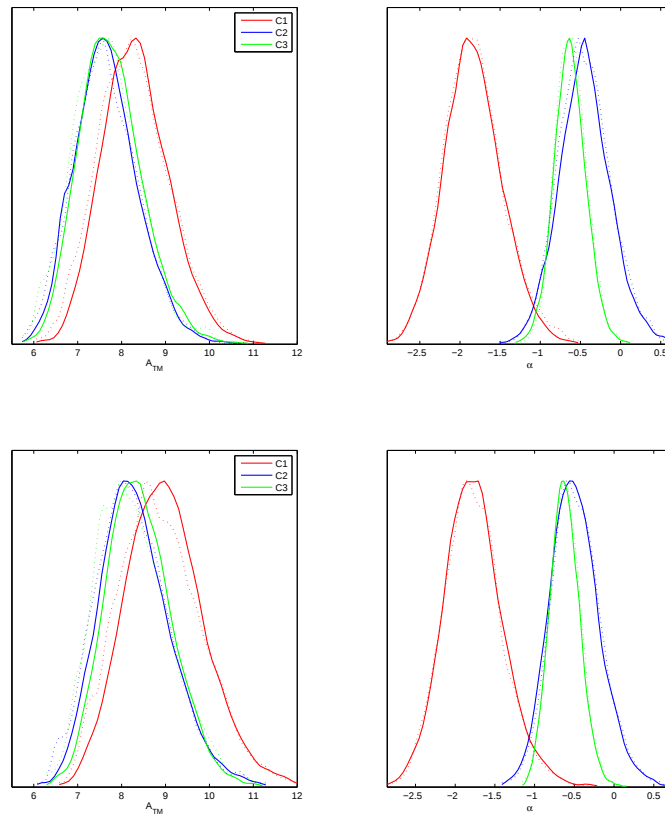


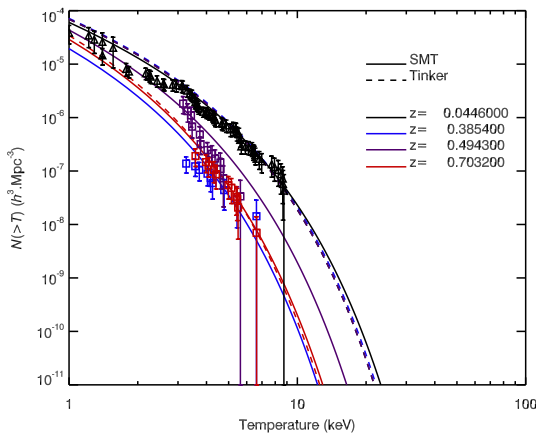
FIGURE 3.23 – *Likelihoods 1D* obtenues pour chacun des trois sous-échantillons du 400deg^2 . Les figures du haut ont été obtenues en utilisant la fonction de masse de Sheth, Mo & Tormen, celles du bas avec celle de Tinker et al.

La division de l'échantillon profond du 400 degrés carrés en trois sous échantillon permet de mettre en évidence l'évolution de la fonction de température avec le redshift. Les sous échantillons C1, C2 et C3 ont alors pour intervalle de redshift $I_1 = [0.35, 0.45]$, $I_2 = [0.45, 0.55]$ et $I_3 = [0.55, 0.9]$ avec pour redshift moyen $z_1 \sim 0.4$, $z_2 \sim 0.5$ et $z_3 = 0.7$.

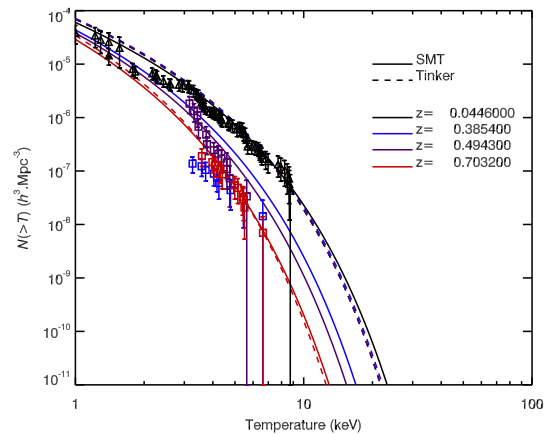
Le travail effectué ici a été d’obtenir des contraintes sur les paramètres de la loi d’échelle $T - M$ non standard en utilisant indépendamment chacun des trois sous échantillons. Il a été montré dans le paragraphe 3.4.2 que cette normalisation était contrainte par les amas locaux et donc ne devrait pas changer si on considère les amas profonds. De plus on peut s’attendre à une corrélation entre A_{TM} et α . En effet, pour un A_{TM} plus fort la distribution des amas est augmentée ce qui entraîne un α beaucoup plus négatif. Ce résultat est montré sur les figures (3.23) où sont illustrées les likelihoods 1D pour les paramètres A_{TM} et α . Le sous-échantillon C1 montre clairement une normalisation beaucoup plus élevée que les sous-échantillons C2 et C3 et donc une évolution fortement différente.

L’étude MCMC a été menée pour chaque sous-échantillon en considérant leur redshift moyen. Les sous-échantillons C2 et C3 fournissent des valeurs en parfait accord. En effet le maximum de likelihood semble privilégier la même valeur de la normalisation ainsi que de l’évolution à plus de 1σ de confiance.

Les deux figures (3.23) du bas sont le résultat du MCMC en utilisant cette fois-ci la fonction de masse de Tinker. On note que la détermination de l’évolution est complètement indépendante de la fonction de masse utilisée.



(3.24.1)



(3.24.2)

FIGURE 3.24 – Fonctions de températures tracées à partir des résultats du MCMC pour chaque sous échantillons C1 (bleu), C2 (violet) et C3 (rouge). Les traits pleins et tirets représentent respectivement les fonctions de masse SMT et Tinker. Les valeurs de A_{TM} et α sont issues du tableau (3.7)

Enfin la figure (3.24.1) montre les fonctions de températures tracées en utilisant les valeurs des paramètres du tableau (3.7). En tenant ainsi compte d’une évolution en redshift, les modèles sont maintenant pleinement cohérents avec les observations. Sur la figure (3.24.2), les modèles sont tracés pour des valeurs obtenues en utilisant l’échantillon C3 et tracé aux redshifts moyen de chaque sous-échantillons.

Reproduire la distribution de l’échantillon C2 à partir des résultat du C3 est tout à fait logique. On s’attendrait aussi à ce se soit aussi le cas pour C1, cependant on note qu’il y a incohérence avec les données. Il est aussi clair qu’en utilisant les

Sous échantillons	z_{moy}	Valeur A_{TM} SMT/Tinker	Valeur α SMT/Tinker
C1	0.385	8.326 ± 0.766 / 9 ± 0.9	-1.83 ± 0.36 / -1.76 ± 0.38
C2	0.494	7.669 ± 0.731 / 8.323 ± 0.813	-0.44 ± 0.32 / -0.49 ± 0.32
C3	0.703	7.764 ± 0.734 / 8.402 ± 0.758	-0.63 ± 0.20 / -0.62 ± 0.19

TABLE 3.7 – Résultats des chaînes MCMC pour les deux fonctions de masses en utilisant les données des sous-échantillons C1, C2 et C3. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68% et dans les trois sous-échantillon, les valeurs des paramètres cosmologiques restent inchangées.

résultats issus de C1 et en cherchant à fitter C2 et C3 on se retrouverai là encore à une incompatibilité avec les observations.

Les échantillons MACS

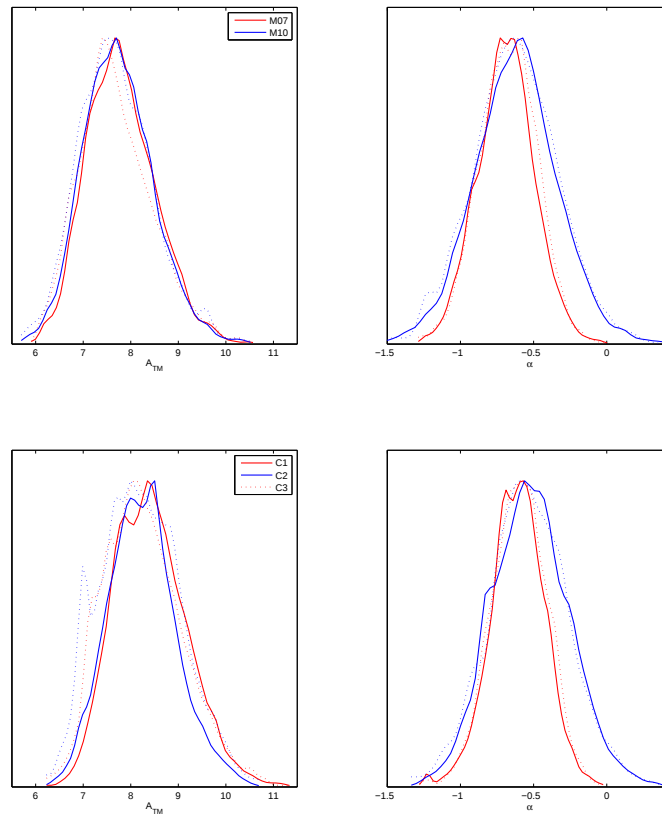


FIGURE 3.25 – Likelihoods 1D obtenues pour chacun des échantillons MACS. Les figures du haut ont été obtenues en utilisant la fonction de masse de Sheth, Mo & Tormen, celles du bas avec celle de Tinker et al.

Comme expliqué dans le paragraphe 2.6.2, les échantillons MACS contiennent

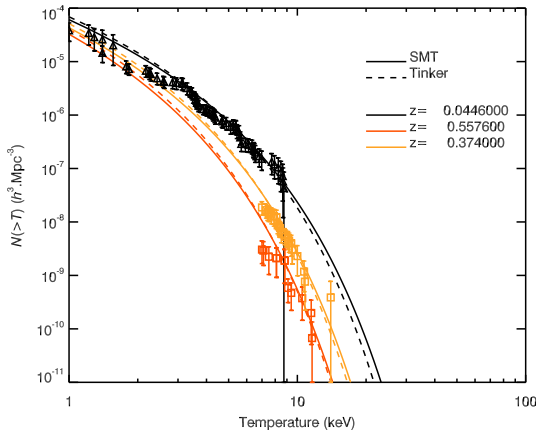
des amas très massifs et chauds. Comme la fonction de masse a un comportement exponentiel du côté des hautes masses (et donc des hautes températures), la distribution des objets sera plus sensible aux effets d'évolution. MACS permet de poser des contraintes extrêmement fortes sur les lois d'échelles des amas à partir de la fonction de température. Les échantillons MACS 2007 et 2010 ont respectivement pour intervalle de redshift $I_{2007} = [0.5, 0.7]$ et $I_{2010} = [0.3, 0.45]$ avec pour redshift moyen $z_{2007} = 0.557$ et $z_{2010} = 0.375$.

L'étude MCMC a été menée de la même manière que dans le paragraphe précédent. Les figures (3.25) fournissent les likelihood 1D sur les paramètres A_{TM} et α en utilisant indépendamment les échantillons MACS 2007 (M07) et MACS 2010 (M10). Il apparaît clairement cette fois-ci que les contraintes sont identiques et cela à plus de 1σ .

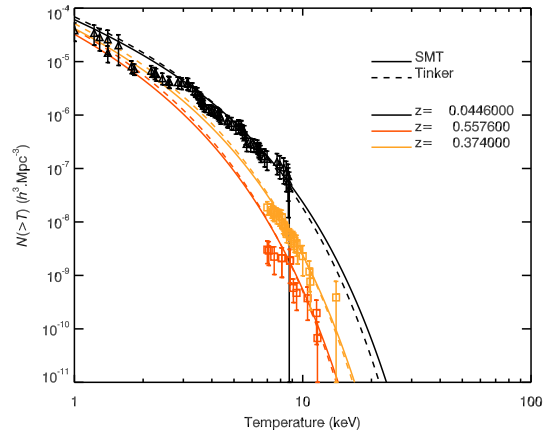
Même s'il n'y a que peu de doute sur la valeur de l'évolution, on peut cependant noter que l'échantillon M07 à grand z donne une likelihood plus étroite que dans le cas des amas de l'échantillon M10, ce qui était aussi le cas pour le sous-échantillon C3.

En utilisant les résultats du MCMC (dont les valeurs sont résumées dans le tableau (3.8)), les fonctions de température ont été tracées en utilisant ces valeurs, comme le montre la figure (3.26.1).

La figure (3.26.2) montre les fonctions de températures tracées aux redshifts moyens des échantillons MACS mais dont les valeurs des modèles sont issues de l'étude faite sur l'échantillon M07. Cette fois encore, les modèles reproduisent parfaitement les données.



(3.26.1)

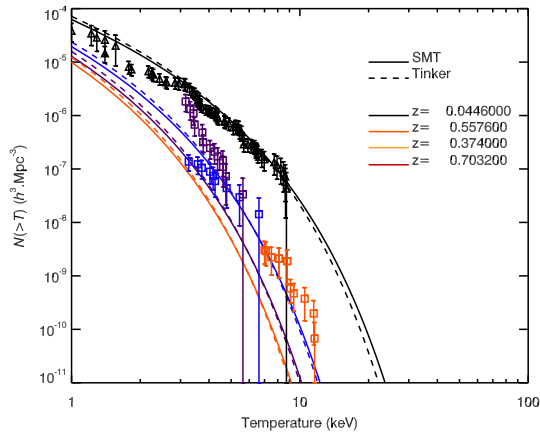


(3.26.2)

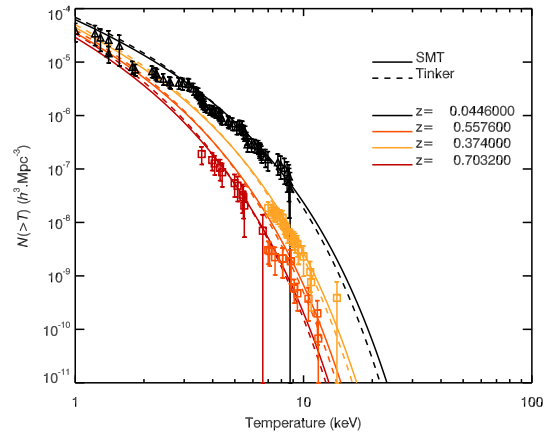
FIGURE 3.26 – Fonctions de températures tracées à partir des résultats du MCMC pour chaque échantillons M07 (jaune) et M10 (orange). Les traits pleins et tirets représentent respectivement les fonctions de masse SMT et Tinker.

Échantillons	z_{moy}	Valeur A_{TM} SMT/Tinker	Valeur α SMT/Tinker
MACS 2007	0.557	7.799 ± 0.723 / 8.418 ± 0.767	-0.69 ± 0.19 / -0.61 ± 0.19
MACS 2010	0.375	7.739 ± 0.740 / 8.241 ± 0.720	-0.62 ± 0.29 / -0.52 ± 0.27

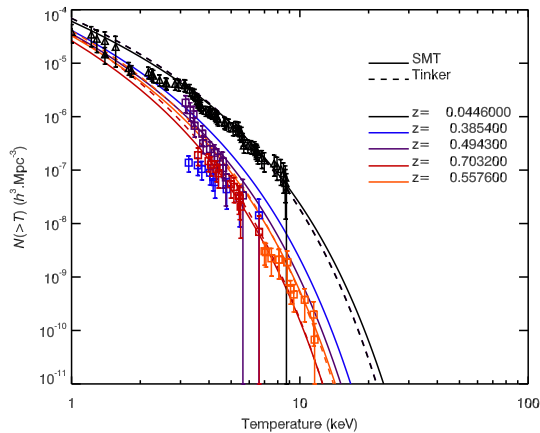
TABLE 3.8 – Résultats des chaînes MCMC pour les deux fonctions de masses en utilisant les données des échantillons MACS 2007 et MACS 2010. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%



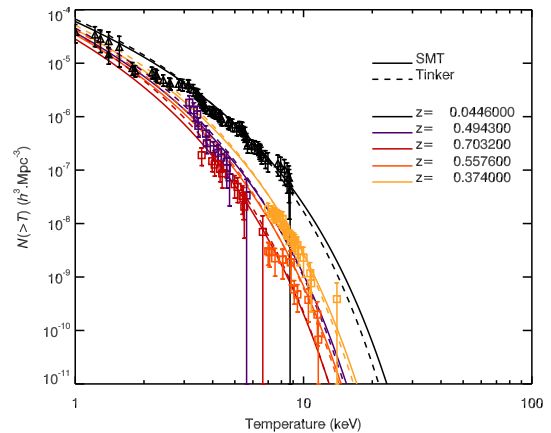
(3.27.1)



(3.27.2)



(3.27.3)



(3.27.4)

FIGURE 3.27 – (1) Fonctions de température obtenues en utilisant les résultats du sous-échantillon C1. (2) Fonctions de température obtenues en utilisant les résultats du sous-échantillon C3. (3) Fonctions de températures obtenues en utilisant les résultats de l'échantillon M07. (4) Fonctions de températures obtenues en utilisant les résultats de tous les échantillons profonds combinés. Les modèles sont tracés en utilisant la fonction de masse SMT (plein) et Tinker (tirets).

Comparaison et combinaison

L'étude individuelle de chaque échantillon profond a permis de mettre en évidence et de contraindre la relation d'échelle $T - M$ non standard. Il a été montré que ces valeurs pouvaient légèrement varier d'un échantillon à un autre. De plus on est en droit de se demander si les informations de différents surveys donnent les mêmes résultats ou pas ?

La figure (3.27.2) donne les fonctions de température tracées uniquement en utilisant les résultats avec le sous-échantillon C3 aux redshift moyens de C3, M07 et M10. Les modèles semblent toujours être en bon accord avec les observations.

Sur la figure (3.27.3) les fonctions de température sont maintenant tracées uniquement en utilisant les résultats avec l'échantillon M07 aux redshifts moyens de C1, C2, C3 et M07. Les données du sous-échantillon C1 semblent toujours en désaccord avec le modèle. A l'inverse, les autres sous-échantillons sont en parfait accord avec les fonctions de température.

Enfin, la figure (3.27.4) est un résultat issu de l'étude MCMC en prenant en compte tous les amas profonds. Les modèles sont tracés aux redshifts moyens de tous les échantillons profonds. Le tableau (3.9) résume les valeurs obtenues sur les paramètres cosmologiques ainsi que sur la physique des amas.

La conclusion que l'on peut tirer des figures (3.27.2) et (3.27.3) est qu'en utilisant deux surveys complètement différents on obtient des contraintes parfaitement cohérentes sur la normalisation en température de la relation d'échelle $T - M$. De plus cette étude montre que l'évolution devient nécessaire à 4σ . Ce qui différencie clairement le 400deg² et MACS c'est leur gamme de température, plus élevée pour MACS, ainsi que la couverture sur ciel.

Ceci montre que les contraintes sur la physique du gaz sont suffisamment robustes pour utiliser ces résultats dans d'autres études faisant intervenir la physique du gaz.

Enfin, concernant l'échantillon C1 (voir figure (3.27.1)), l'étude que j'ai menée ici a montré que les résultats qu'il fournit ne sont pas en accord avec les autres échantillons. De plus, même s'il est combiné aux autres données, il n'influence pas du tout le résultat du MCMC. Il y a donc là un manque de compréhension qui rend ce sous-échantillon peu exploitable. C'est pourquoi il peut être banni dans une prochaine étude car l'information qu'il fournit n'a que peu d'impact sur les contraintes des amas face aux échantillons à plus grand z .

3.5.3 Contraintes à partir des autres masses

Comme montré dans le paragraphe 3.4.3, changer la définition de la masse revient seulement à changer l'écriture de la relation d'échelle. J'ai notamment montré qu'un lien était possible entre deux masses définies à deux Δ différents simplement en prenant en compte un profil NFW de concentration $c = 5$.

De plus, l'étude de l'échantillon local a montré que les effets observés au rayon R_{500} , R_{1000} ou bien R_{500c} étaient les mêmes que ceux au rayon viriel. Il est alors naturel de se demander si l'évolution de la relation d'échelle est la même ou bien elle doit être plus ou moins forte afin de reproduire les données.

L'évolution dans la relation $T - M_{\Delta}$ peut être quantifiée par un facteur $E^{\alpha}(z)$ ou bien par un facteur $(1 + z)^{\alpha}$. Afin d'être cohérent avec l'étude menée ci-avant, j'ai

Parameter	Value (SMT)	Value (Tinker)	Parameter Definition
$\Omega_b h^2$	0.02230 ± 0.00055	0.02230 ± 0.00054	Densité de baryons normalisée multipliée par h^2
$\Omega_c h^2$	0.1190 ± 0.0033	0.1188 ± 0.0031	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0381 ± 0.0028	1.0382 ± 0.0027	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.081 ± 0.013	0.081 ± 0.014	Profondeur optique de réionisation
n_s	0.956 ± 0.013	0.957 ± 0.013	Indice spectral primordial à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
$\log(10^{10} A_s)$	3.090 ± 0.033	3.091 ± 0.034	A_s est la puissance scalaire primordiale à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
A_{TM}	7.596 ± 0.676	8.278 ± 0.707	Température de normalisation dans la relation d'échelle $T - M$
α	-0.614 ± 0.155	-0.59 ± 0.15	Evolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$
Ω_Λ	0.686 ± 0.018	0.688 ± 0.017	Densité d'Énergie Noire ($h^2 \rho_\Lambda$)
Age	13.85 ± 0.12	13.85 ± 0.12	Âge de l'Univers en milliards d'années
Ω_m	0.313 ± 0.018	0.312 ± 0.017	Densité de matière normalisée
σ_8	0.838 ± 0.022	0.839 ± 0.022	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.15 ± 1.18	10.19 ± 1.28	Redshift de la réionisation
h	0.672 ± 0.014	0.673 ± 0.014	Constante de Hubble

TABLE 3.9 – *Résumé des valeurs des paramètres cosmologiques issues du MCMC en combinant toutes les données des amas. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%.*

fait le choix d'ajouter ce dernier terme ce qui me permettra de comparer exactement la même quantité dans l'analyse précédente.

Les relations d'échelle $T - M_\Delta$ pour les différentes valeurs de Δ s'écrivent alors :

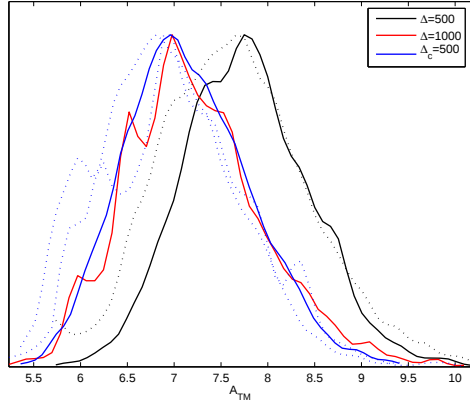
$$T = A_{TM_{500}} (hM_{500})^{2/3} \left(\Omega_m \frac{500}{178} \right)^{1/3} (1+z)^{(1+\alpha)} \quad (3.27a)$$

$$T = A_{TM_{1000}} (hM_{500})^{2/3} \left(\Omega_m \frac{1000}{178} \right)^{1/3} (1+z)^{(1+\alpha)} \quad (3.27b)$$

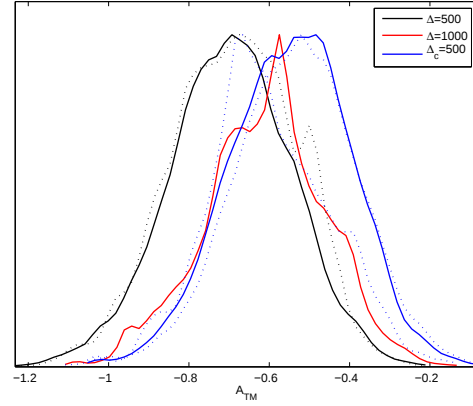
$$T = A_{TM_{500c}} (hM_{500})^{2/3} \left(\Omega_m \frac{500}{178} \right)^{1/3} (1+z)^{(1+\alpha)} \quad (3.27c)$$

Comme l'évolution ne peut être contrainte que par les amas profonds et qu'un changement de la définition de la masse entraîne un changement de la valeur de la normalisation, on s'attend à ce que l'évolution de la loi $T - M_\Delta$ prenne la même valeur que dans le cas de la loi $T - M_v$.

L'utilisation des amas profonds dans cette étude peut entraîner des décalages dans la détermination de l'évolution de la relation $T - M_\Delta$. Toutefois ces décalages



(3.28.1)



(3.28.2)

FIGURE 3.28 – (1) *Likelihood 1D sur le paramètre A_{TM} .* (2) *Likelihood 1D sur le paramètre α .* Les courbes sont tracées pour trois valeurs du rapport de surdensité, $\Delta = 500$ (noir), $\Delta = 1000$ (rouge) et $\Delta_c = 500$ (bleu).

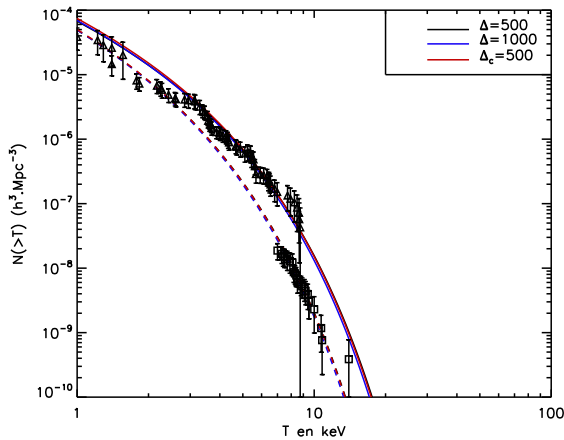
restent relativement faibles dans un intervalle de confiance à 1σ . Les figures (3.28.1) et (3.28.2) donnent respectivement les likelihoods 1D de la normalisation et de l'évolution de la relation d'échelle $T - M$, en considérant les différentes masses mises en jeu.

Δ	A_{TM} (keV)	α	Ω_m	σ_8
500	7.775 ± 0.678	-0.697 ± 0.15	0.312 ± 0.018	0.837 ± 0.022
1000	7.218 ± 0.745	-0.611 ± 0.15	0.311 ± 0.017	0.834 ± 0.024
$500/\Omega_m$	7.143 ± 0.674	-0.55 ± 0.15	0.311 ± 0.018	0.839 ± 0.021

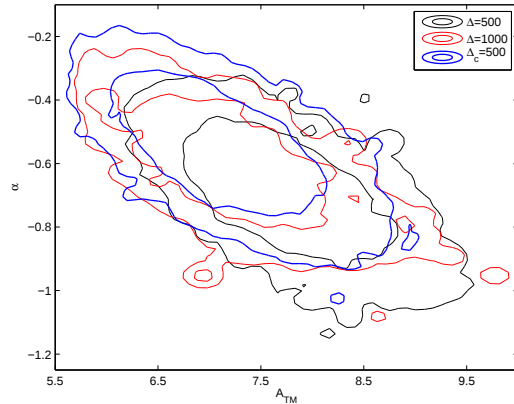
TABLE 3.10 – *Résumé des valeurs de A_{TM} et α ainsi que de Ω_m et σ_8 en fonction de la valeur de Δ choisie dans l'étude MCMC.*

Le résultat sur la normalisation est tout à fait en accord avec l'étude sur l'échantillon local. Il est toutefois intéressant de noter que l'évolution est indépendante du Δ considéré sur un intervalle de 1σ .

Le tableau (3.10) résume les valeurs de tous les paramètres contraints en utilisant toute l'information des amas (locaux et profonds) pour les différentes valeurs de Δ . Les valeurs sur les normalisations étant en parfait accord avec les résultats sur l'échantillon local on s'attend à ce que les modèles au redshift local de $z \sim 0.05$ soient en très bon accord avec les données. De plus, la valeur de l'évolution étant comparable à celle de l'étude au rayon viriel, les modèles à $z > 0.3$ doivent être cohérents avec les données profondes. La figure (3.29.1) illustre ce résultat ; les fonctions de températures sont tracées aux redshifts moyens de l'échantillon local et de l'échantillon profond M10. L'évolution permet alors de combler le déficit observé dans le cas de l'étude de l'échantillon local.



(3.29.1)



(3.29.2)

FIGURE 3.29 – (1) *Fonction de températures tracées à partir des meilleurs modèles fournis par l'analyse MCMC pour $\Delta = 500$ (noir), $\Delta = 1000$ (bleu) et $\Delta_c = 500$ (rouge), aux redshifts moyens des échantillons local (traits pleins+triangles) et profonds (tirets+carrés). Les paramètres utilisés sont donnés dans le tableau (3.10).* (2) *Contours A_{TM} vs α tracés pour trois valeurs différentes du contraste de surdensité. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et al.*

3.6 Comparaison à d'autres travaux et discussion

L'étude menée ici a présenté une nouvelle méthode dans la contrainte de la physique du gaz des amas. Grâce la distribution en température des amas, il est devenu possible de contraindre cette physique à partir de la cosmologie. Ainsi, j'ai pu montrer qu'à partir de la relation d'échelle température-masse, il était possible d'estimer de manière auto-consistante les paramètres de cette dernière.

A partir des données d'un échantillon local, complet et flux limité, j'ai pu estimer la normalisation en température de la loi $T - M_v$ dont la valeur est $A_{TM} = 7.503 \pm 0.628$ keV pour la fonction de masse SMT ($A_{TM} = 8.111 \pm 0.708$ keV pour celle de Tinker). Ces premiers résultats ont montré un parfait accord avec les données ainsi qu'une dépendance aux paramètres cosmologiques comme Ω_m ou bien σ_8 .

Dans un second temps, j'ai pu mettre en évidence un désaccord assez important avec les données d'amas profonds. En effet les modèles à grand z surestiment la population des amas d'un facteur d'environ 10.

En enquêtant sur ce problème, la dépendance à la masse, à la fonction de masse ou bien la prise en compte de la dispersion ont été écartées. La solution, proposée par Vaclair et al.2003[142], a consisté à prendre en compte l'évolution de la loi $T - M_v$ dans l'étude statistique. Ce travail a étudié la relation d'échelle $L - T$ et a montré à partir de la fonction de température qu'un conflit à grand z apparaît pour un modèle Λ CDM. Ils montrent alors que ce conflit apparaît aussi en utilisant la relation d'échelle $T - M$ et qu'il peut être résolu en considérant de l'évolution en redshift.

J'ai alors pu contraindre cette évolution et montrer qu'elle est complètement indépendante de la cosmologie ainsi que de la masse considérée. Les résultats ont alors fourni les contraintes suivantes à plus de 2σ par rapport à Vauclair et al.2003 : $A_{TM} = 7.596 \pm 0.676$ keV (SMT) ou $A_{TM} = 8.278 \pm 0.707$ keV (Tinker) et $\alpha = -0.61 \pm 0.15$.

La contrainte de la physique du gaz des amas a fait l'oeuvre de nombreux autres travaux. Dès 1998, Brian & Norman[16] comparent les données de simulations hydrodynamiques avec les relations d'échelles au rayon viriel. Leurs résultats pour un modèle Λ CDM surestiment la densité de baryon alors que la normalisation en température est trop faible par rapport à celle obtenue dans mon travail.

D'autres travaux de 2004[56] utilisant des données à petit et grand z ont permis la détermination du A_{TM} notamment en utilisant la distribution des amas. Toutefois, la méthode pour extraire ces paramètres a fait appel aux amas seuls et non aux autres sondes cosmologiques. Dans ce sens, les résultats de Vikhlinin et al.2009[144] ont permis de tester les lois d'échelle ainsi que l'évolution de la fonction de masse.

Toutefois, ces résultats ne semblent pas être en désaccord avec les résultats obtenus par le MCMC. Les modèles déduits du CMB, SNIa et spectre de puissance des galaxies semblent préférer des valeurs de σ_8 et Ω_m plus élevée et donc un A_{TM} plus fort. La figure (3.6.1) montre la fonction de masse tracée dans le modèle obtenue par Vikhlinin et al.2009 et par celui de mon travail et souligne un désaccord assez important qui est liée aux valeurs des paramètres cosmologiques. Enfin, la relation $T - M_{500c}$ testée dans Vikhlinin et al.2009 semble ne pas montrer de signes d'évolution, ce qui diffère fortement de nos résultats.

Cependant, les derniers travaux effectués récemment tendent à montrer qu'une évolution de la loi $T - M$ est nécessaire pour reproduire les données observées. Les méthodes étant différentes (voir par exemple Reichert et al.2011[114], Mantz et al.2009[88]), cet effet semble bien présent et est indispensable à la compréhension de la physique du gaz. En effet, les travaux de Reichert et al.2011 par exemple ont étudié l'évolution en redshift des lois d'échelle des amas X et ont montré que cette évolution était cohérente avec les prédictions auto-similaires dans le cas de la relation $T - M$, et que des différences subsistaient pour les relations $L - T$ et $L - M$. Ils ont notamment montré pour ces deux dernières que ces différences pourraient être expliquées par des biais de sélection.

En résumé, les amas étant des objets self-similaires, les contraintes obtenues sur la physique de leur gaz grâce aux observations X doivent être prises en compte pour des études faisant appel au gaz intra-amas. Le travail mené dans ce chapitre a montré que la relation d'échelle entre température et masse doit évoluer afin que les modèles de distribution en température soient en parfaite cohérence avec les observations. Les changements dans la définition de la masse, la comparaison de plusieurs fonctions de masse ou bien les effets de la dispersion de la relation $T - M$ n'ont cependant pas permis d'expliquer cette évolution qui reste un élément clé dans la compréhension de la physique du gaz intra-amas. Dans le chapitre suivant j'ai appliqué l'évolution de la loi d'échelle $T - M$ à l'effet Sunyaev-Zel'dovich et enquêté sur ses effets notamment en matière de prédictions de comptages ou bien sur le spectre de puissance des anisotropies secondaire du CMB.

Chapitre 4

Application à l'effet Sunyaev-Zel'dovich

Pour le savant, croire la science achevée est toujours une illusion aussi complète
que le serait pour l'historien de croire l'Histoire terminée.

- *Louis de Broglie* -

L'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) est une sonde cosmologique très efficace du fait de son indépendance au redshift. L'observation des amas de galaxies par effet SZ permet de sonder l'Univers jusqu'à des distances très lointaines et donc d'obtenir une grande quantité d'informations sur la cosmologie. L'intérêt des surveys d'amas SZ a été mis en évidence par le passé[89][5, 8, 7] et a motivé le développement de nombreux projets d'observation dans le domaine micro-onde.

Parmi ces projets on retrouve la mission ESA Planck Surveyor[139], le *South Pole Telescope* (SPT)[120] ou bien le Atacama Cosmology Telescope (ACT)[45] dont les caractéristiques permettent de sonder à la fois l'Univers local et lointain.

En combinant alors les suivis X ou bien optiques, il devient possible d'extraire des contraintes supplémentaires sur les paramètres cosmologiques comme Ω_m , σ_8 ou bien w [84]. De plus, les cartes d'objets profonds permettront de déterminer quels ont été les processus à l'origine de la formation des amas.

Depuis la découverte des anisotropies du CMB par le satellite COBE, les observations du spectre de puissance angulaire du fond cosmologique aux faibles multipoles l (i.e aux grandes échelles) ont montré qu'un modèle cosmologique Λ CDM permettait de décrire précisément notre Univers[74]. Dès lors, de nouvelles missions comme CBI, ACBAR ou bien BIMA ont collecté de nouvelles données aux grandes valeurs de multipoles l .

Il a été souligné l'existence d'un excès de puissance à grand l qui pourrait être expliqué par la prise en compte des sources ponctuelles, de l'effet SZ ou bien d'autres phénomènes physiques plus exotiques (voir par exemple Cooray & Melchiorri 2002[23], Bond et al. 2005[14] ou bien Douspis et al. 2006[28]). Cet excès devient alors dominant devant les anisotropies primaires. Une analyse jointe des spectres de puissance SZ et du CMB permettra de poser de meilleures contraintes sur les modèles cosmologiques et notamment sur les modèles d'Énergie Noire.

Dans ce chapitre je présenterai le formalisme qui permet d'évaluer les comptages des amas par effet SZ ainsi que leur distribution en redshift. Je montrerai les modifications qui peuvent être apportées lorsqu'un processus non-gravitationnel est pris en compte dans l'évolution des amas, à travers l'évolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$. Enfin je présenterai les prédictions sur le spectre de puissance des anisotropies secondaires du CMB induites par l'effet SZ, toujours en considérant une loi d'échelle $T - M$ non-standard.

4.1 Les missions d'observation d'amas par effet Sunyaev-Zel'dovich

4.1.1 Planck

Planck est un satellite d'observation du CMB de l'agence spatiale européenne lancé le 14 mai 2009. Son objectif final est de mesurer la courbure de l'Univers, déterminer son contenu en matière et vérifier si les théories qui ont été élaborées pour expliquer la naissance et l'évolution de notre Univers sont exactes. Planck est un satellite de troisième génération dans l'observation et l'étude du CMB. En 1992, la mission COBE a détecté pour la première fois des fluctuations de température dans le signal du CMB sur une échelle angulaire de $\sim 7^\circ$ à un niveau de sensibilité en température de $\Delta T/T \sim 10^{-5}$. En 2003, ces anisotropies sont confirmées par la mission WMAP pour un même seuil de sensibilité mais avec une résolution angulaire bien meilleure $\sim 15'$. Ces missions ont permis de confirmer certaines théories comme les modèles inflationnaires du Big Bang. Toutefois, pour déterminer les conditions initiales de la formation des structures, l'origine des fluctuations de matière primordiales ou bien la nature de la Matière Noire, il est nécessaire de sonder le CMB avec une plus grande sensibilité et une meilleure résolution angulaire. Les caractéristiques de Planck, lui permettront d'observer jusqu'à des échelles de $\sim 5'$ avec une sensibilité dix fois supérieure à celle de ses prédécesseurs $\Delta T/T \sim 10^{-6}$.

Planck est divisé en deux parties qui observent dans deux gammes de fréquences différentes avec des résolutions différentes. Le *Low Frequency Instrument* (LFI) observe à trois fréquences entre 30 et 70 GHz et est refroidi à une température de 20 K afin de minimiser les effets de dissipation. De plus LFI est capable de mesurer la polarisation rectiligne du CMB sur tous ses canaux de fréquence. L'autre dispositif embarqué est le *High Frequency Instrument* qui observe sur six fréquences différentes entre 100 et 857 GHz et est refroidi à une température de 0.1 K. Quatre des six bandes de fréquences sont sensibles à la polarisation du CMB. Enfin les caractéristiques de LFI et HFI leur permettent d'observer les amas par effet SZ. Le tableau (4.1) résume les caractéristiques des deux instruments.

A la fin de sa mission Planck fournira une carte complète et avec une précision sans précédent des anisotropies du CMB sur tout le ciel. De plus, il fournira un catalogue complet et important d'amas de galaxies observés par effet SZ. Ce catalogue sera aussi sur tout le ciel, jusqu'à des redshifts supérieurs à 1 et devrait contenir plusieurs milliers d'amas. A l'heure actuelle, les données publiées comptent 189 amas dont une trentaine de nouveaux et tous confirmés soit par des observations optiques

Fréquence (GHz)	30	44	70	100	143	218	353	545	857
Résolution spectrale $\Delta\nu/\nu$	0.2	0.2	0.2	0.33	0.33	0.33	0.33	0.33	0.33
Résolution angulaire (arcmin)	33	24	14	10	7.1	5	5	5	5
$\Delta T/T$ en intensité ($10^{-6} \mu\text{K/K}$)	2	2.7	4.7	2.5	2.2	4.8	14.7	147	6700

TABLE 4.1 – *Résumé des caractéristiques du satellite Planck dans les différentes bandes de fréquences d'observation. Données issus du Planck Bluebook[139]*

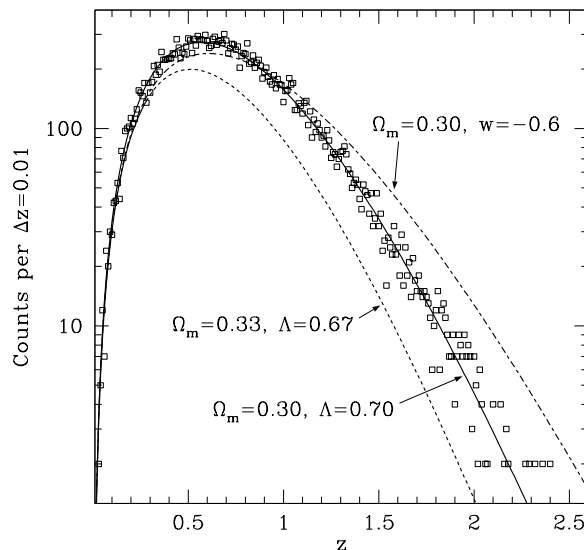


FIGURE 4.1 – *Distribution en redshift des amas SZ attendue par SPT pour une surface sur le ciel de 4000 deg^2 [120].*

soit par des observations X[104, 105].

4.1.2 Le *South Pole Telescope* (SPT)

Le *South Pole Telescope* est un télescope de 10 mètres de diamètre basé en Antarctique dont la mission est entièrement dédiée à l'observation des amas par effet SZ ainsi que les anisotropies du CMB. Son diamètre lui permet d'obtenir une résolution angulaire de $1'$ à une fréquence de 150 GHz. En observant dans cinq bandes de fréquences différentes entre 95 et 345 GHz, SPT fournira un catalogue d'amas sur une surface totale de 4000 deg^2 sur le ciel. Sa haute sensibilité lui permettra d'observer les amas les plus massifs et les plus profonds de l'Univers jusqu'à des redshifts $z > 2$ permettant de poser des contraintes extrêmement fortes sur la nature de l'Énergie Noire. La figure (4.1) illustre la distribution en redshift des amas SZ observée par SPT. Enfin grâce à sa forte résolution angulaire, SPT pourra mesurer les anisotropies secondaires du CMB à partir $l = 2000$ là où la contribution de l'effet SZ devient dominante sur le spectre de puissance primaire. Les figures (4.2) montrent le spectre de puissance des anisotropies attendu pour une mesure sur une surface du ciel de 500 deg^2 à deux niveaux de bruit et pour un faisceau d'observation

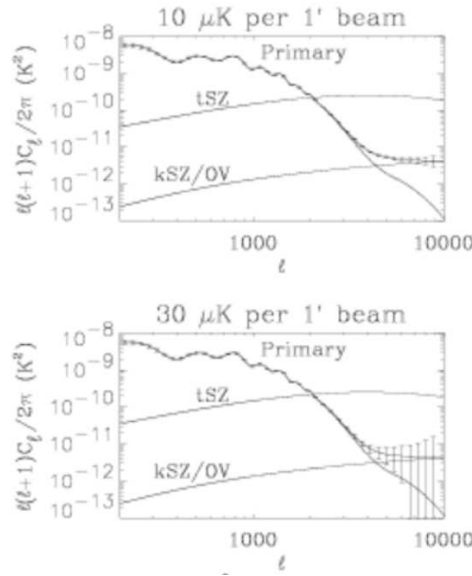


FIGURE 4.2 – Spectre de puissance des anisotropies du CMB attendu par SPT pour une surface sur le ciel de 500 deg^2 pour deux niveau de bruit et pour un faisceau d'observation de $1'$. Les deux figures montrent les erreurs statistiques pour les grand l [120].

Fréquence (GHz)	95	150	219	274	345
Résolution spectrale $\Delta\nu/\nu$ (GHz)	0.25	0.25	0.16	0.23	0.08
Résolution angulaire (arcmin)	1.58	1	0.69	0.56	0.44

TABLE 4.2 – Résumé des caractéristiques du South Pole Telescope

de $1'$. Les caractéristiques de SPT sont données dans le tableau (4.2)

4.1.3 Le Atacama Cosmology Telescope (ACT)

ACT est un télescope de 6 mètres de diamètre basé au désert d'Atacama au Chili à une altitude de 5200 mètres. Sa mission principale est l'observation des amas par effet SZ ainsi que la mesure des anisotropies secondaires du CMB induite par l'effet SZ. Il observe à trois fréquences différentes et fournira au final un catalogue d'amas couvrant plus de 2000 deg^2 sur le ciel avec un seuil en masse d'environ $2 \cdot 10^{14}$ masses solaires. Ce catalogue devrait contenir des amas allant jusqu'à des redshift $z > 1$. Sa résolution angulaire (voir le tableau 4.3) lui permettra de mesurer la contribution de l'effet SZ au spectre de puissance des anisotropies du CMB jusqu'à $l = 10000$. ACT devrait permettre de poser des contraintes fortes sur la masse des amas, leur vitesse péculiaire ainsi que sur la profondeur de leur puits gravitationnel. Les résultats sur les anisotropies du CMB devraient apporter des contraintes sur les mécanismes qui ont engendrés les fluctuations de matière primordiales.

Fréquence (GHz)	148	218	277
Résolution spectrale $\Delta\nu/\nu$ (GHz)	0.12	0.08	0.08
Résolution angulaire (arcmin)	1.401	1.012	0.891

TABLE 4.3 – *Résumé des caractéristiques du Atacama Cosmology Telescope*

4.2 Comptages d'amas

4.2.1 Formalisme

L'estimation des comptages d'amas SZ suit exactement le même formalisme que celui des comptages X. Il faut donc une fonction de masse, qui donne la distribution des objets au delà d'un certain seuil en masse M_{seuil} et le cas échéant une relation d'échelle liant la masse à une observable.

Dans le cas de l'effet SZ, l'observable mesurée est le flux. Ce flux a été défini au paragraphe 2.3.1 et est donné par l'équation (2.27). Dans la suite de ce travail, je m'intéresserai à l'effet SZ lui-même sans prendre en compte la dépendance fréquentielle. Ainsi un amas sera caractérisé par Y l'intégrale du paramètre de Compton y (voir équation (2.24)) sur tout l'angle solide de l'amas.

La relation d'échelle entre la masse de l'amas et son Y est alors donnée par l'équation (2.29) uniquement si le gaz des amas est isotherme. Les travaux de Vikhlinin et al.2005[146] ont montré que la température du gaz T_g diminuait vers les régions extérieures des amas. Il est donc nécessaire de prendre en compte ce décrement en température dans notre estimation des comptages. On supposera alors que la température du gaz et la température mesurée en X sont reliées par :

$$T_g = \xi T_X \quad (4.1)$$

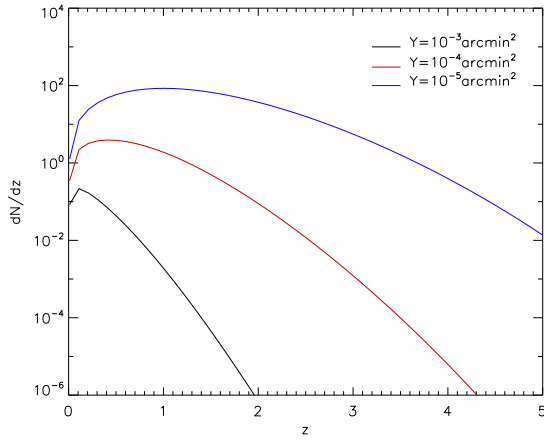
où ξ est une normalisation. En considérant la fraction de gaz[122], un profil de Matière Noire en accord avec les simulations numériques[97] et le profil de température observé[146], on estime la valeur de $\xi \sim 0.6$. L'incertitude de cette valeur vient du fait que les régions sondées en X et en SZ ne sont pas les mêmes comme l'ont montré les travaux de Kay et al.2008[69].

La relation d'échelle qui sera alors utilisée pour les comptages SZ est la suivante :

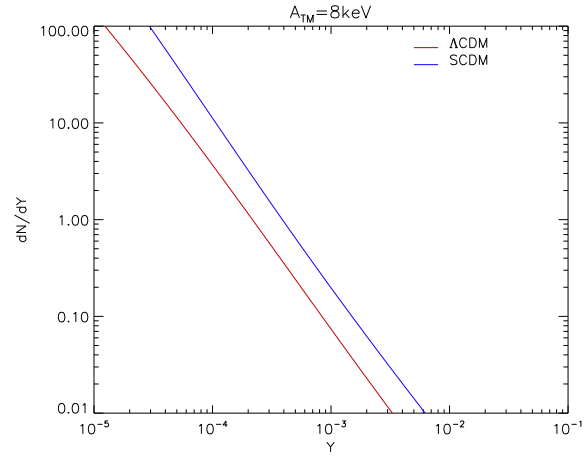
$$Y = 1.816 \times 10^{-4} \xi A_{TM} f_B M_v^{5/3} h^{8/3} \left(\Omega_m \frac{\Delta(z, \Omega_m)}{178} \right)^{1/3} (1+z)^{(1+\alpha)} D^{-2} \quad (4.2)$$

Le Y étant proportionnel à la masse de gaz M_g , la fraction de baryon f_B doit être introduite pour exprimer la loi d'échelle en fonction de la masse totale de l'amas par $M_g = f_B M_v$. De cette manière les paramètres de la relation $T - M$ apparaissent naturellement dans l'expression de l'équation (4.2).

La fraction de baryon est prise ici comme la fraction de baryon universelle corrigée d'une possible réduction Υ , c'est-à-dire $f_B = \Upsilon \frac{\Omega_b}{\Omega_m}$. Ce facteur de réduction agit de la même manière que ξ et est proche de 1 au rayon viriel. On fixera alors $\Upsilon \xi = 0.6$ pour tous les amas et on supposera qu'il n'y a pas d'évolution avec la température, le redshift ou bien la masse[41].



(4.3.1)



(4.3.2)

FIGURE 4.3 – (1) *Distribution en redshift des amas SZ pour trois seuils différents dans un modèle Λ CDM, $\Omega_m = 0.3$, $\sigma_8 = 0.8$, $h = 0.7$ et $A_{TM} = 8$ keV.* (2) *Comptages des amas SZ tracés dans les modèles Λ CDM et Einstein-de-Sitter.*

La distribution des amas SZ s'obtient alors en intégrant la fonction de masse depuis un seuil en masse M_{seuil} et en multipliant par le volume comobile :

$$\frac{dN}{dzd\Omega}(> Y, z) = \frac{dV}{dzd\Omega} \int_{M(Y,z)} dm N(m) \quad (4.3)$$

où la distribution est donnée par deg^2 et $M(Y, z)$ est donnée par la relation d'échelle (4.2). La courbe (4.3.1) donne les distributions en redshift des amas pour différents seuils en Y .

On obtient alors les comptages des objets en intégrant l'équation (4.3) sur les redshifts :

$$\frac{dN}{d\Omega}(> Y) = \int_0^{z_{max}} dy \frac{dV}{dyd\Omega} \int_{M(Y,y)} dm N(m) \quad (4.4)$$

La figure (4.3.2) donne les comptages SZ tracés pour deux modèles d'Univers plat : Λ CDM (rouge) et SCDM ou Einstein-de-Sitter (bleu).

4.2.2 Influence de la fonction de masse

L'étude effectuée sur les amas X au chapitre 3 a permis de vérifier si la fonction de masse que l'on considère dans le calcul des modèles de distribution des amas a une influence sur la détermination de leurs propriétés internes et notamment sur les paramètres de la loi d'échelle $T - M$ comme la normalisation en température A_{TM} ou bien l'évolution en redshift α . En comparant deux fonctions de masse construites à partir de deux algorithmes différents (*friend-of-friend* pour SMT et *spherical overdensity* pour Tinker), j'ai montré que la détermination de ces paramètres était totalement indépendante de la fonction de masse choisie. Dans le cas de

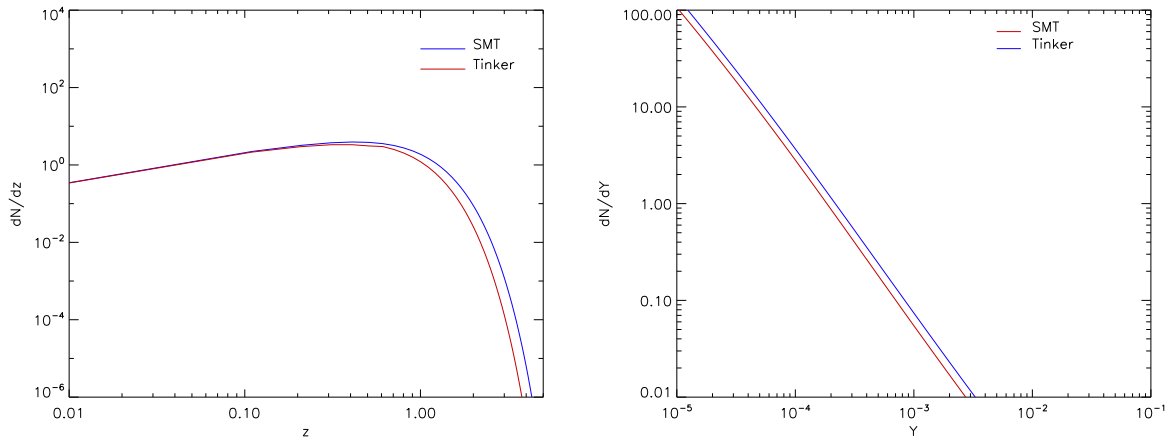


FIGURE 4.4 – *Tracés des distributions en redshift (gauche) et des comptages SZ intégrés (droite) en fonction de la fonction de masse de SMT (bleu) et de Tinker (rouge).*

l'effet Sunyaev-Zel'dovich, j'ai montré grâce à la relation d'échelle (4.1) que la température du gaz est liée à la température X à travers ξ le facteur de normalisation. Dans ce travail, le facteur ξ est donc supposé comme constant et est indépendant de la fonction de masse. On s'attend alors à ce que des fonctions de masse différentes donnent les mêmes comptages SZ, comme le montrent les figures (4.4) .

4.2.3 Travail à r_{500}

Le calcul du Y total a été effectué jusqu'ici au rayon viriel (voir équation (4.2)). J'ai montré dans les sections 3.4.3 ou 3.5.3, que la définition de la température X pouvait être exprimée à partir de différentes définitions de la masse.

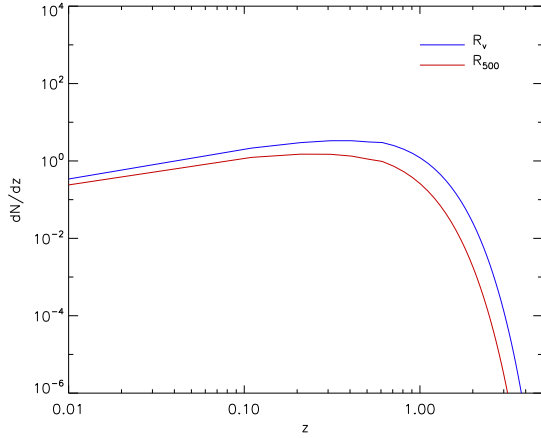
Le flux SZ étant proportionnel à la température du gaz et par conséquent à la température X , il est possible d'établir une loi d'échelle entre le Y total et une masse autre que la masse virielle. Comme l'ont montrées les sections 3.4.3 et 3.5.3, un changement de la définition de la masse n'a qu'une incidence sur la normalisation de la loi d'échelle.

Exprimer le Y total en fonction de la masse M_{500c} , c'est-à-dire pour Δ_c égal à 500 fois la densité critique, reviendrait à prendre en compte la normalisation $A_{TM_{500c}}$ déduite dans la section 3.4.3. Ainsi, aucun changement n'apparaîtra sur la distribution en redshift des amas SZ ou bien des comptages.

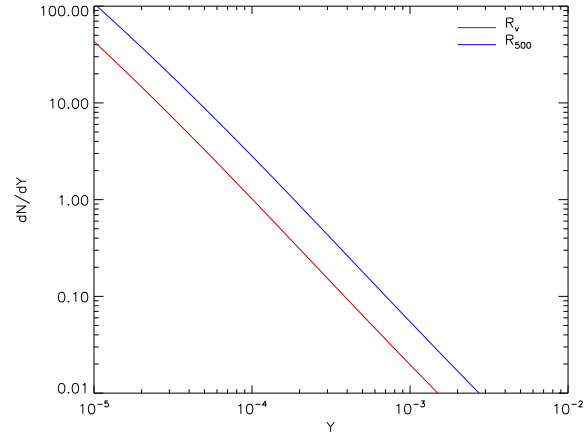
J'ai donc défini une nouvelle quantité, Y_{500} qui est le flux d'un amas SZ intégré sur une sphère de rayon r_{500c} pour $\Delta_c = 500$. En exprimant la relation (4.2) à partir de la M_{500} , on montre que le Y_{500} est relié au Y total par un coefficient de proportionnalité déduit d'un profil NFW de concentration $c = 5$ pour un redshift z . On écrit alors :

$$\frac{Y_{500}}{Y} = \frac{M_{500}}{M_v} = \epsilon\left(\frac{r_{500}}{r_v}, z\right) \quad (4.5)$$

On voit alors que la distribution en redshift pour un Y_{500} correspondant à Y total



(4.5.1)



(4.5.2)

FIGURE 4.5 – (1) *Distributions en redshift des amas SZ en considérant le rayon viriel (noir) et le rayon R_{500} (rouge) pour un seuil $Y = 10^{-4}$ arcmin².* (2) *Comptages intégrés en considérant le rayon viriel (noir) et le rayon R_{500} (rouge).*

se retrouvera peu changée. Cependant, les comptages SZ intégrés se retrouveront abaissés d'un facteur $\epsilon \left(\frac{r_{500}}{r_v} \right)$. Les figures (4.5.1) et (4.5.2) illustrent ce changement.

4.2.4 Conséquence de l'évolution de la loi $T - M$

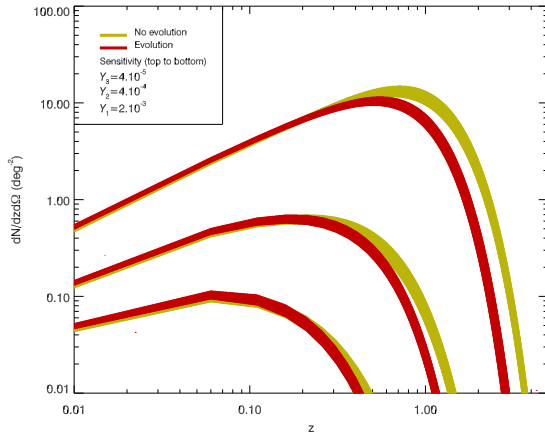
Grâce aux futurs relevés d'amas SZ, fournis par les missions Planck, SPT ou ACT, il sera possible d'utiliser les comptages d'amas afin d'améliorer la précision sur les valeurs des paramètres cosmologiques[5].

L'utilisation des comptages SZ pour la cosmologie a été révélée en 1994 par Bartlett & Silk 1994[8] et en 1996 par Barbosa et al.1996[5], et a été le sujet de nombreux autres travaux qui ont menés à l'élaboration puis à la conception des missions SZ (voir par exemple : Aghanim et al.1997[2], Holder et al.2000[59], Kay et al.2001[68], Benson et al.2002[9] ou Diego et al.2002[27]). Ces travaux ont été menés en considérant la combinaison d'une fonction de masse avec une loi d'échelle température-masse standard sans évolution en redshift.

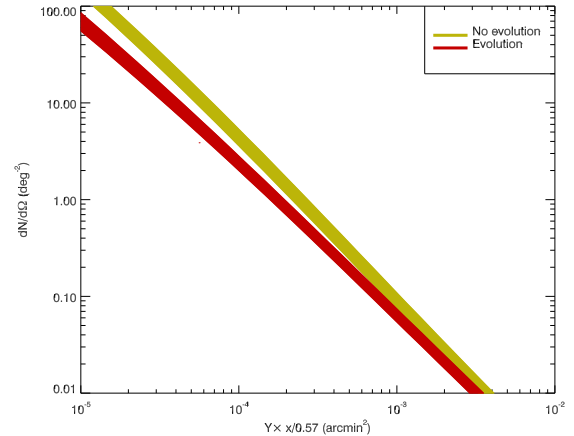
Seulement, le travail mené et décrit dans le chapitre 3 a montré que les modèles de distribution des amas profonds ($z > 0.3$) étaient en désaccord avec les observations X. Une évolution avec le redshift de la loi d'échelle $T - M$ a permis de lever ce désaccord, dont l'effet a été un abaissement de la fonction de température d'un facteur d'environ 10.

Il est donc clair que cette nouvelle contrainte sur la physique du gaz doit être prise en compte lorsqu'on effectue des comptages qui dépendent des propriétés du gaz intra-amas, ce qui est le cas de l'effet SZ. Comme dans le cas des amas X, l'effet de la dispersion peut être approximé par un décalage dans la normalisation $T - M$ [10] qui est supposé être inclus dans la définition du facteur ξ .

Les figures (4.6.1) et (4.6.2) donnent respectivement la distribution en redshift



(4.6.1)



(4.6.2)

FIGURE 4.6 – *Distributions en redshift (1) et comptages intégrés (2) des amas SZ. Les barreaux d'erreurs sont données dans un intervalle de confiance de 68% (voir fin du paragraphe 4.2.4. Les bandes jaunes sont obtenues en considérant une loi d'échelle $T - M$ standard et les rouges en considérant une loi $T - M$ non standard calibrée sur les données X.*

et les comptages des amas SZ dans un intervalle de confiance de 68% en utilisant les modèles issus de l'étude MCMC fittant les données X. Se sont des courbes théoriques qui ne prennent pas en compte la fonction de sélection des expériences Planck, SPT ou ACT (voir par exemple Melin et al.2005[93], Juin et al.2007[66]).

Les barres d'erreurs sont obtenues à partir des modèles tirés aléatoirement dans le MCMC lors de la contrainte des paramètres de la loi d'échelle $T - M$. Pour chaque redshift z , on sélectionne alors la valeur médiane ainsi que 34% autour de cette valeur afin d'obtenir 68% des modèles. Les bandes jaunes sont les distributions telles qu'attendues en considérant une loi d'échelle $T - M$ standard, les rouges sont celles prédites pour une loi d'échelle $T - M$ non-standard incluant l'évolution en redshift calibrée sur les données X. Ces bandes ont été tracées pour trois seuils différents en Y : $Y_1 = 2 \times 10^{-3}$, $Y_2 = 4 \times 10^{-4}$ et $Y = 4 \times 10^{-5}$, qui correspondent respectivement à un seuil sûr pour Planck, au seuil de SPT ou un seuil optimiste pour Planck et enfin à un seuil pour SPT ou AMIBA si leur fonction de sélection est bien contrôlée.

Comme attendu d'après le résultat sur les amas X, il existe une différence majeure entre les comptages d'amas SZ selon que l'on considère ou non de l'évolution dans la relation d'échelle $T - M$. Même s'il reste encore des incertitudes, notre travail montre que les comptages intégrés ne permettent pas trancher sur la question de l'évolution que pour des seuils en $Y > 5.10^{-4}$ arcmin². En revanche, on peut remarquer une chute brutale des distributions aux grands redshift et notamment à $z > 0.3$ lorsque l'évolution est prise en compte quel que soit le seuil en Y considéré. La publication des catalogues complets d'amas de Planck, SPT ou ACT permettra de déterminer des comptages SZ que l'on pourra utiliser comme un nouveau moyen de tester l'évolution

de la relation $T - M$.

4.2.5 Résultats préliminaires rendus publics de Planck

Planck a été lancé en mai 2009 et effectue plusieurs relevés du ciel. Début 2011, une série d'articles ont été publiés sur les résultats préliminaires du satellite, notamment sur la calibration d'une loi d'échelle SZ local[106] et sur l'étude statistique des lois d'échelles entre l'effet SZ et les propriétés X des amas[107]. Ces résultats se sont basés sur la publication d'un premier survey SZ sur tout le ciel[104].

A partir d'un sous échantillon d'amas du Early Release Compact Source Catalogue SZ (ESZ), les collaborateurs de Planck ont travaillé sur la calibration d'une loi d'échelle à $z \leq 0.5$ entre $D_A^2 Y_{500}$ est son analogue en X $Y_{X,500}$ qui est le produit de la température T_X et de la masse de gaz $M_{g,500}$ [106]. En enquêtant dans un premier temps sur la contamination des sources radio, ils ont montré que l'effet était négligeable sur l'ajustement de la loi d'échelle en utilisant les 62 amas du sous-échantillon. Les résultats de cette étude montrent que le signal SZ observé est tout à fait en accord avec celui prédit par les observations X. De plus, en étendant leur étude à la relation $D_A^2 Y_{500}-M_{g,500}$ et $D_A^2 Y_{500}-T_X$, ils ont montré que les mesures X et SZ donnent une vue de la structure des amas parfaitement cohérente.

4.2.6 Conclusion et discussion

La prise en compte d'une évolution en redshift de la loi d'échelle température-masse a permis de prédire les comptages intégrés ainsi que les distributions en redshift des amas SZ. Ces prédictions ont notamment montré un écart qui devient significatif à $z > 0.3$.

Cette étude a été menée sans prendre en compte la fonction de sélection dont la compréhension complète sera nécessaire afin d'identifier les processus d'observation et de détection des amas ainsi que la mesure de leur flux SZ. Notons toutefois qu'à grand flux, les effets de résolution et/ou de sélection devraient peu affecter les comptages ce qui permettrait la détection de l'évolution en redshift.

De plus, l'effet SZ est très sensible à la température moyenne du gaz. Les observations fournies par Planck, SPT ou ACT permettront de clarifier si l'évolution en redshift expliquant les distribution X à grand z affecte l'amas dans sa globalité ou bien seulement la région d'où l'émission X est originaire. Les travaux préliminaires menés sur les données du catalogue ESZ de Planck ne montrent pas de signe d'évolution de la relation entre le Y (ou Y_{500}) et la masse d'un amas. Cependant, mon étude a montré que cette évolution ne peut être bien discriminée que lorsque les seuils en Y sont faibles (voir figure (4.6.1)). Il est donc clair qu'à l'heure actuelle le seuil de sensibilité de Planck ne permet pas la mise en évidence de l'évolution. Avec la publication des catalogues futurs plus profonds de Planck, le seuil de sensibilité permettra cette fois-ci de trancher sur la question de l'évolution en redshift.

Les comptages SZ permettront finalement de fournir une information plus précise sur la nature de l'évolution et notamment sur son effet sur le budget énergétique totale des amas car $Y \propto M < kT >$.

Cette évolution suggère donc que la contribution SZ au spectre de puissance des anisotropies du CMB soit plus faible que dans le cas d'un modèle Λ CDM. Dans la partie qui suit, j'étudie les anisotropies secondaires du CMB en introduisant la relation température-masse non-standard. Je montrerai aussi quelles peuvent être les causes d'une modification du spectre puissance SZ.

4.3 Contribution des amas SZ au spectre de puissance du CMB

4.3.1 Détermination du spectre de puissance SZ

Comme expliqué dans le paragraphe 2.5, des fluctuations de température du CMB ont été observées pour la première fois par le satellite COBE. Ces fluctuations sont principalement le résultat de processus s'étant déroulés avant l'époque de la recombinaison. Au delà de cette époque, les fluctuations dans le spectre de puissance du CMB sont principalement issues de l'effet SZ induit par les amas de galaxies.

L'effet SZ cinétique étant deux ordres de magnitude plus faible que l'effet thermique, sa contribution sera alors négligée dans toute cette étude. J'appellerai alors spectre de puissance SZ celui de l'effet SZ thermique. Sa forme peut être déterminée de deux manières différentes : soit à partir de simulations numériques soit à partir d'un calcul analytique.

Dans le premier cas, la détermination du spectre sera limitée aux caractéristiques de la simulation : taille de la boîte de simulation, résolution... Dans le deuxième cas, le calcul utilise deux ingrédients essentiels : la fonction de masse et un modèle de distribution du gaz intra-amas.

C'est sur cette dernière méthode que j'ai décidé d'estimer le spectre SZ, en suivant les travaux de Cole & Kaiser 1988[22] et Komatsu & Seljak 2002[77]. La corrélation entre les amas étant plus faible que le terme de Poisson ou bien le signal du CMB, elle peut être négligée et le spectre de puissance de l'effet SZ s'écrit :

$$C_l = f^2(x) \int_0^{z_{max}} dz \frac{dV}{dz d\Omega} \int_{M_{min}}^{M_{max}} dm N(m, z) |\tilde{y}_l(m, z)|^2 \quad (4.6)$$

où $f(x) = \left[x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right]$ et rend compte de la dépendance fréquentielle, $\frac{dV}{dz d\Omega}$ est le volume comobile par unité de redshift et par unité d'angle solide sur le ciel et $N(M, z)$ est la fonction de masse.

Le terme $\tilde{y}_l$ est la transformée de Fourier du profil radial 3D du paramètre de Compton y . La forme du spectre dépend de la distribution du gaz à travers ce paramètre et $\tilde{y}_l$ est donnée par :

$$\tilde{y}_l(M, z) = \frac{4\pi}{D_A^2} \int_0^{+\infty} y_{3D}(r, M) \frac{\sin(lr/D_A)}{lr/D_A} r^2 dr \quad (4.7)$$

avec :

$$y_{3D}(r, M) = \sigma_T \frac{k_B T(M)}{m_e c^2} n_e(r) \quad (4.8)$$

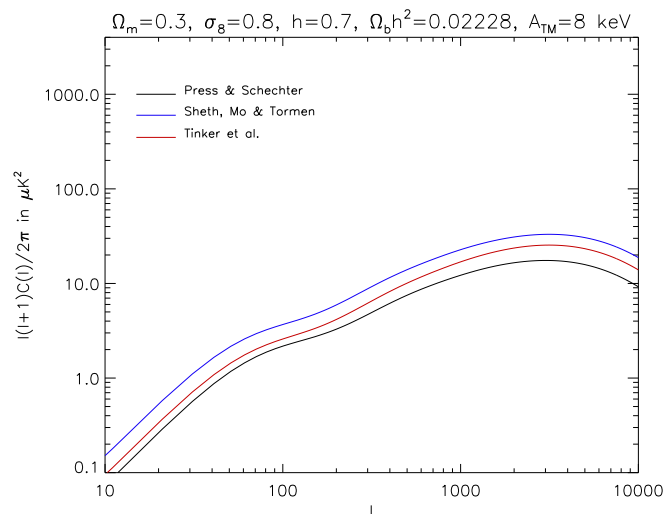


FIGURE 4.7 – $C(l)$ de la contribution de l'effet SZ tracées en utilisant les fonctions de masse de Press & Schechter (noir), Sheth, Mo & Tormen (bleu) et Tinker et al. (rouge) à $\nu = 150$ GHz.

où D_A est la distance angulaire, $k_B T(M)$ est donné par la relation d'échelle température-masse et $n_e(r)$ est la distribution électronique donnée par un β -model (Cavaliere & Fusco-Femiano 1976[19]), un modèle de gaz polytropique (Komatsu & Seljak 2001[76]) ou bien par le modèle de gaz développé par Arnaud et al. 2010[4]. La figure (4.7) a été tracée pour un β -model où l'indice $\beta = 2/3$. Cette valeur donne un spectre SZ raisonnable, même si sa valeur observée est légèrement supérieure (Reese et al. 2000[111], Grego et al. 2001[50]). Ce profil s'écrit de la façon suivante :

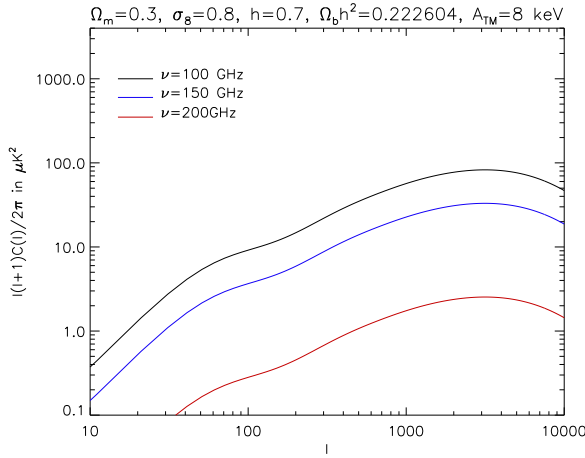
$$n_e(r) = n_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta/2} \quad (4.9)$$

où r_c est la rayon de coeur de l'amas et est pris comme $r_c = r_v/10$, n_0 est la densité de gaz au coeur de l'amas. Pour un indice $\beta = 2/3$ on obtient alors un profil dont l'intégrale diverge. Cette divergence peut être supprimée en ajoutant une coupure exponentielle. Ce terme de troncature s'écrit :

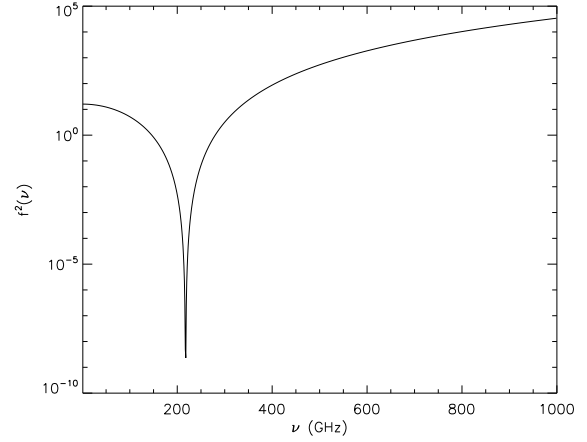
$$\tau(r) = \exp \left(-\frac{r^2}{r_t^2} \right) \quad (4.10)$$

où r est le rayon et r_t est le rayon où l'on décide de tronquer le profil. Dans ce qui suit j'ai choisi de tronquer le profil au rayon viriel, c'est-à-dire à $r_t = r_v$.

Le choix de la fonction de masse donnant des distributions en masse des amas différentes, cela impliquera aussi des différences dans la détermination du spectre. La figure (4.7) donne la forme du spectre en fonction de la fonction de masse utilisée : Press & Schechter[108], Sheth, Mo & Tormen[129] et Tinker et al.[140].



(4.8.1)



(4.8.2)

FIGURE 4.8 – (1) C_l calculé pour trois fréquences différentes $\nu = 100$ GHz (noire), $\nu = 150$ GHz (bleu) et $\nu = 200$ GHz (rouge). Le gaz suit un β -model avec $\beta = 2/3$, la relation d'échelle $T - M$ est prise sans évolution. (2) Fonction $f^2(x)$ convertie en $f^2(\nu)$.

4.3.2 Influence de l'évolution en redshift des amas

L'évolution joue un rôle majeur dans le sens où elle diminue la population des amas profonds. Dans la première partie de ce chapitre j'ai montré qu'elle avait une influence directe sur les comptages d'amas SZ. Il est donc clair que des changements dans le spectre de puissance des anisotropies secondaires du CMB sont à prévoir si on considère cette évolution. La figure (4.9.1) donne le spectre tracé pour un modèle Λ CDM, en prenant en compte la fonction de masse de Sheth, Mo & Tormen et une relation d'échelle $T - M$ standard (bleu) puis une qui évolue (rouge) avec le redshift. La distribution du gaz suit un β -model. Les paramètres utilisés ont été pris de l'étude MCMC en incluant les amas X (voir la table (3.9)).

Le spectre étant fréquence-dépendant, la figure (4.9.1) montre aussi les résultats obtenus pour fréquences deux différentes $\nu = 100$ GHz et $\nu = 150$ GHz. Cette dépendance varie comme le carré de la fonction $f(x)$ dont la représentation est donnée sur la figure (4.8.2). Le changement en fréquence s'interprète donc comme un coefficient multiplicatif qui ne peut expliquer en rien l'effet de l'évolution en redshift de la loi $T - M$ sur le spectre.

L'amplitude maximale du spectre se retrouve donc amoindri à grand l sous l'effet de l'évolution et le pic d'amplitude se retrouve aussi décalé. L'explication vient du fait que l'évolution abaisse la distribution des objets à grand z . Pour un même modèle, la puissance des amas locaux sera dominante devant celle des amas profonds, et plus on regarde à grand z moins il y a d'amas, ce qui a pour conséquence une baisse de la puissance à grand l .

Sur les figures (4.9.2), (4.9.3) et (4.9.4) le spectre de puissance SZ est tracé pour trois valeurs de Ω_m , σ_8 et A_{TM} . On peut noter que la variation d'un de ces paramètres a une influence directe sur l'amplitude. Seul un changement de Ω_m permet de décaler

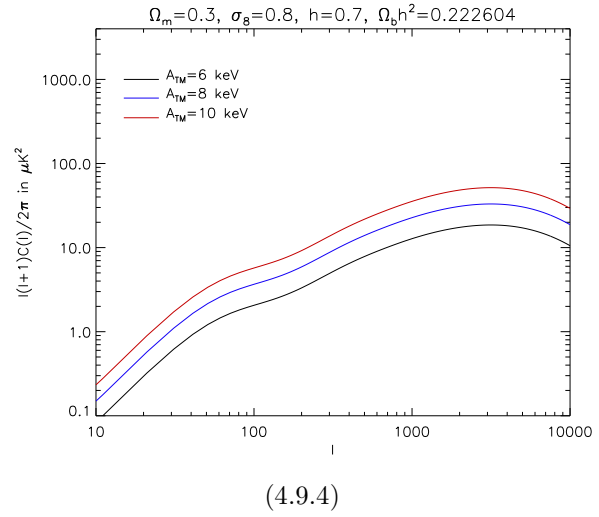
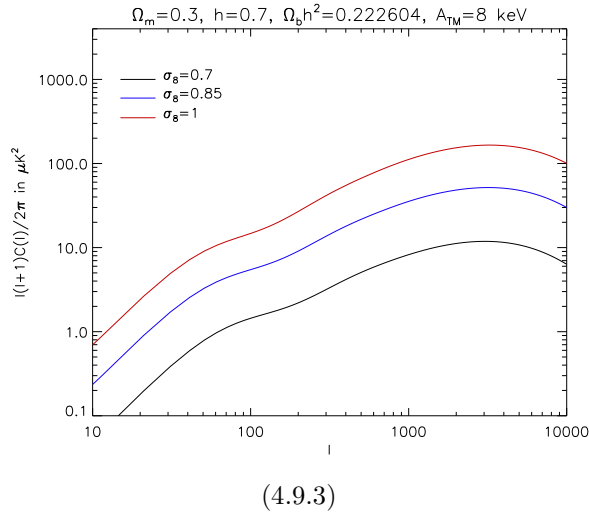
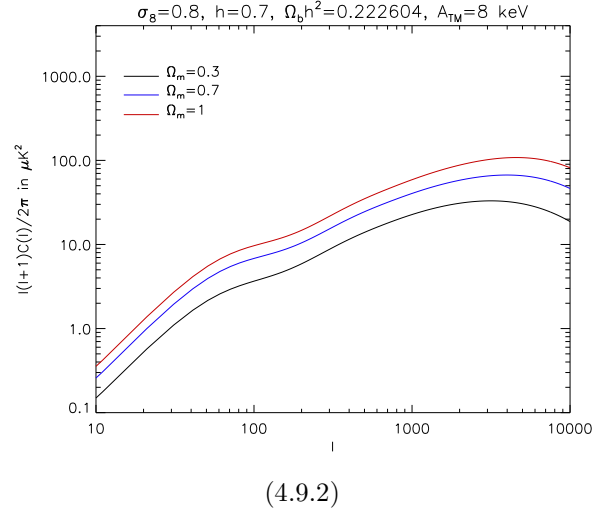
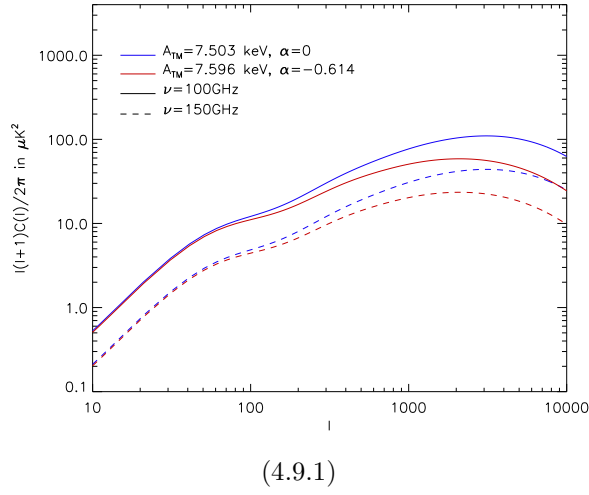
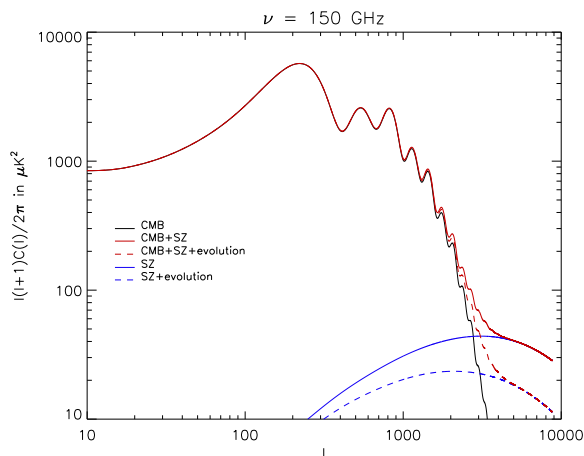
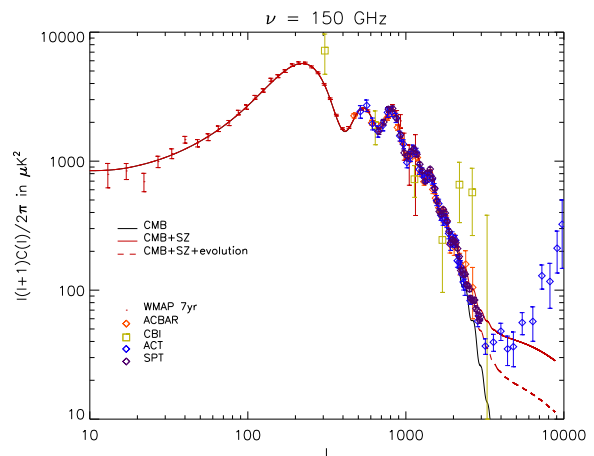


FIGURE 4.9 – Spectres de puissances tracés pour différents modèles. (1) Modèles issus du MCMC des amas X. (2) Modèles tracés pour différentes valeurs de Ω_m . (3) Modèles tracés pour différentes valeurs de σ_8 . (4) Modèles tracés pour différentes valeurs de A_{TM} . Spectres tracés à $\nu = 150$ GHz.



(4.10.1)



(4.10.2)

FIGURE 4.10 – (1) *Spectres de puissance des anisotropies du CMB. Les primaires sont tracées en noir, les secondaires de la contribution SZ sont en bleu et la somme des deux est rouge. Les tirets indiquent l'utilisation de l'évolution.* (2) *Même figure que (1) avec des points d'observation. La contribution SZ seule n'est pas tracée. Spectres tracés à $\nu = 150$ GHz.*

le pic. Pour reproduire le décalage observé par l'effet de l'évolution de la relation $T - M$, seules les faibles valeurs de Ω_m (< 0.25) sont à considérer, ce qui est en total désaccord avec les contraintes fournies par le CMB.

La contribution SZ est alors ajoutée au spectre des anisotropies primaires pour obtenir la résultante totale. Le spectre primaire a été obtenu en injectant nos modèles dans le logiciel CAMB. Sur la figure (4.10.1), sont tracés le spectre des anisotropies primaires, celui des secondaires et la somme des deux. La contribution SZ est tracée pour une fréquence $\nu = 150$ GHz et en utilisant les résultats du MCMC résumés dans les tableaux (3.5) (standard) et (3.9) (évolution). Les points tracés sur la figure (4.10.2) sont les observations obtenues par WMAP[81], ACBAR[113], CBI[90], ACT[24] et SPT[70] et semblent être en faveur d'un modèle avec évolution.

Toutefois, ce résultat n'est obtenu que pour le meilleur modèle issu des chaînes MCMC. Les barres d'erreurs à 1σ des spectres ont été obtenues en sélectionnant 68% des modèles autour du maximum de likelihood dans les chaînes MCMC. Ces barres d'erreur permettent de discriminer de manière plus réaliste la différence entre cas standard et cas avec évolution. Les figures (4.11.1) et (4.11.2) illustre ces résultats. Les points tracés sont les observations obtenues par WMAP, ACBAR, CBI, ACT et SPT. La fréquence utilisée dans le calcul des C_l du SZ est $\nu = 150$ GHz ce qui est la fréquence des différentes observations.

Même si les mesures se limitent à $l < 3000$, elles ne permettent pas encore de trancher définitivement sur la question de l'évolution. Seuls les observations de ACT[30, 24] semblent confirmer l'évolution. La remontée observée à $l > 3000$ est due à la contamination des sources radio et infra-rouge.

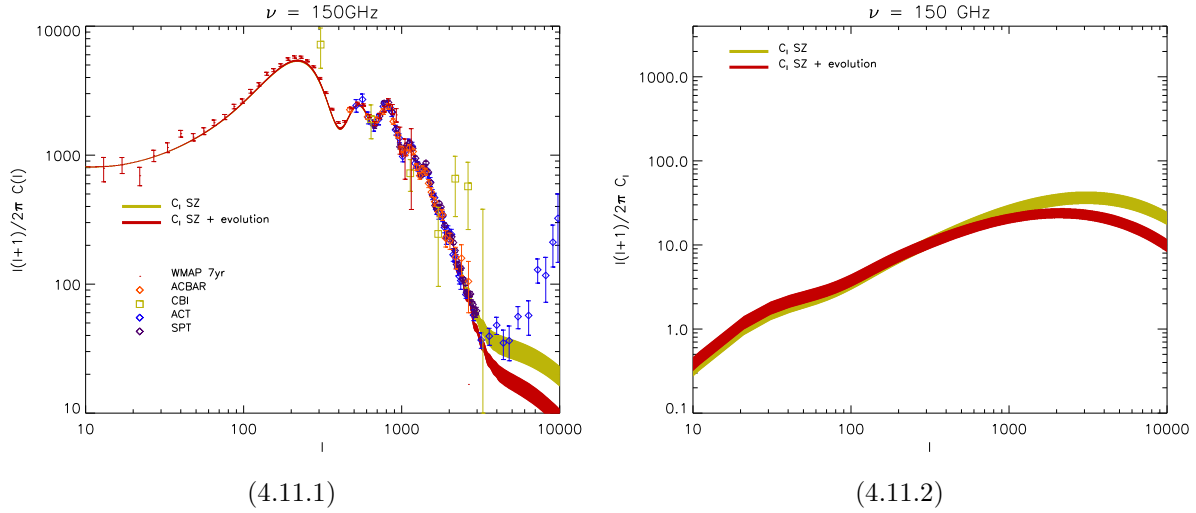


FIGURE 4.11 – (1) Barres d'erreurs à 1σ du spectre de puissance des anisotropies du CMB. Le modèle sans évolution est représenté par la bande jaune, celui avec évolution par la bande rouge. (2) Barres d'erreurs de la contribution SZ seule. Le code de couleur est le même que (1).

En résumé, pour des $l < 1000$ le signal des fluctuations primaires domine le spectre total et la contribution SZ n'est pas visible. En revanche, lorsque la contribution SZ devient important, l'effet de l'évolution se voit à partir de $l > 1500$ et devient de plus en plus fort au fur et à mesure que le signal SZ devient dominant.

4.3.3 Influence du profil de gaz et du rayon des amas

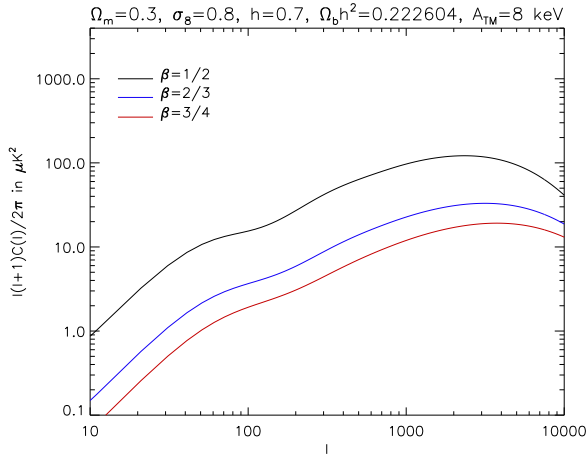
La détermination des C_l de la contribution de l'effet Sunyaev-Zel'dovich aux fluctuations du CMB a été réalisée jusqu'ici en supposant que le profil de gaz suivait un β -modèle dont l'indice était fixé à $\beta = 2/3$ et l'intégration du profil a été effectuée jusqu'au rayon viriel.

Il est donc clair qu'une mauvaise interprétation de la distribution du gaz ainsi que des propriétés des amas engendreraient des erreurs dans l'estimation du spectre de puissance (voir les travaux de Taburet et al.2010[137]).

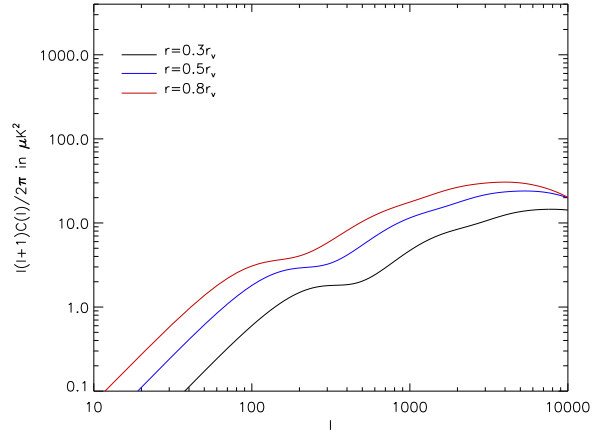
J'ai dans un premier temps regardé le comportement du spectre en fonction de la valeur de l'indice du β -modèle. La figure (4.12.1) illustre le résultat pour trois valeurs de l'indice : $\beta = 1/2$ (noir), $\beta = 2/3$ (bleu) et $\beta = 3/4$ (rouge). Pour un décalage de $\pm 20\%$ l'écart entre les spectres est de l'ordre d'un facteur 2 à grand l . De plus, le pic d'amplitude semble se déplacer vers les petites échelles au fur et à mesure que l'indice β augmente.

Taburet et al.2010[137] ont montré qu'une différence de 5% dans la valeur de β pouvait entraîner des biais de 0.4, 0.8 et 0.4 sur la précision attendue des valeurs respectivement de Ω_m , σ_8 et H_0 .

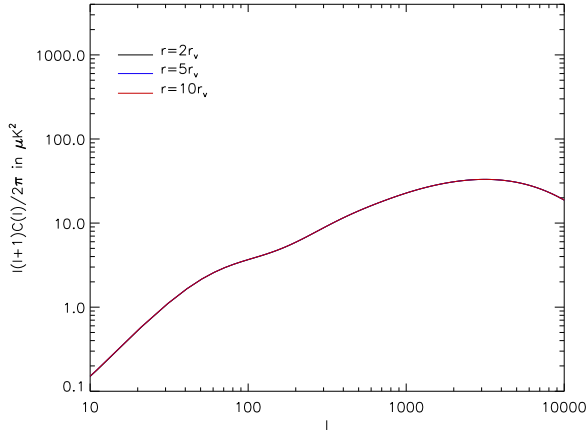
Une autre source d'erreur peut être la géométrie des amas. Jusqu'ici l'intégration du profil de gaz a été effectuée jusqu'au rayon viriel ce qui correspondait à une



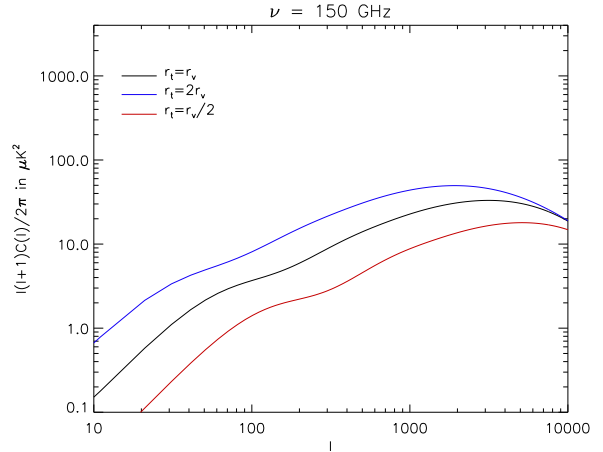
(4.12.1)



(4.12.2)



(4.12.3)

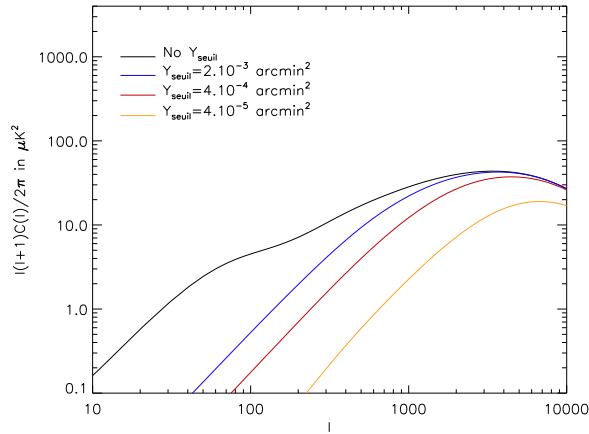


(4.12.4)

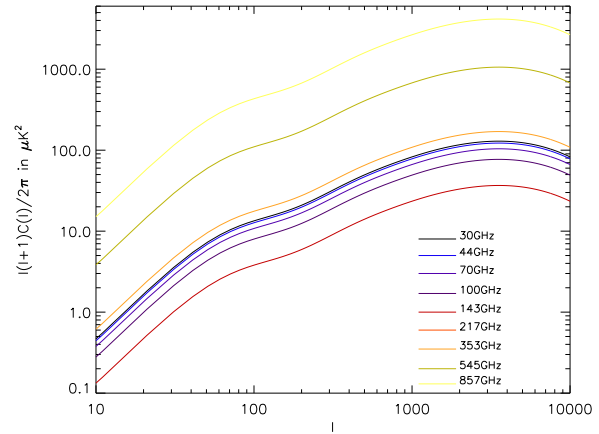
FIGURE 4.12 – (1)(2)(3) *Spectre de puissance de la contribution SZ tracée en fonction de différents β -profils et de rayon d'intégration du profil.* (4) *Même tracé où le rayon de troncature pour l'intégration du profil change.* Spectres tracés à $\nu = 150$ GHz.

intégration sur l'amas tout entier. Dans le travail présenté ici, j'ai utilisé un profil de gaz qui est un β -model avec $\beta = 2/3$ ce qui correspond à une bonne représentation du profil des amas. En intégrant ce profil selon r , l'intégrale devient divergente et une coupure exponentielle a été rajouté de manière à rendre l'intégrale convergente. La troncature a été effectuée pour $r_t = r_v$ (voir équation (4.10)). Ainsi, si l'on intègre au delà du rayon viriel le profil de distribution du gaz, le résultat ne doit pas varier en fonction du rayon. La figure (4.12.3) montre le spectre obtenu pour des intégrations du profil $r = 2r_v$, $r = 5r_v$ et $r = 10r_v$. Le terme de coupure exponentielle permet donc d'obtenir une représentation correcte du profil de gaz au delà du rayon maximum de l'amas, c'est-à-dire le rayon viriel.

La figure (4.12.2) donne les spectres pour des intégrations du profil de gaz à différents rayons en dessous du rayon viriel. On remarque que considérer des amas



(4.13.1)



(4.13.2)

FIGURE 4.13 – (1) C_l tracés pour différents seuils en Y à $\nu = 150$ GHz. (2) C_l tracés aux différentes fréquences de Planck.

plus petits revient à en augmenter leur nombre notamment à grand z . La perte de puissance aux petits l devient alors un gain aux grands l d'où le décalage du spectre aux petites échelles. Cet effet peut être aussi observé lorsque l'on change le rayon de troncature r_t dans la coupure exponentielle du profil (voir figure (4.12.4)).

4.3.4 Prédictions préliminaires sur Planck

Le travail mené jusqu'ici a supposé un intervalle de masse allant de 0.05 à $5 \cdot 10^{15} M_{\odot}$. Le seuil de sensibilité de la mission Planck a été fixé dans un premier temps à $Y = 2.10^{-3} \text{ arcmin}^2$. En prenant en compte ce seuil à travers la relation (4.2), on va alors enlever les sources les plus brillantes dans le calcul des C_l . Cela se traduit alors par un changement de la borne supérieure en masse dans l'équation (4.6).

Ceci aura pour conséquence d'abaisser le spectre aux petits l pour des seuils $Y_{seuil} \geq 10^{-3} \text{ arcmin}^2$. En revanche pour des seuils plus bas, le spectre se retrouvera entièrement abaissé et le pic d'amplitude se décalera vers les petites échelles. La figure (4.13.1) montre la comparaison entre les C_l obtenus sans changer la borne supérieure de l'intégrale de la fonction de masse et en appliquant le seuil de Planck ainsi que ceux du paragraphe 4.2.4. La contribution de l'effet SZ reste alors dominante pour de seuils en Y suffisamment hauts et à $l > 2000$.

L'observation multi-fréquence de Planck permettra d'enregistrer un signal SZ assez important. Ainsi, en comparant les résultats pour différentes fréquences, cela devrait permettre d'extraire la signature spectre du SZ et de la distinguer de celle du signal des anisotropies primaire. La figure (4.13.2) donne les C_l aux différentes fréquences de Planck sans enlever les sources brillantes. Pour les hautes fréquences, le signal sera fort mais devrait être pollué par le signal émis par les poussières extragalactiques. La comparaison entre les fréquences du LFI et les quatre premières du

HFI devrait permettre de mieux identifier la signature spectrale de l'effet SZ.

4.4 Conclusions et discussion

Les observations X ont montré que des processus non gravitationnels pouvaient modifier fortement la distribution en température des amas. A travers cette étude j'ai montré que cet effet avait une influence directe sur les comptages d'amas par effet SZ ainsi que sur le spectre de puissance des anisotropies secondaires du CMB. Même s'il existe une relation d'échelle entre la température du gaz et la température X, la conséquence de l'évolution en redshift devrait être observée à travers les comptages d'objets et le spectre de puissance SZ.

Les données actuelles de Planck sur les amas ne permettent pas encore de trancher sur la question de l'évolution à partir des comptages d'amas SZ. En effet, j'ai montré qu'au seuil en Y considéré, la différence entre les distributions en redshift (ou bien sur le comptage des sources) n'est pas significative. Cependant, les nouveaux catalogues d'amas de Planck permettront de mieux discriminer cette évolution en redshift à partir des comptages. Enfin il sera nécessaire d'y ajouter les données de SPT et ACT dont le seuil de sensibilité en Y permettra de mieux mettre en évidence cette évolution.

Cependant, même si les comptages d'amas SZ ne permettent pas pleinement de caractériser l'évolution en redshift de la loi $T - M$, les données de SPT et ACT sur le spectre de puissance des anisotropies permettent déjà une meilleure compréhension de cette évolution. En effet, les travaux de SPT en 2010[85] ont permis de mesurer les anisotropies secondaire du CMB après extraction de toutes les sources brillantes du ciel. Ils ont alors montré que la contribution SZ était plus faible que celle prédite par les résultats de WMAP. Ils en ont alors conclu que cet effet pouvait être dû au fait que les modèles de pression des amas surestimaient la pression thermique du gaz intra-amas ou bien que la valeur de σ_8 était surestimée. Le travail mené ici est une première étape dans la détermination du spectre de puissance des anisotropies induites par l'effet SZ. J'y ai clairement montré que la valeur du σ_8 était bien contrainte par le CMB, les supernovae et les galaxies rouges. Il est donc clair à l'heure actuelle que les résultats de mon étude privilégient le premier scénario de SPT qui expliquera la baisse de la contribution de l'effet SZ au spectre du CMB.

Enfin, j'ai montré que les suppositions sur la distribution du gaz et/ou sur la géométrie de l'amas modifiaient la forme du spectre des anisotropies secondaire. En effet, en accord avec les travaux de Taburet et al.2010[137], une sur-estimation de la valeur la pente β du profil de gaz modifie le spectre pour un spectre Λ CDM. Il est donc clair que pour une utilisation cosmologique du spectre de puissance du CMB à grand l la détermination des paramètres cosmologiques peut se retrouver biaisée si la géométrie et le profil de pression des amas sont mal compris. Des travaux récents sur le profil de température des amas (Arnaud et al.2010[4]) seraient à considérer, il a notamment été montré que ce profil n'est pas isotherme. Cependant au final, on s'attend à ce que l'effet de l'évolution de la relation $T - M$ soit aussi important que les aspects géométriques.

Conclusion

Depuis plus d’une décennie, la cosmologie est entrée dans l’ère de la *précision*. Les différentes sondes cosmologiques à notre portée nous ont permis de poser des contraintes fortes sur le contenu en matière baryonique de notre Univers, ainsi que sur ses composantes encore bien mystérieuses telles que la Matière Noire ou bien l’Énergie Noire. A travers cette thèse, j’ai posé des contraintes fortes sur la physique des amas de galaxies grâce à leur distribution en température ainsi qu’à leur évolution en fonction du temps. Ces objets étant les plus massifs de l’Univers, leur population en fonction de la température ou bien de la masse est fortement dépendante de la cosmologie sous-jacente.

Le principal résultat de cette étude a été la mise en évidence d’une évolution dans le temps de la relation entre la température et la masse des amas. Ce travail a été réalisé en comparant plusieurs échantillons d’amas X à grand redshift ($z > 0.3$) à un échantillon local. En combinant les données des sondes cosmologiques comme le CMB, les supernovae de type Ia, le spectre de puissance des galaxies rouge et nos échantillons d’amas, une étude statistique par *Monte-Carlo Markov Chains* (MCMC) a permis de poser des contraintes extrêmement fortes sur les paramètres cosmologiques comme la densité de matière Ω_m ou bien la variance cosmique σ_8 , mais aussi sur les propriétés physiques du gaz des amas. En enquêtant sur les différentes sources de systématiques comme le choix de la fonction de masse, la définition de la masse, la dispersion de la relation $T - M$, j’ai montré qu’elles ne pouvaient expliquer l’évolution en redshift de la relation température-masse mais aussi que le résultat sur les paramètres cosmologiques ou bien sur la physique des amas n’en étaient que peu sensible. Ainsi, la conclusion principale peut être considérée comme parfaitement stable car indépendante des choix de la modélisation. Enfin, en étudiant chaque échantillon profond séparément, j’ai montré que les modèles des fonctions de distribution en température reproduisaient avec une très bon accord les données que se soit au niveau local ou bien profond.

Les résultats obtenus par ce travail sont d’une grande importance pour l’étude et l’évolution de notre Univers. J’ai montré notamment que l’utilisation de la population des amas comme test cosmologique nécessitait de bien comprendre la physique des amas. En effet, une mauvaise prise en compte de la physique du gaz pourrait modifier profondément la population des amas et donc la valeur des paramètres cosmologiques. Ce travail a été entièrement effectué en considérant un modèle Λ CDM dans lequel l’Énergie Noire a le comportement d’une constante cosmologiques. Les résultats sur les paramètres cosmologiques sont tout à fait en accord avec ce modèle et cela à plus de 95% de confiance.

Les autres résultats importants de cette thèse ont été les prédictions effectuées sur

les comptages d'amas par effet Sunyaev-Zel'dovich ainsi que sur leur contribution au spectre de puissance des anisotropies du CMB. L'effet SZ étant dépendant de la température, j'ai montré qu'il était possible de lier la température X des amas à celle du gaz par une loi d'échelle dont la normalisation est supposée constante. J'ai pu ainsi inclure la relation d'échelle $T - M$ évoluant avec le redshift ce qui m'a permis d'effectuer des prédictions sur les comptages d'objets pour différentes missions comme Planck ou South Pole Telescope. J'ai alors montré que l'évolution en redshift abaissait les distributions d'autant plus fortement que le redshift est grand.

A l'heure actuelle, les comptages d'amas SZ ne fournissent pas encore d'arguments pertinents en faveur de l'évolution. Les résultats sur le spectre de puissance permettront de mieux la caractériser et de trancher définitivement sur son existence. En effet, les résultats des missions comme SPT ou ACT ont montré que la contribution SZ au spectre de puissance du CMB était plus faible que celle prédite par les observations de WMAP. Les deux explications qui sont considérées sont le fait que les modèles de profil de pression des amas surestiment la pression thermique du gaz intra-amas ou bien que la valeur du σ_8 ($\sigma_8 \sim 0.77$) est plus faible que celle prédite par les observations ($\sigma_8 = 0.84$). Le travail mené ici a contraint la valeur de σ_8 sans utiliser les données des amas. J'ai pu ainsi montrer que le scénario de surestimation de la pression thermique du gaz intra-amas était plus en accord avec mes résultats.

Toutefois, il reste encore beaucoup d'incertitudes sur géométrie et les propriétés physique du gaz des amas. Les données des missions Planck, SPT, ACT ou des futures missions comme eRosita ou Athena permettront de mieux comprendre la physique sous-jacente des amas afin de maîtriser tous les biais ou systématiques qui engendreraient des erreurs dans la détermination des propriétés de l'Univers et de la nature de l'Énergie Noire.

Ce travail, mené en considérant un spectre Λ CDM a permis de montrer que l'utilisation des amas comme test cosmologique ne peut se faire sans avoir pleinement compris tous les processus qui régissent leur dynamique. Avec l'avancée des technologies, il devient alors nécessaire de maîtriser toutes les techniques d'observations afin de ne pas insérer des systématiques qui viendraient biaiser notre compréhension de l'Univers. Ce travail a permis de montrer qu'il est important de ne pas conclure trop vite quand à notre connaissance des amas et de l'Univers. De nombreux aspects restent encore à tester, notamment la prise en compte des neutrinos dans le spectre ou des ondes gravitationnelles. Enfin, tout le travail mené dans cette thèse a supposé la pente de la relation $T - M$ fixe et égale à $\gamma = 3/2$. Il est serait donc intéressant de laisser libre ce paramètre afin d'observer si d'éventuels changement peuvent s'opérer sur les valeurs de la normalisation et de l'évolution.

Je conclurai cette thèse comme je l'ai commencée par une citation d'Albert Einstein : *Quiconque prétend s'ériger en juge de la vérité et du savoir s'expose à périr sous les éclats de rire des dieux puisque nous ignorons comment sont réellement les choses et que nous n'en connaissons que la représentation que nous en faisons.*

Annexe A

Détails des formules...

Dans cette section je donne les différentes formules qui m'ont permis de tester les propriétés des amas dans différents modèles cosmologiques. Ces formules sont tirées de Henry 2000 et 2004[55][56], Carroll et.al1992[18], Yoshii 1995[153], Schuecker et al.2003[127] et Wang & Steinhardt 1998[150].

A.1 Modèle général

Dans cette partie je donne les formules pour un modèle cosmologique générale qui prend en compte la courbure Ω_k mais où l'Énergie Noire est prise comme constante cosmologique, i.e $w = -1$.

$$x_\Lambda(z) = \left(\frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_m} \right)^{1/3} \frac{1}{1+z} \quad (\text{A.1})$$

$$x_k(z) = \frac{\Omega_k}{\Omega_m} \frac{1}{1+z} \quad (\text{A.2})$$

$$\Omega_m(z) = \frac{1}{1 + x_k(z) + x_\Lambda^3(z)} \quad (\text{A.3})$$

$$\Omega_\Lambda(z) = \frac{x_\Lambda^3(z)}{1 + x_k(z) + x_\Lambda^3(z)} \quad (\text{A.4})$$

$$\Omega_k(z) = \frac{x_k(z)}{1 + x_k(z) + x_\Lambda^3(z)} \quad (\text{A.5})$$

$$\delta_c(\Omega_m, \Omega_\Lambda, z) \simeq 1.686 \quad (\text{A.6})$$

Le contraste de sur-densité définit par le rapport de la densité d'un amas sur la densité de l'Univers s'écrira de la façon suivante :

$$\Delta(\Omega_m, \Omega_\Lambda, z) = \sum_{i,j=0}^4 c_{ij} (\Omega_m(z) - 0.2)^i \Omega_\Lambda^j(z) \quad (\text{A.7})$$

Cette formule est valide pour $0.2 \leq \Omega_m \leq 1.1$ et $0 \leq \Omega_\Lambda \leq 1$ [102]. Les coefficients c_{ij} sont données dans le tableau (A.1)

i	j				
	0	1	2	3	4
0	546.67	-137.82	94.083	-204.68	111.51
1	-1745.6	627.22	-1175.2	2445.7	-1341.7
2	3928.8	-1519.3	4015.8	-8415.3	4642.1
3	-4384.8	1748.7	-5362.1	11257	-6218.2
4	1842.3	-765.53	2507.7	-5210.7	2867.5

TABLE A.1 – Coefficients c_{ij} pour le calcul du contraste de sur-densité Δ dans le cas d'un modèle cosmologique général.

Le taux de croissance s'écrit alors :

$$D(\Omega_m, \Omega_\Lambda, z) = \frac{x_\Lambda(z)}{x_\Lambda(0)} \sqrt{1 + x_k(z) + x_\Lambda^3(z)} \int_0^1 dy [1 + x_k(z)y^{2/5} + x_\Lambda^3(z)y^{6/5}]^{-3/2} \quad (\text{A.8})$$

Dans le cas d'un modèle général le volume par unité d'angle solide doit prendre en compte la courbure. Il s'écrit alors de trois manières différentes (respectivement pour $\Omega_k > 0$, $\Omega_k = 0$ et $\Omega_k < 0$:

$$\frac{dV(\Omega_m, \Omega_\Lambda, \leq z)}{d\Omega} = C_t \frac{1}{2\Omega_k} \left[\frac{H_0 D_L}{c(1+z)} \sqrt{1 + \Omega_k \left(\frac{H_0 D_L}{c(1+z)} \right)^2} - \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh^{-1} \left(\frac{H_0 D_L \sqrt{\Omega_k}}{c(1+z)} \right) \right] \quad (\text{A.9a})$$

$$\frac{dV(\Omega_m, \Omega_\Lambda, \leq z)}{d\Omega} = \frac{1}{3} \left(\frac{D_L}{1+z} \right)^3 \quad (\text{A.9b})$$

$$\frac{dV(\Omega_m, \Omega_\Lambda, \leq z)}{d\Omega} = C_t \frac{1}{2\Omega_k} \left[\frac{H_0 D_L}{c(1+z)} \sqrt{1 + \Omega_k \left(\frac{H_0 D_L}{c(1+z)} \right)^2} - \frac{1}{\sqrt{-\Omega_k}} \sin^{-1} \left(\frac{H_0 D_L \sqrt{-\Omega_k}}{c(1+z)} \right) \right] \quad (\text{A.9c})$$

où $C_t = \left(\frac{c}{H_0} \right)^3$. D_L est la distance luminosité donnée par l'équation (1.21), tout en prenant en compte le signe de la courbure.

A.2 Quintessence

Dans cette partie les équations sont données pour un modèle cosmologique plat, le paramètre d'équation d'état de l'Énergie noire w est laissé libre.

$$x(z) = \frac{(\Omega_m^{-1} - 1)^{-w/3}}{1+z} \quad (\text{A.10})$$

$$\Omega_m(z) = \frac{1}{1 + x(z)^{-3w}} \quad (\text{A.11})$$

$$\delta_c(\Omega, w, z) = 1.686\Omega_m^{0.037/(1-w)^{2.7}} \quad (\text{A.12})$$

Le contraste de sur-densité s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta(\Omega_m, w, z) = \zeta \left(\frac{R_{ta}}{R_{vir}} \right)^3 \left(\frac{1 + z_{ta}}{1 + z} \right)^3 \quad (\text{A.13})$$

où l'indice t_a fait référence à la phase de "*turnaround*" des amas. La fonction ζ est alors donnée par :

$$\zeta = \left(\frac{3\pi}{4} \right)^2 [\Omega_m(z_{ta})]^{-0.79+0.26\Omega_m(z_{ta})} - 0.06w \quad (\text{A.14})$$

Le rapport des rayons s'écrit :

$$\frac{R_{ta}}{R_{vir}} = \frac{2 + 2\zeta^{-1}(\Omega_m^{-1}(z_{ta}) - 1) - 3\zeta^{-1}(\Omega_m^{-1}(z) - 1)((1+z)/(1+z_{ta}))^3}{1 - \zeta^{-1}(\Omega_m^{-1}(z) - 1)((1+z)/(1+z_{ta}))^3} \quad (\text{A.15})$$

Les amas commencent à s'effondrer à partir du redshift du "*turnaround*" que l'on peut alors écrire de la manière suivante :

$$\int_0^{1/(1+z)} dy y^{1/2} [\Omega_m + (1 - \Omega_m)y^{-3w}]^{-1/2} = 2 \int_0^{1/(1+z_{ta})} dy y^{1/2} [\Omega_m + (1 - \Omega_m)y^{-3w}]^{-1/2} \quad (\text{A.16})$$

Le taux de croisse s'écrit sous la forme :

$$D(\Omega_m, w, z) \simeq \frac{1}{1+z} \exp \left[\int_0^z dy (1 - \Omega_m^{\alpha(y)}(y))/(1+y) \right] \quad (\text{A.17})$$

avec :

$$\alpha(y) \simeq \frac{3}{5 - \frac{w}{1-w}} + \frac{3}{125} \frac{(1-w)(1 - \frac{3w}{2})}{(1 - \frac{6w}{5})^3} (1 - \Omega_m(y)) \quad (\text{A.18})$$

Le volume par unité d'angle solide est déduit en intégrant l'expression suivante sur les redshifts z :

$$\frac{d^2V(\Omega_m, w, z)}{d\Omega dz} = \frac{c}{H_0} \frac{D_L^2(\Omega_m, w, z)}{(1+z)^2 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + (1 - \Omega_m)(1+z)^{3(1+w)}}} \quad (\text{A.19})$$

où la distance luminosité est donnée par :

$$D_L(\Omega_m, w, z) = \frac{c}{H_0} (1+z) \int_0^z dx (\Omega_m(1+x)^3 + (1 - \Omega_m)(1+x)^{3(1+w)})^{-1/2} \quad (\text{A.20})$$

Annexe B

Tableaux des données profondes

Dans cette section, je résume les données des différents échantillon profonds utilisés : le 400 deg² et les échantillons MACS 2007 et 2010.

Nom	z	L_x	T	f_x
		10 ⁴⁴ erg.s ⁻¹	keV	10 ⁻¹² cgs
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
MACSJ0018.5+1626	0.5461	19.6	9.4	2.14
MACSJ0025.4-1222	0.5843	8.8	7.1	0.81
MACSJ0257.1-2325	0.5053	13.7	10.5	1.80
MACSJ0454.1-0300	0.5377	16.8	7.5	1.88
MACSJ0647.7+7015	0.5908	15.9	11.5	1.49
MACSJ0717.5+3745	0.5460	24.6	11.6	2.74
MACSJ0744.8+3927	0.6972	22.9	8.1	1.44
MACSJ0911.2+1746	0.5049	7.8	8.8	1.00
MACSJ1149.5+2223	0.5445	17.6	9.1	1.95
MACSJ1423.8+2404	0.5428	16.5	7.0	1.80
MACSJ2129.4-0741	0.5891	15.7	8.1	1.45
MACSJ2214.9-1359	0.5026	14.1	8.8	1.85

TABLE B.1 – *Echantillon profond extrait du MACS 2007. (2) redshift - (3) luminosité X dans la bande d'énergie [0.1-2.4] keV - (4) Température X - (5) flux Chandra*

Nom	z	L_x	T	f_x
		$10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$	keV	10^{-12} cgs
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
MACSJ0011.7-1523	0.379	8.9	6.8 ± 0.6	2.07
MACSJ0014.3-3022	0.308	13.6	8.5 ± 0.4	5.42
MACSJ0035.4-2015	0.352	11.9	7.3 ± 0.7	2.05
MACSJ0152.5-2852	0.413	8.6	4.7 ± 0.5	2.72
MACSJ0159.8-0849	0.406	16.0	9.1 ± 0.7	2.47
MACSJ0242.5-2132	0.314	14.2	5.0 ± 0.8	3.74
MACSJ0257.6-2209	0.322	7.0	7.0 ± 0.9	2.22
MACSJ0308.9+2645	0.356	14.7	10.0 ± 1.1	2.10
MACSJ0358.8-2955	0.425	18.9	8.8 ± 1.1	2.65
MACSJ0404.6+1109	0.352	4.3	7.7 ± 2.8	2.27
MACSJ0417.5-1154	0.443	29.1	9.5 ± 1.1	4.13
MACSJ0429.6-0253	0.399	10.9	8.3 ± 1.6	2.11
MACSJ0520.7-1328	0.336	7.9	6.5 ± 0.8	2.51
MACSJ0547.0-3904	0.319	6.4	4.7 ± 0.5	2.11
MACSJ0947.2+7623	0.354	20.0	9.5 ± 2.1	4.16
MACSJ0949.8+1708	0.384	10.6	8.9 ± 1.8	3.15
MACSJ1115.8+0129	0.355	14.5	9.2 ± 1.0	2.98
MACSJ1131.8-1955	0.306	13.1	9.4 ± 1.7	3.15
MACSJ1206.2-0847	0.439	21.1	10.7 ± 1.3	2.04
MACSJ1319.9+7003	0.327	4.2	8.4 ± 2.4	2.25
MACSJ1347.5-1144	0.451	42.2	10.8 ± 0.8	5.47
MACSJ1427.6-2521	0.318	4.1	4.9 ± 0.6	3.09
MACSJ1532.8+3021	0.363	19.8	6.8 ± 1.0	3.58
MACSJ1720.2+3536	0.387	10.2	7.9 ± 0.7	2.24
MACSJ1731.6+2252	0.389	9.3	5.9 ± 0.6	2.36
MACSJ1931.8-2634	0.352	19.7	7.5 ± 1.4	3.65
MACSJ2049.9-3217	0.323	6.1	8.1 ± 1.2	2.00
MACSJ2140.2-2339	0.313	11.1	4.7 ± 0.4	2.86
MACSJ2211.7-0349	0.397	24.0	14.0 ± 2.7	2.78
MACSJ2228.5+2036	0.411	13.3	7.4 ± 0.8	2.26
MACSJ2229.7-2755	0.324	10.0	5.8 ± 0.7	2.57
MACSJ2243.3-0935	0.447	15.2	8.2 ± 0.9	2.31
MACSJ2245.0+2637	0.301	7.6	5.5 ± 0.6	2.88
MACSJ2311.5+0338	0.305	12.9	7.5 ± 1.1	3.48

TABLE B.2 – *Echantillon profond extrait du MACS 2010. (2) redshift - (3) luminosité X dans la bande d'énergie [0.1-2.4] keV - (4) Température X - (5) flux Chandra*

Nom	z	L_x	T	M_Y	f_x
		$10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$	keV	10^{14} M	10^{-13} cgs
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
0302-0423	0.3501	5.24	4.78 ± 0.75	3.72 ± 0.38	15.34
1212+2733	0.3533	3.61	6.62 ± 0.89	6.17 ± 0.57	10.53
0350-3801	0.3631	0.68	2.45 ± 0.50	1.43 ± 0.19	1.68
0318-0302	0.3700	1.82	4.04 ± 0.63	2.82 ± 0.28	4.63
0159+0030	0.3860	1.42	4.25 ± 0.96	2.51 ± 0.37	3.30
0958+4702	0.3900	1.04	3.57 ± 0.73	1.84 ± 0.25	2.22
0809+2811	0.3990	2.50	4.17 ± 0.73	3.69 ± 0.42	5.40
1416+4446	0.4000	1.94	3.26 ± 0.46	2.52 ± 0.24	4.01
1312+3900	0.4037	1.37	3.72 ± 1.06	2.75 ± 0.57	2.71
1003+3253	0.4161	1.53	5.44 ± 1.40	2.80 ± 0.49	3.04
0141-3034	0.4423	1.32	2.13 ± 0.38	1.22 ± 0.17	2.06
1701+6414	0.4530	2.39	4.36 ± 0.46	3.28 ± 0.24	3.91
1641+4001	0.4640	0.946	3.31 ± 0.62	1.70 ± 0.20	1.43
0522-3624	0.4720	1.04	3.46 ± 0.48	2.18 ± 0.21	1.47
1222+2709	0.4720	0.988	3.74 ± 0.61	2.09 ± 0.24	1.39
0355-3741	0.4730	1.76	4.61 ± 0.82	3.02 ± 0.35	2.48
0853+5759	0.4750	0.843	3.42 ± 0.67	2.05 ± 0.27	1.22
0333-2456	0.4751	0.979	3.16 ± 0.58	1.90 ± 0.22	1.33
0926+1242	0.4890	1.50	4.74 ± 0.71	3.00 ± 0.30	2.04
0030+2618	0.5000	1.57	5.63 ± 1.13	3.43 ± 0.41	2.09
1002+6858	0.5000	1.71	4.04 ± 0.83	2.80 ± 0.40	2.19
1524+0957	0.5160	2.07	4.23 ± 0.51	3.24 ± 0.27	2.45
1357+6232	0.5250	1.63	4.60 ± 0.69	2.96 ± 0.29	1.90
1354-0221	0.5460	1.40	3.77 ± 0.53	2.31 ± 0.23	1.45
1120+2326	0.5620	1.79	3.58 ± 0.44	2.50 ± 0.21	1.68
0956+4107	0.5870	1.85	4.40 ± 0.50	2.93 ± 0.22	1.64
0328-2140	0.5901	2.30	5.14 ± 1.47	3.42 ± 0.66	2.09
1120+4318	0.6000	3.75	4.99 ± 0.30	3.92 ± 0.17	3.24
1334+5031	0.6200	2.22	4.31 ± 0.28	2.62 ± 0.17	1.76
0542-4100	0.6420	2.91	5.45 ± 0.77	4.07 ± 0.39	2.21
1202+5751	0.6775	2.22	4.08 ± 0.72	2.90 ± 0.37	1.34
0405-4100	0.6862	2.23	3.98 ± 0.48	2.51 ± 0.20	1.33
1221+4918	0.7000	3.35	6.63 ± 0.75	4.88 ± 0.38	2.06
0230+1836	0.7990	2.55	5.50 ± 1.02	3.46 ± 0.46	1.09
0152-1358	0.8325	5.46	5.40 ± 0.97	3.91 ± 0.52	2.24
1226+3332	0.8880	8.42	11.08 ± 1.39	7.59 ± 0.61	3.27

TABLE B.3 – *Echantillon profond extrait du 400deg². (2) redshift - (3) luminosité X dans la bande d'énergie [0.5-2] keV - (4) Température X - (5) Masse Y - (6) flux Chandra*

Annexe C

Résultats du MCMC

Dans cette section je donne tous les résultats issus de l'analyse MCMC soit en considérant les différentes fonctions de masse, soit en utilisant différents échantillon soit enfin en changeant la valeur du rapport de surdensité Δ . Les tableaux résument les valeurs de chaque paramètres et les figures montrent les contours entre plusieurs couples de paramètres avec leur likelihood 1D.

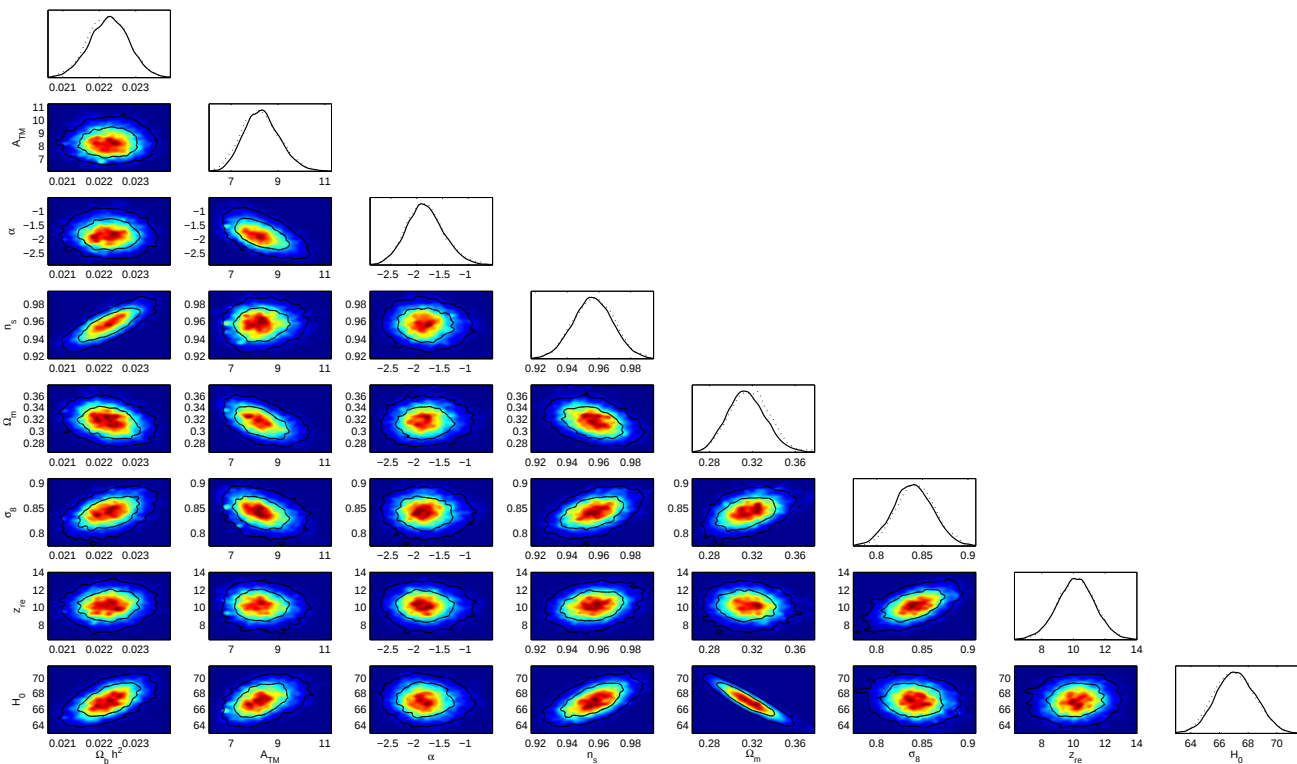


FIGURE C.1 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du $400deg^2$ au redshift moyen de $z = 0.385$ (C1). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de *Sheeth, Mo & Tormen*.*

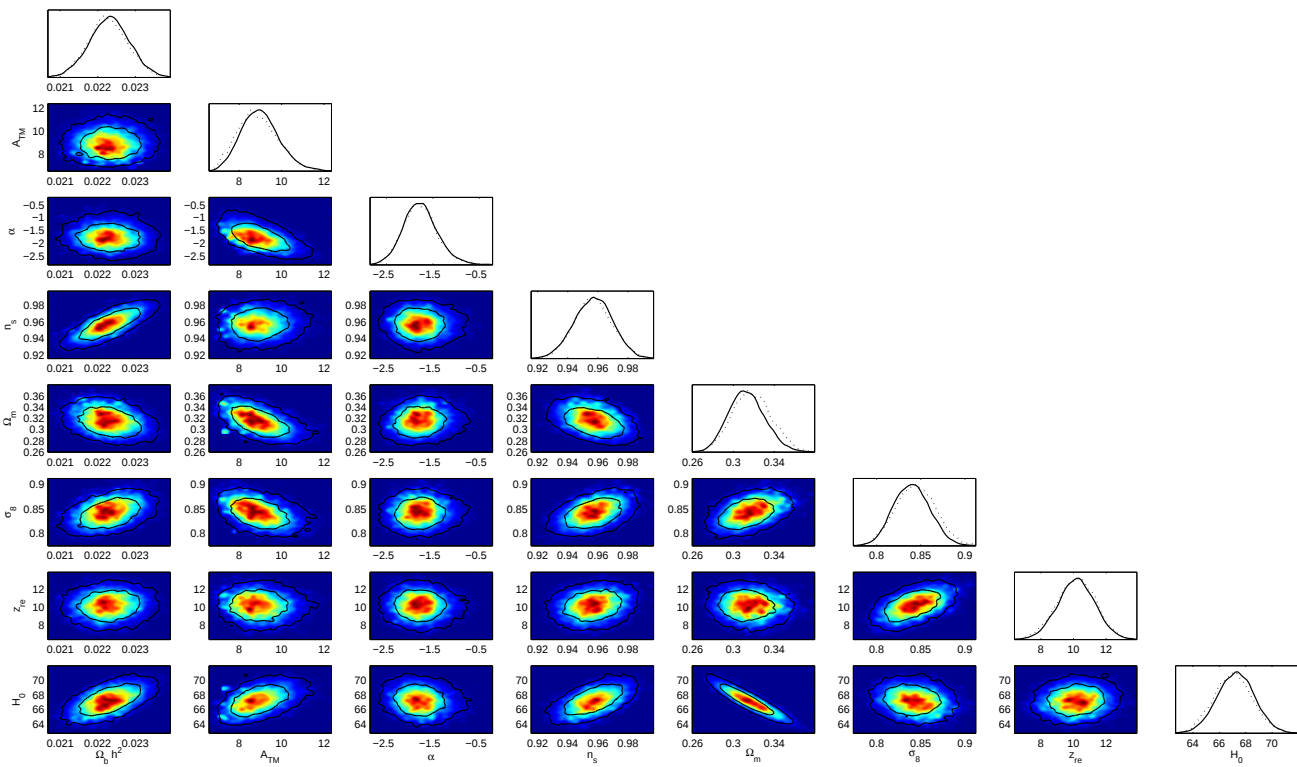


FIGURE C.2 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du $400deg^2$ au redshift moyen de $z = 0.385$ (C1). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al.*

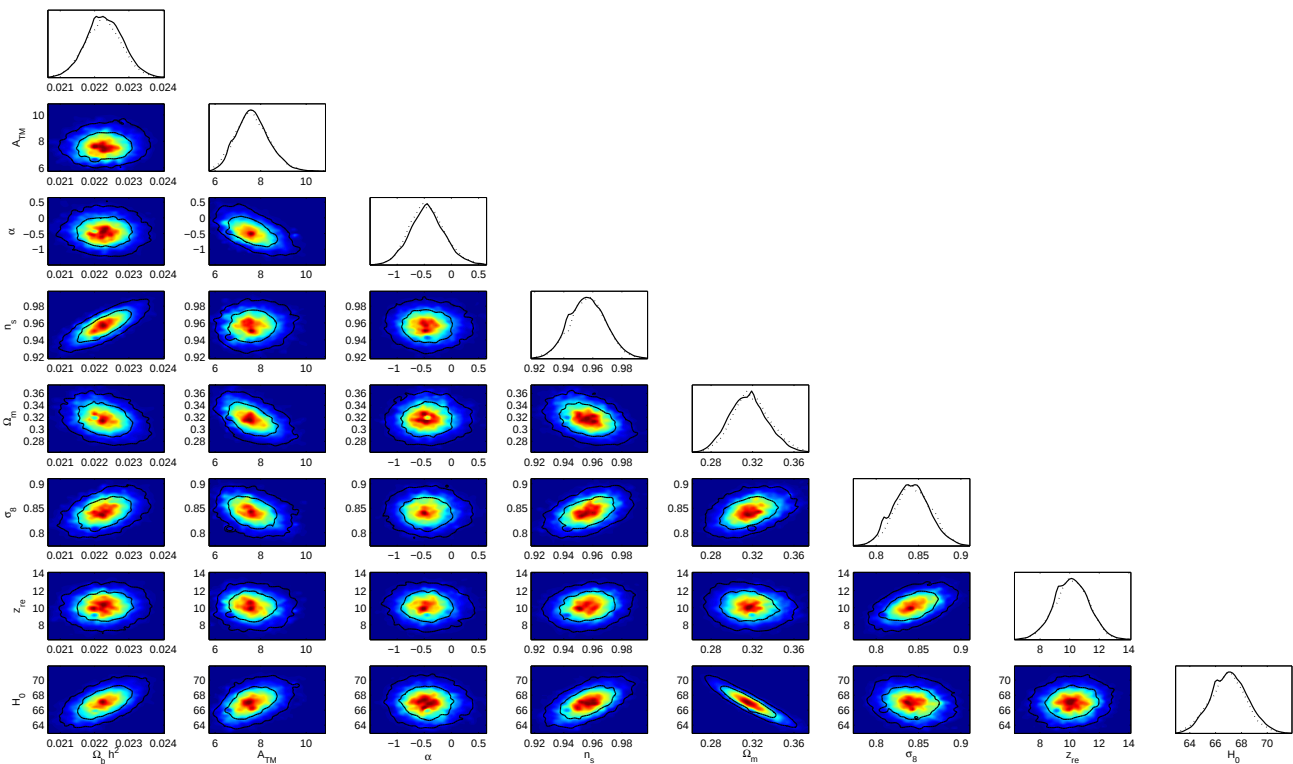


FIGURE C.3 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du $400deg^2$ au redshift moyen de $z = 0.494$ (C2). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de *Slath, Mo & Tormen*.*

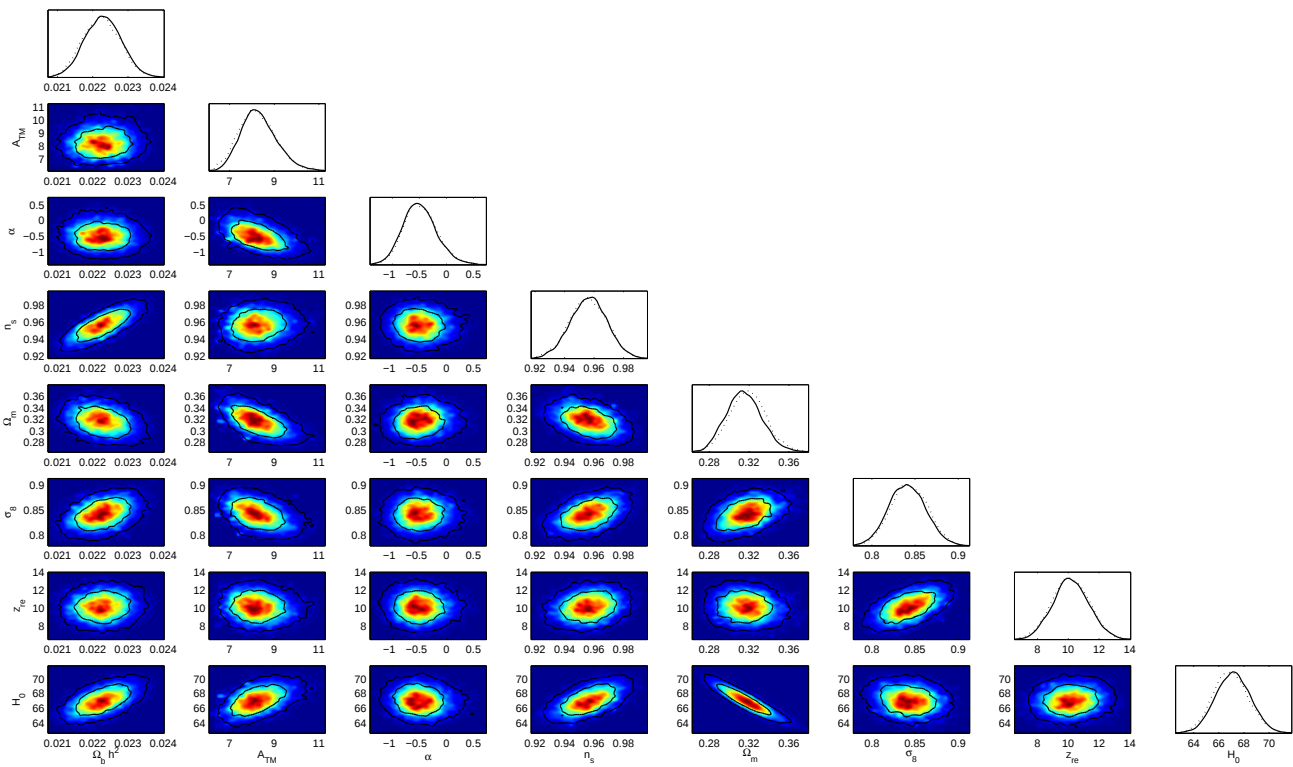


FIGURE C.4 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du $400deg^2$ au redshift moyen de $z = 0.494$ (C^2). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al.*

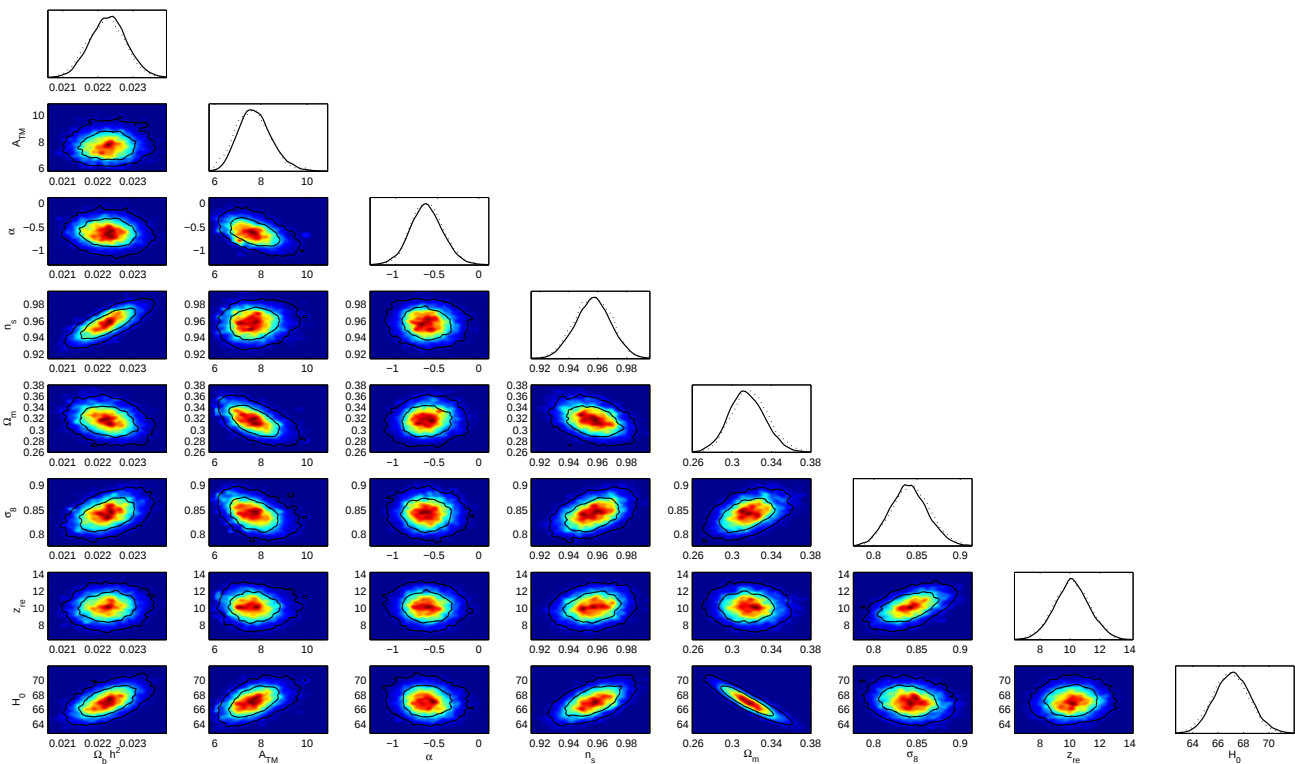


FIGURE C.5 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du $400deg^2$ au redshift moyen de $z = 0.703$ (C3). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de *Slath, Mo & Tormen*.*

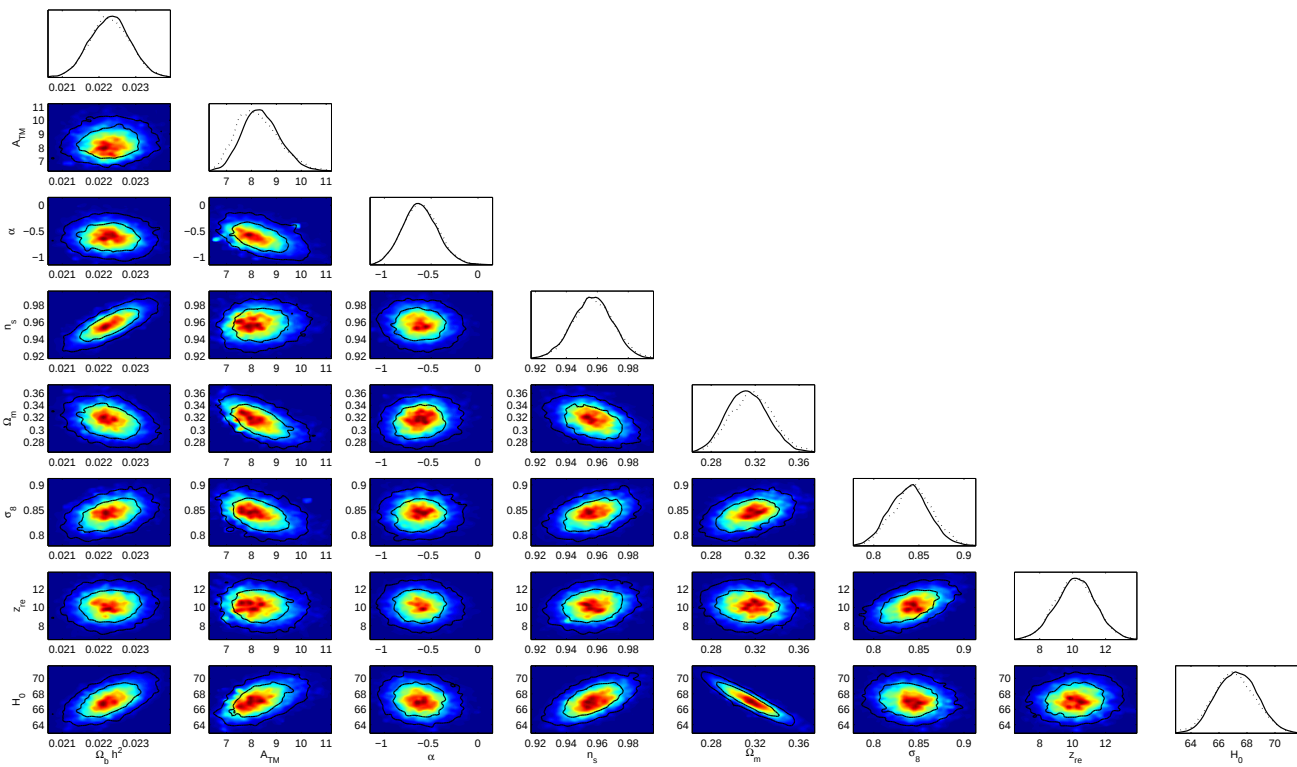


FIGURE C.6 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du 400deg² au redshift moyen de $z = 0.703$ (C3). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al.*

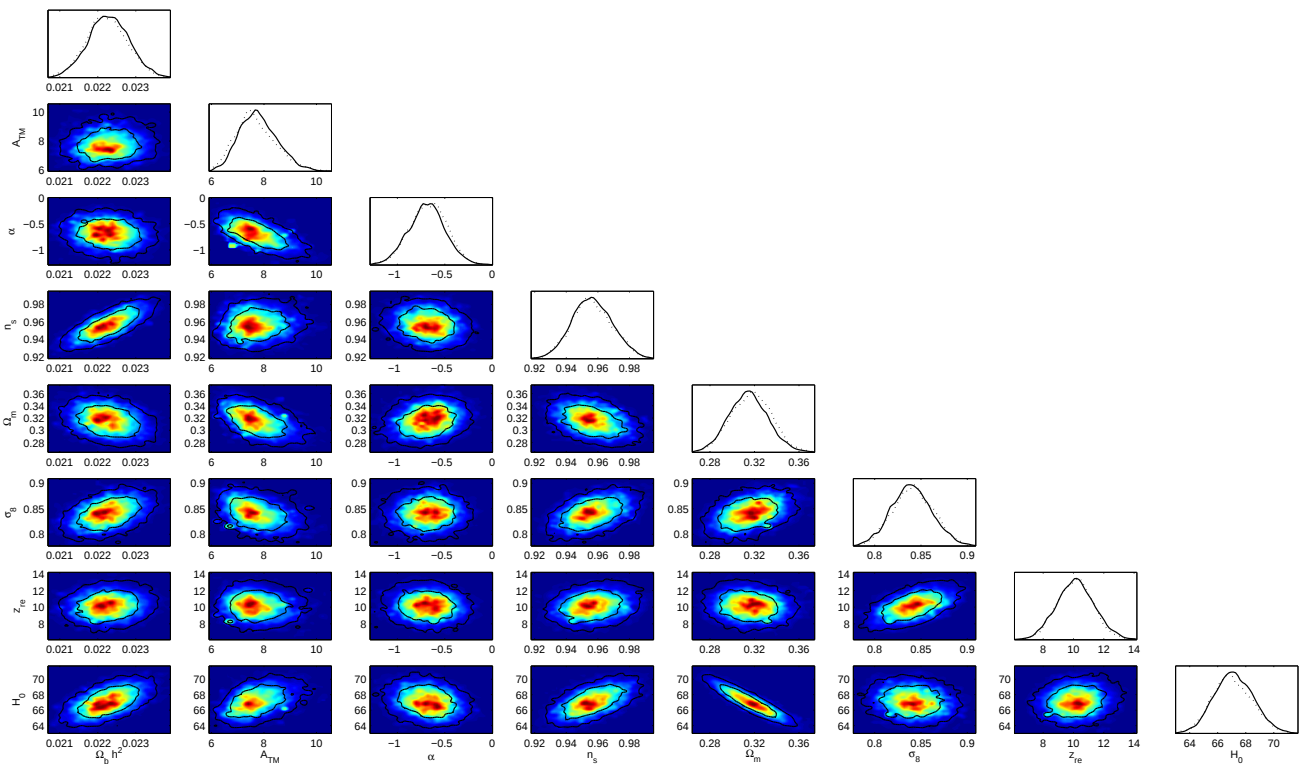


FIGURE C.7 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui de MACS 2007 au redshift moyen de $z = 0.557$ (M07). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Sheth, Mo & Tormen.*

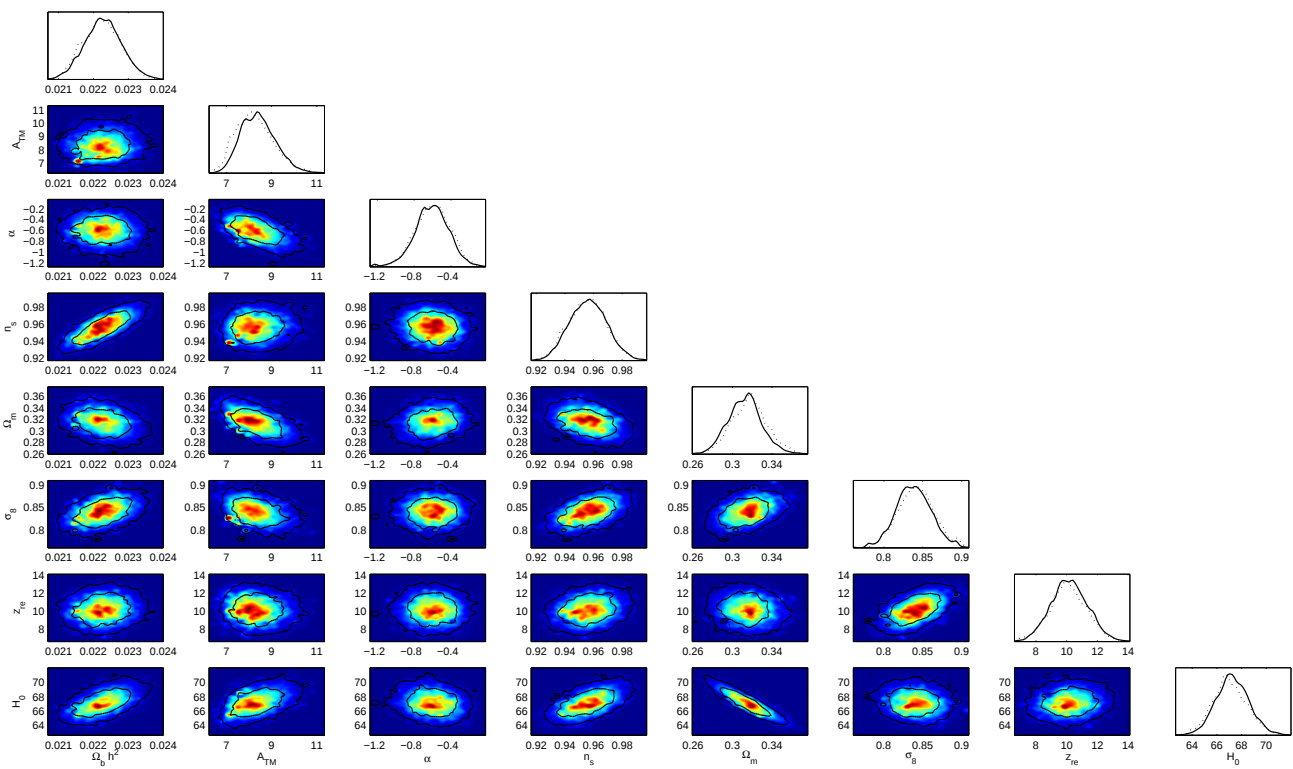


FIGURE C.8 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui de MACS 2007 au redshift moyen de $z = 0.557$ (M07). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al.*

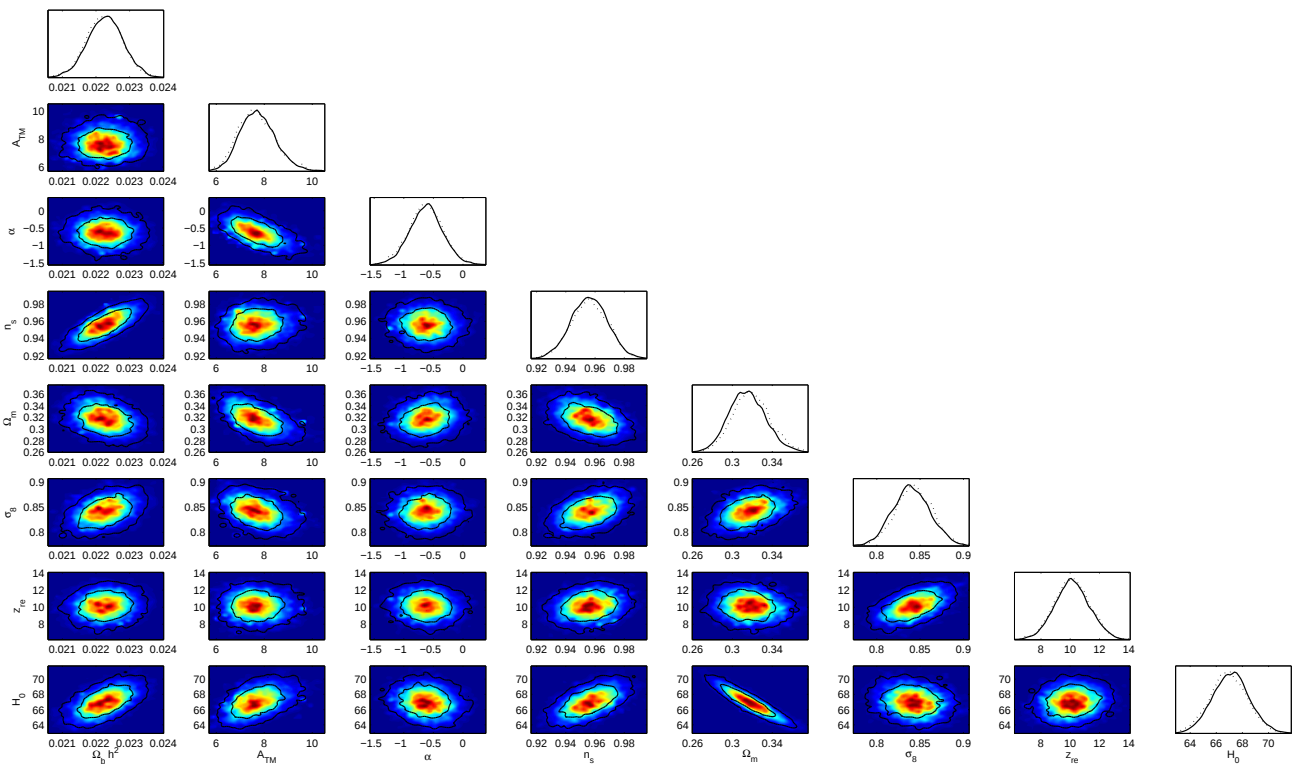


FIGURE C.9 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui de MACS 2010 au redshift moyen de $z = 0.375$ (M10). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Sheth, Mo & Tormen.*

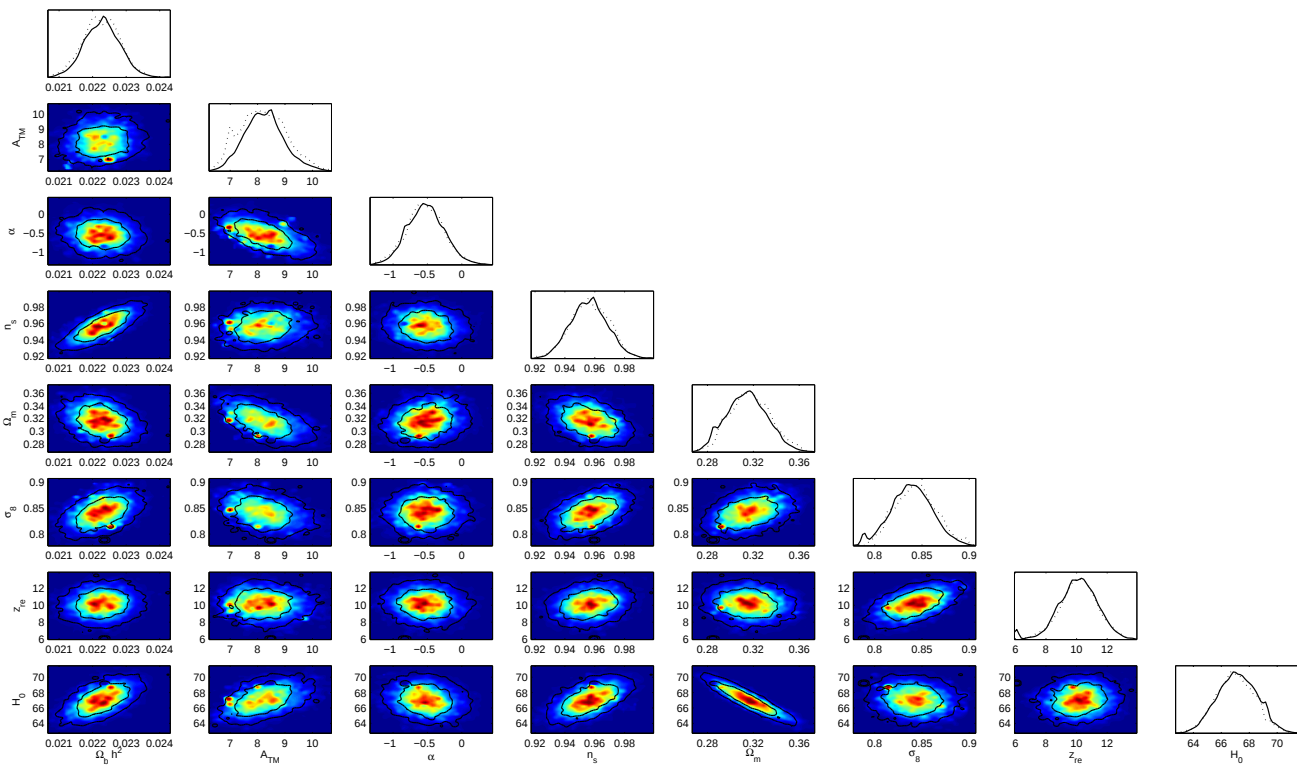


FIGURE C.10 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui de MACS 2010 au redshift moyen de $z = 0.375$ (M10). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al.*

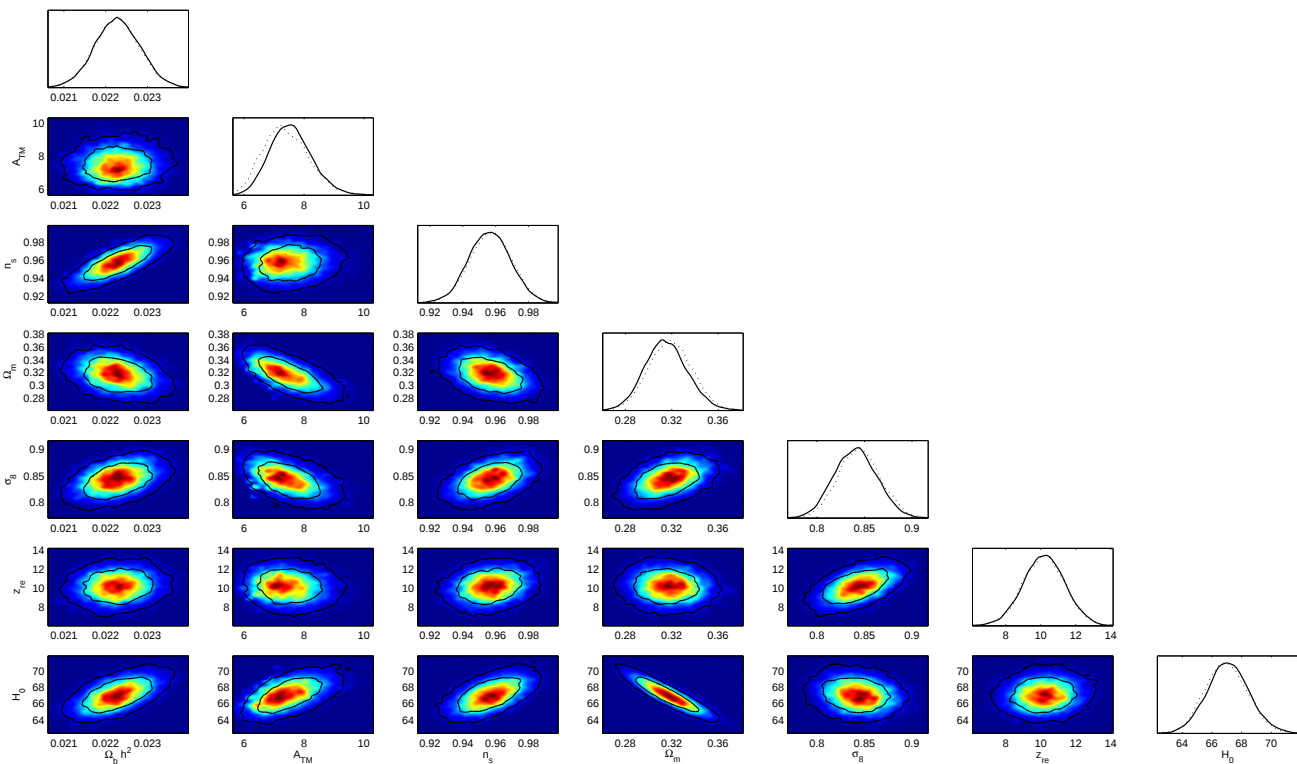


FIGURE C.11 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1} \text{Mpc}$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Seul l'échantillon local a été utilisé. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité est prise à $\Delta = 500$.*

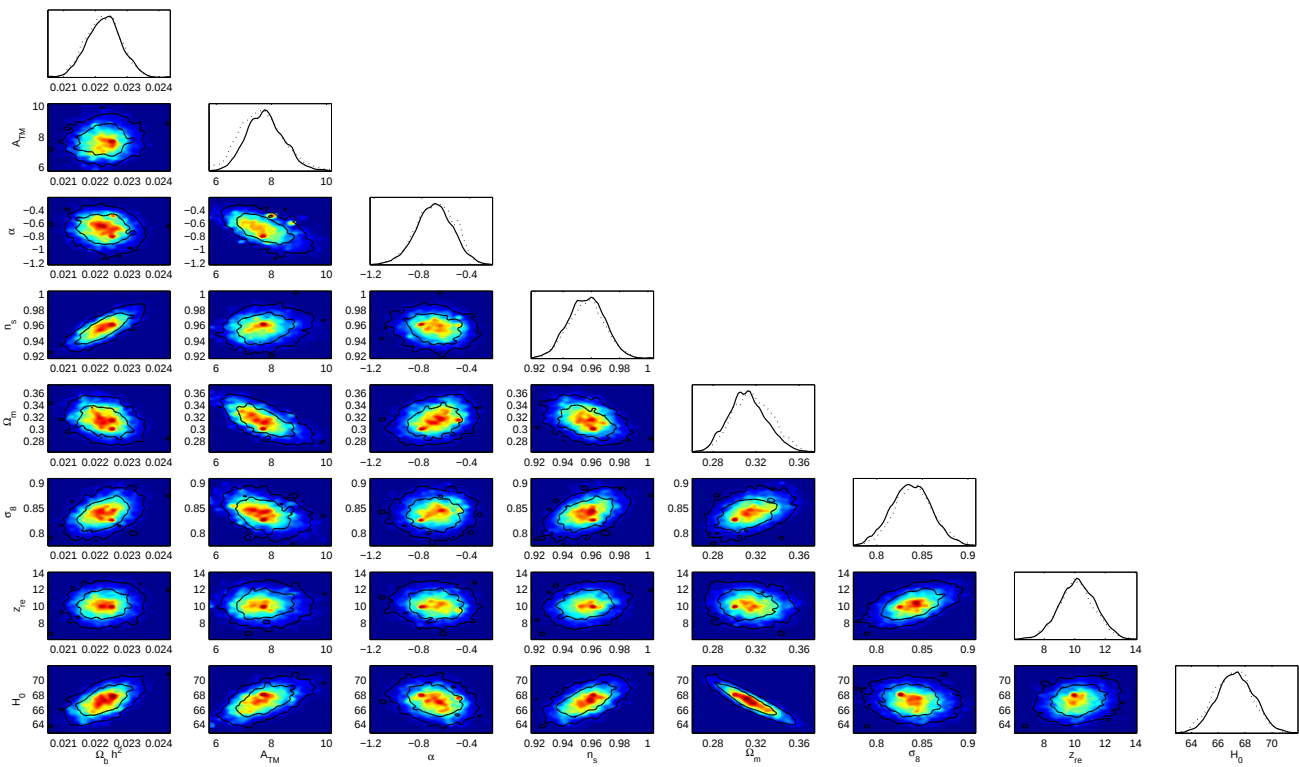


FIGURE C.12 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité est pris à $\Delta = 500$.*

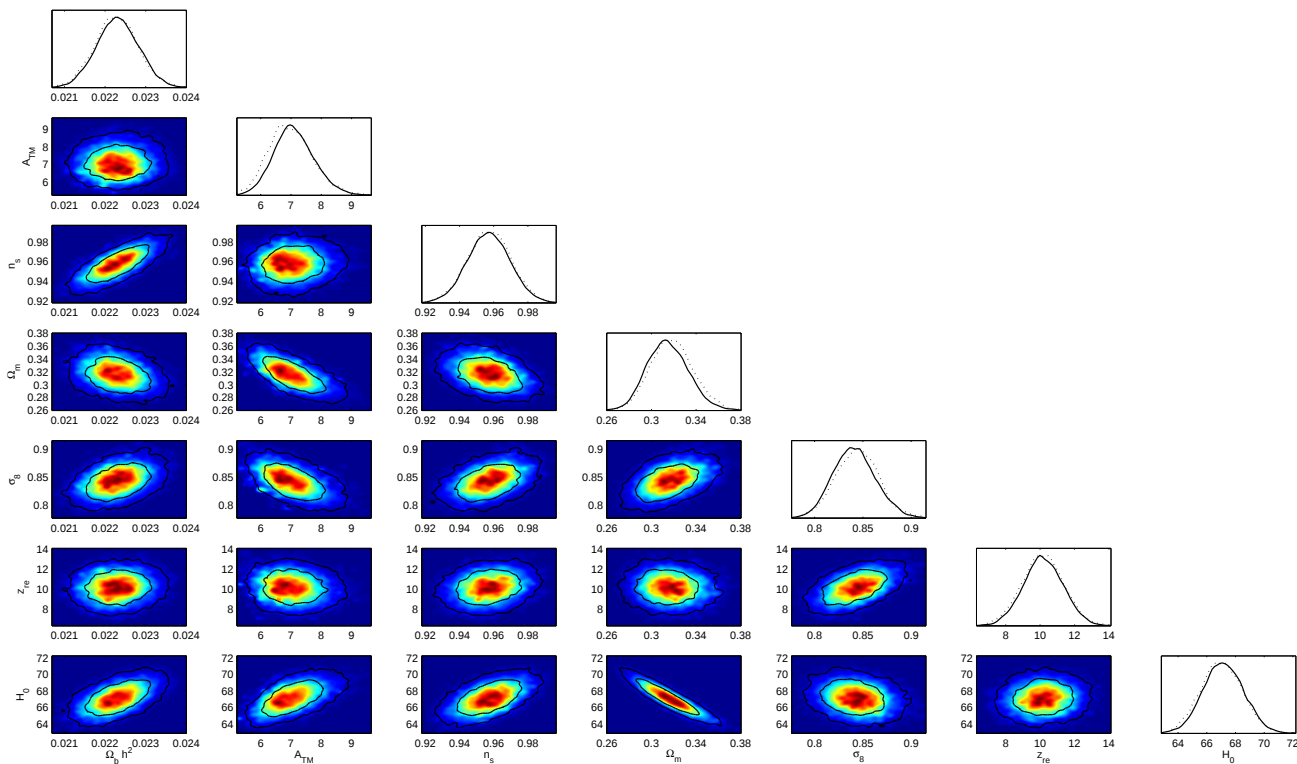


FIGURE C.13 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Seul l'échantillon local a été utilisé. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité est pris à $\Delta = 1000$.*

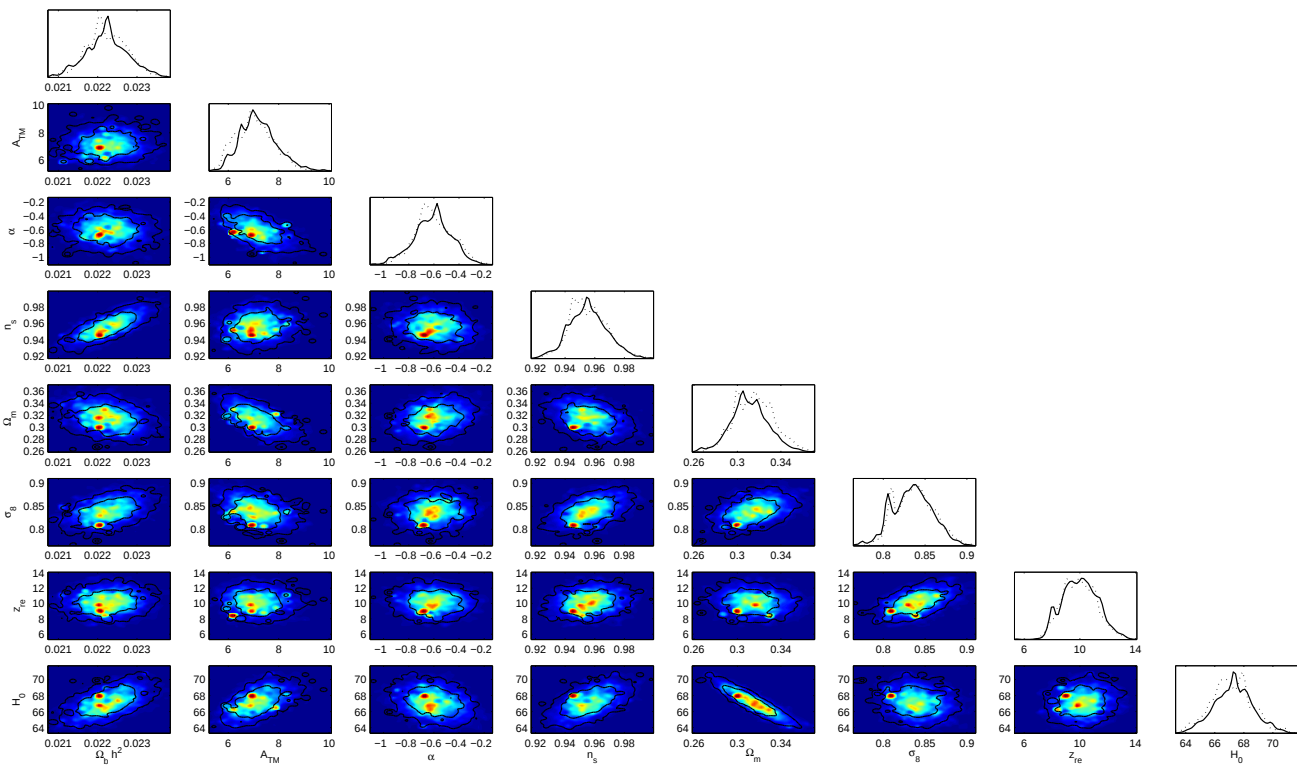


FIGURE C.14 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité est pris à $\Delta = 1000$.*

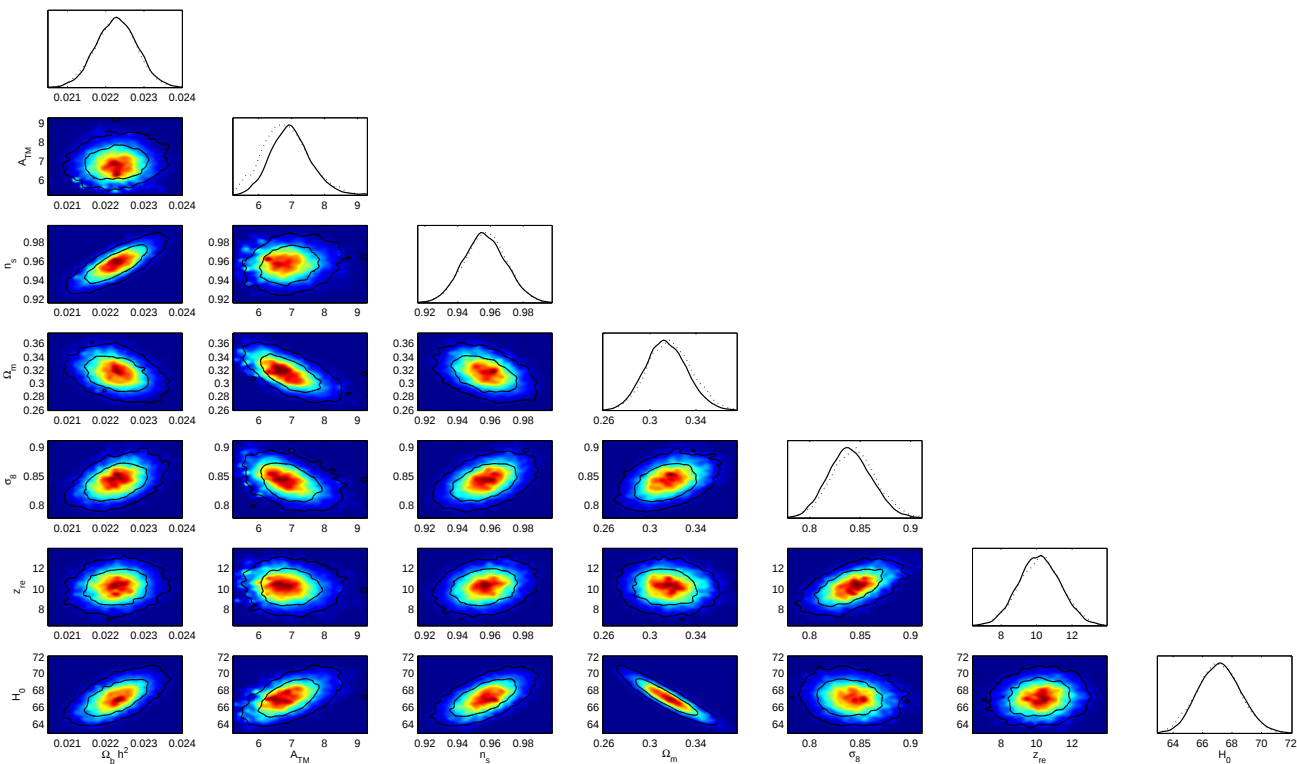


FIGURE C.15 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Seul l'échantillon local a été utilisé. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité critique est pris à $\Delta_c = 500$.*

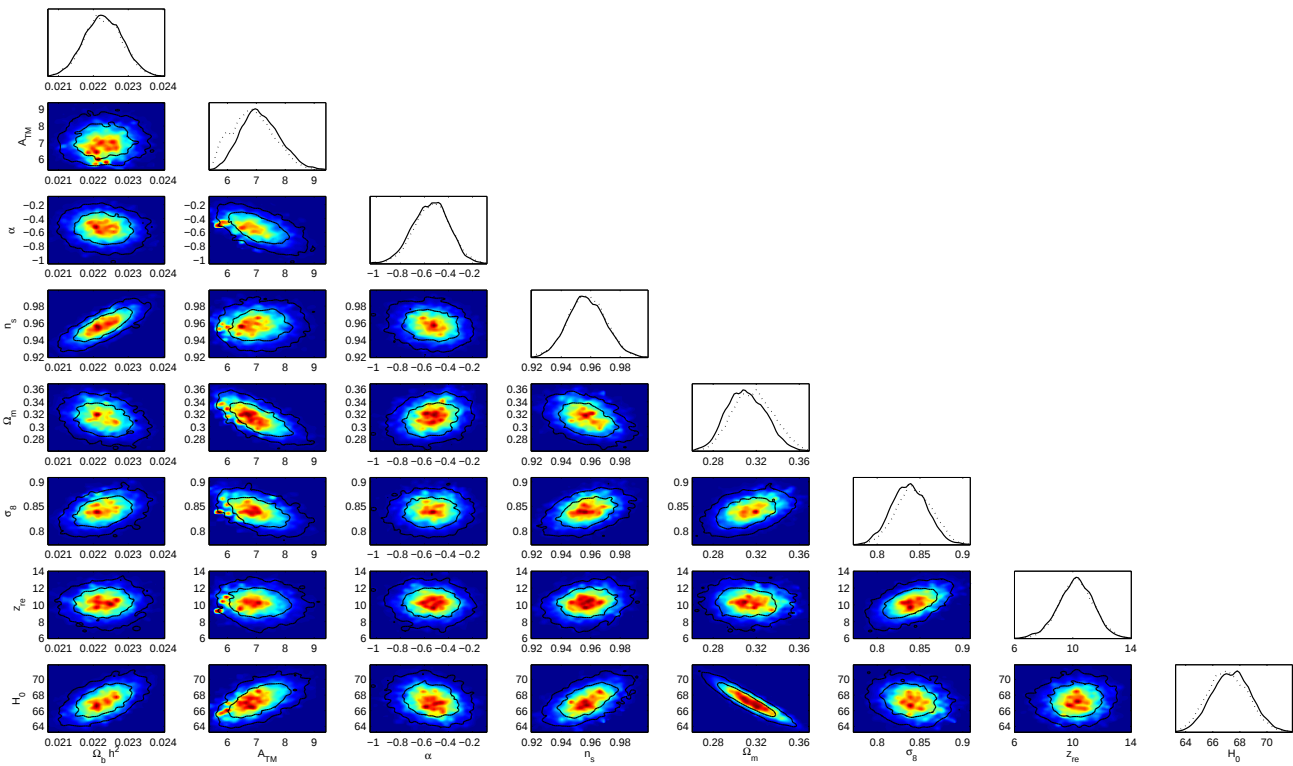


FIGURE C.16 – *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité critique est pris à $\Delta_c = 500$.*

Paramètre	Valeur (SMT)	Valeur (Tinker)	Définition du paramètre
$\Omega_b h^2$	0.02227 ± 0.00053	0.02231 ± 0.00053	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
$\Omega_{DM} h^2$	0.119 ± 0.0033	0.1191 ± 0.0032	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0382 ± 0.0026	1.0383 ± 0.0026	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.0811 ± 0.0166	0.0814 ± 0.0131	Profondeur optique de la réionisation
A_{TM}	8.326 ± 0.766	9.001 ± 0.901	Température de normalisation de la loi d'échelle $T - M$
α	-1.83 ± 0.36	-1.76 ± 0.38	Evolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$
n_s	0.956 ± 0.012	0.957 ± 0.013	Indice spectral primordial à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
$\log[10^{10} A_s]$	3.091 ± 0.032	3.092 ± 0.031	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.685 ± 0.018	0.687 ± 0.018	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2 \rho_\Lambda$)
Age	13.86 ± 0.12	13.85 ± 0.12	Age de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.314 ± 0.018	0.313 ± 0.018	Densité de matière normalisée
σ_8	0.839 ± 0.022	0.839 ± 0.020	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.16 ± 1.19	10.18 ± 1.14	Redshift de la réionisation
H_0	67.149 ± 1.380	67.260 ± 1.417	Constante de Hubble

TABLE C.1 – Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et le C1 à $z_{moy} = 0.385$ du 400deg^2 .

Paramètre	Valeur (SMT)	Valeur (Tinker)	Définition du paramètre
Ω_b	0.02229 ± 0.00053	0.02230 ± 0.00052	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
Ω_{DM}	0.1196 ± 0.0033	0.1194 ± 0.0032	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0382 ± 0.0027	1.0383 ± 0.0025	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.0807 ± 0.0134	0.0813 ± 0.0134	Profondeur optique de la réionisation
A_{TM}	7.669 ± 0.731	8.323 ± 0.813	Température de normalisation de la loi d'échelle $T - M$
α	-0.44 ± 0.32	-0.49 ± 0.32	Evolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$
n_s	0.956 ± 0.013	0.956 ± 0.012	Indice spectral primordial à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
$\log[10^{10}A_s]$	3.092 ± 0.031	3.093 ± 0.031	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.684 ± 0.018	0.6845 ± 0.018	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2\rho_\Lambda$)
Age	13.85 ± 0.12	13.85 ± 0.11	Age de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.316 ± 0.018	0.315 ± 0.018	Densité de matière normalisée
σ_8	0.841 ± 0.022	0.841 ± 0.021	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.12 ± 1.17	10.18 ± 1.17	Redshift de la réionisation
H_0	67.083 ± 1.416	67.136 ± 1.389	Constante de Hubble

TABLE C.2 – *Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et le C2 à $z_{moy} = 0.494$ du 400deg^2 .*

Paramètre	Valeur (SMT)	Valeur (Tinker)	Définition du paramètre
Ω_b	0.02230 ± 0.00052	0.02230 ± 0.00054	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
Ω_{DM}	0.1194 ± 0.0034	0.1190 ± 0.0033	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0383 ± 0.0026	1.0382 ± 0.0026	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.0810 ± 0.0135	0.0816 ± 0.0137	Profondeur optique de la réionisation
A_{TM}	7.765 ± 0.734	8.403 ± 0.758	Température de normalisation de la loi d'échelle $T - M$
α	-0.63 ± 0.20	-0.625 ± 0.19	Evolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$
n_s	0.957 ± 0.012	0.957 ± 0.013	Indice spectral primordial à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
$\log[10^{10} A_s]$	3.091 ± 0.032	3.092 ± 0.032	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.685 ± 0.018	0.687 ± 0.018	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2 \rho_\Lambda$)
Age	13.85 ± 0.11	13.85 ± 0.12	Age de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.315 ± 0.018	0.313 ± 0.018	Densité de matière normalisée
σ_8	0.840 ± 0.022	0.839 ± 0.022	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.15 ± 1.17	10.19 ± 1.19	Redshift de la réionisation
H_0	67.161 ± 1.416	67.266 ± 1.429	Constante de Hubble

TABLE C.3 – Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et le C3 à $z_{moy} = 0.703$ du 400deg^2 .

Paramètre	Valeur (SMT)	Valeur (Tinker)	Définition du paramètre
Ω_b	0.02229 ± 0.00053	0.02228 ± 0.00053	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
Ω_{DM}	0.1193 ± 0.0032	0.1189 ± 0.0033	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0382 ± 0.0026	1.0382 ± 0.0026	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.0809 ± 0.0145	0.0814 ± 0.0138	Profondeur optique de la réionisation
A_{TM}	7.799 ± 0.723	8.419 ± 0.767	Température de normalisation de la loi d'échelle $T - M$
α	-0.69 ± 0.19	-0.61 ± 0.18	Evolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$
n_s	0.956 ± 0.013	0.956 ± 0.013	Indice spectral primordial à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
$\log[10^{10}A_s]$	3.091 ± 0.033	3.091 ± 0.033	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.685 ± 0.017	0.687 ± 0.017	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2\rho_\Lambda$)
Age	13.85 ± 0.12	13.85 ± 0.11	Age de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.315 ± 0.017	0.313 ± 0.017	Densité de matière normalisée
σ_8	0.840 ± 0.022	0.838 ± 0.023	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.14 ± 1.26	10.18 ± 1.19	Redshift de la réionisation
H_0	67.151 ± 1.390	67.268 ± 1.348	Constante de Hubble

TABLE C.4 – *Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et l'échantillon MACS 2007 à $z_{moy} = 0.557$.*

Paramètre	Valeur (SMT)	Valeur (Tinker)	Définition du paramètre
Ω_b	0.02228 ± 0.00053	0.02228 ± 0.00053	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
Ω_{DM}	0.1193 ± 0.0033	0.1192 ± 0.0031	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0382 ± 0.0026	1.0381 ± 0.0026	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.0808 ± 0.0136	0.0803 ± 0.0148	Profondeur optique de la réionisation
A_{TM}	7.739 ± 0.740	8.241 ± 0.720	Température de normalisation de la loi d'échelle $T - M$
α	-0.62 ± 0.29	-0.52 ± 0.27	Evolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$
n_s	0.956 ± 0.012	0.956 ± 0.012	Indice spectral primordial à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
$\log[10^{10} A_s]$	3.091 ± 0.032	3.089 ± 0.034	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.685 ± 0.018	0.685 ± 0.018	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2 \rho_\Lambda$)
Age	13.86 ± 0.11	13.86 ± 0.12	Age de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.315 ± 0.018	0.314 ± 0.018	Densité de matière normalisée
σ_8	0.839 ± 0.022	0.839 ± 0.022	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.13 ± 1.19	10.07 ± 1.32	Redshift de la réionisation
H_0	67.124 ± 1.405	67.157 ± 1.409	Constante de Hubble

TABLE C.5 – Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et l'échantillon MACS 2010 à $z_{moy} = 0.375$.

Paramètre	Valeur (L)	Valeur (L+P)	Définition du paramètre
Ω_b	0.02228 ± 0.00054	0.02228 ± 0.00054	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
Ω_{DM}	0.1194 ± 0.0034	0.1188 ± 0.0033	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0382 ± 0.0026	1.0381 ± 0.0027	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.0814 ± 0.0137	0.0815 ± 0.0138	Profondeur optique de la réionisation
A_{TM}	7.568 ± 0.704	7.775 ± 0.678	Température de normalisation de la loi d'échelle $T - M$
α	0	-0.69 ± 0.15	Evolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$
n_s	0.956 ± 0.013	0.956 ± 0.013	Indice spectral primordial à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
$\log[10^{10}A_s]$	3.092 ± 0.033	3.090 ± 0.032	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.6845 ± 0.018	0.688 ± 0.018	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2\rho_\Lambda$)
Age	13.86 ± 0.12	13.85 ± 0.12	Age de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.315 ± 0.018	0.312 ± 0.018	Densité de matière normalisée
σ_8	0.841 ± 0.022	0.838 ± 0.022	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.19 ± 1.20	10.18 ± 1.20	Redshift de la réionisation
H_0	67.102 ± 1.424	67.293 ± 1.395	Constante de Hubble

TABLE C.6 – *Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés et la fonction de masse considérée est celle de Tinker et al. Le rapport de surdensité est pris à $\Delta = 500$.*

Paramètre	Valeur (L)	Valeur (L+P)	Définition du paramètre
Ω_b	0.02231 ± 0.00052	0.02223 ± 0.00054	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
Ω_{DM}	0.1194 ± 0.0034	0.1185 ± 0.0033	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.0383 ± 0.0025	1.0379 ± 0.0026	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.0814 ± 0.0133	0.07960 ± 0.0144	Profondeur optique de la réionisation
A_{TM}	7.105 ± 0.672	7.219 ± 0.745	Température de normalisation de la loi d'échelle $T - M$
α	0	-0.61 ± 0.15	Evolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$
n_s	0.957 ± 0.012	0.955 ± 0.013	Indice spectral primordial à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
$\log[10^{10} A_s]$	3.093 ± 0.031	3.085 ± 0.035	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.685 ± 0.019	0.689 ± 0.017	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2 \rho_\Lambda$)
Age	13.85 ± 0.11	13.86 ± 0.11	Age de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.314 ± 0.019	0.311 ± 0.017	Densité de matière normalisée
σ_8	0.841 ± 0.022	0.835 ± 0.024	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.19 ± 1.16	10.02 ± 1.26	Redshift de la réionisation
H_0	67.166 ± 1.408	67.299 ± 1.343	Constante de Hubble

TABLE C.7 – Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés et la fonction de masse considérée est celle de Tinker et al. Le rapport de surdensité est pris à $\Delta = 1000$.

Paramètre	Valeur (L)	Valeur (L+P)	Définition du paramètre
Ω_b	0.02228 ± 0.00054	0.02229 ± 0.00054	Densité de baryon normalisée multipliée par h^2
Ω_{DM}	0.1192 ± 0.0032	0.1186 ± 0.0032	Densité de Matière Noire normalisée multipliée par h^2
θ	1.038 ± 0.002	1.038 ± 0.002	Rapport de l'horizon du son sur la distance angulaire
τ	0.081 ± 0.014	0.082 ± 0.014	Profondeur optique de la réionisation
A_{TM}	6.985 ± 0.622	7.143 ± 0.674	Température de normalisation de la loi d'échelle $T - M$
α	0	-0.55 ± 0.15	Evolution en redshift de la relation d'échelle $T - M$
n_s	0.956 ± 0.013	0.957 ± 0.012	Indice spectral primordial à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
$\log[10^{10}A_s]$	3.091 ± 0.032	3.091 ± 0.032	A_s est l'amplitude scalaire primordiale à $k = 0.05\text{Mpc}^{-1}$
Ω_Λ	0.685 ± 0.018	0.689 ± 0.018	Densité d'Energie Noire normalisée ($h^2\rho_\Lambda$)
Age	13.85 ± 0.12	13.85 ± 0.11	Age de l'Univers en milliard d'années
Ω_m	0.314 ± 0.018	0.310 ± 0.018	Densité de matière normalisée
σ_8	0.839 ± 0.021	0.837 ± 0.021	Amplitude des fluctuations de densité de matière
z_{re}	10.16 ± 1.18	10.20 ± 1.22	Redshift de la réionisation
H_0	67.195 ± 1.447	67.400 ± 1.428	Constante de Hubble

TABLE C.8 – *Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés et la fonction de masse considérée est celle de Tinker et al. Le rapport de surdensité critique est pris à $\Delta_c = 500$.*

Annexe D

Publications

Revue à comité de lecture

Delsart, P. & Blanchard, A., *X-ray galaxy clusters distribution and scaling laws evolution*, en préparation.

Delsart, P., Barbosa, D. & Blanchard, A., 2010, *Sunyaev-Zel'dovich galaxy clusters number counts : consequences of cluster scaling-law evolution* A&A, 524, A81

Comptes rendus de conférences

Delsart, P., Barbosa, D. & Blanchard, A., 2010, XLVth Rencontres de Moriond, *Galaxy clusters number counts with Sunyaev-Zel'dovich effect and scaling laws evolution*

Sunyaev-Zel'dovich galaxy clusters number counts: consequences of cluster scaling-law evolution

P. Delsart¹, D. Barbosa², and A. Blanchard¹

¹ Laboratoire Astrophysique de Toulouse-Tarbes, UMR 5572, Université de Toulouse, 14 rue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France
 e-mail: [pierre.delsart; alain.blanchard]@ast.obs-mip.fr

² Instituto de Telecomunicações, Universidade de Aveiro, Campus Universitario de Aveiro, 3810-183 Aveiro, Portugal
 e-mail: dbarbosa@av.it.pt

Received 18 June 2010 / Accepted 6 September 2010

ABSTRACT

Aims. Galaxy cluster surveys based on Sunyaev-Zeldovich effect (SZE) mapping are expected from ongoing experiments. Such surveys are expected to provide a significant amount of information relevant to cosmology from the number counts redshift distribution. We estimate predicted SZE counts and their redshift distribution taking the current cosmological constraints and the X-ray cluster temperature distribution functions into account. Comparison between local and distant cluster temperature distribution functions provides evidence of evolution in the abundance of X-ray clusters that is inconsistent with using standard scaling relations of cluster properties in the framework of the current concordance model. The hypothesis that there is some evolution in the scaling law driven by non-gravitational processes is a natural solution to this problem.

Methods. We performed an MCMC statistical study using COSMOMC and combining current CMB observations from WMAP, the SNIa Hubble diagram, the galaxy power spectrum data from SDSS and X-ray clusters temperature distributions to predict SZE cluster number counts.

Results. Our approach allows a first estimation of expected SZ counts that considers both cosmological constraints as well as data on the temperature distribution function in a consistent way. Models in which SZ gas temperature and X-ray temperature follow the same redshift evolution lead to significantly lower SZE clusters number counts with a distinctive redshift distribution. Ongoing microwave SZE surveys will therefore shed new light on intracluster gas physics and greatly help to identify the role of possible non-gravitational physics in the history of the hot-gas component of x-ray clusters.

Key words. cosmological parameters – X-ray: galaxies: clusters

1. Introduction

Knowledge of the galaxy cluster population has greatly progressed, thanks both to targeted observations and to systematic surveys carried by space X-ray facilities. The hot intracluster gas is also known to interact with the incoming photons of the cosmic microwave background (CMB), leaving a specific frequency imprint known as the thermal Sunyaev-Zeldovich effect (Sunyaev & Zeldovich 1972). This change in the sky brightness of the CMB can be written as a function of frequency and the Compton parameter, y , proportional to the integrated gas pressure along the line-of-sight of the cluster. For an individual cluster, the integrated Compton parameter Y is the value of y integrated over the solid angle subtended by the cluster which angular size which is nearly independent of redshift. This turns the SZE effect into a very effective probe of clusters at cosmological distances. Furthermore, SZE selection should be very attractive because the signal depends on an integral of the intracluster gas pressure, independently of its spatial distribution.

The relevance of these SZE cluster surveys for cosmological applications has been outlined in the past (Markevitch et al. 1994; Barbosa et al. 1996), motivating the onset of key science projects for some of the most exciting experiments in the microwave regime. In particular, the Planck Surveyor ESA mission and the South Pole Telescope (Ruhl et al. 2004) (SPT hereafter) are crucial for exploring the SZE number counts and their cosmological significance. With redshifts obtained from the optical and infrared follow-up,

such samples can potentially complement other cosmological probes and constrain the matter density parameter Ω_M , the amplitude of matter fluctuations measured by the parameter σ_8 , the dark energy content of the Universe, and its equation of state w (Lima & Hu 2007). Besides these important cosmological inferences, the SZE cluster cartography may also reveal the cluster formation processes out to high redshifts, an aspect that is further explored here.

2. Cluster modelling

Modelling the clusters population and its evolution needs two key ingredients. The first one is an expression of the mass function and its dependence on cosmology. This was first attempted by Press and Schechter in 1974 (Press & Schechter 1974). Since that time, numerical simulations have shown that the mass function follows a simple and nearly universal scaling relation with a dependence actually close to the initial Press and Schechter proposition with its deviations much below the precision level needed for current day applications (Tinker et al. 2008). The second key ingredient is the relation between cluster mass and observable quantities. From scaling arguments (Kaiser 1991), we can relate the temperature measured from X-ray to the mass,

$$T_X = A_{TM}(hM)^{2/3} \left(\Omega_M \frac{\Delta(z, \Omega_M)}{178} \right)^{1/3} (1+z) \quad (1)$$

in which $\Delta(z, \Omega_M)$ represents the density contrast (relative to the background density) by which clusters are defined, h is the

Hubble parameter, and A_{TM} describes the normalization of the $T_X - M$ relation. Hydrodynamical simulations of cluster formation have provided mass-temperature relations that actually follow the above relationship with dispersion of about 20%, while the normalization constant A_{TM} is uncertain depending on the gas physics (Kay et al. 2007). The magnitude of the SZE is controlled by Y , the integrated Compton parameter that depends on the gas mass and the average gas temperature:

$$Y = KM_g T_g D_a^{-2} \quad (2)$$

where D_a is the angular distance, M_g the total gas mass of the cluster, T_g its (mass-)average temperature, and K a normalization that only depends on physical constants. Because it is independent of the actual spatial distribution of the hot gas, this relation makes the SZE signal an appealing proxy for the total mass. If the gas was isothermal in clusters, one would have $T_g = T_X$. However, it is known that clusters are not isothermal with the temperature declining in outer parts (Vikhlinin et al. 2005) following a scaling law. We can therefore still assume that the gas temperature follows some scaling laws but with a different normalization $T_g = \xi T_X$. By using the observed gas fraction in clusters (Sadat et al. 2005), a dark matter mass profile according to numerical simulation of cold dark matter (Navarro et al. 1997), and the observed temperature profile (Vikhlinin et al. 2005), one can estimate $\xi \sim 0.6$, a value which is quite uncertain, due to the difference in the region probed by X-ray and by SZ (see for instance Kay et al. 2008). Therefore, in the following this number is left as a quantity to be determined from observations. With the above mass-temperature relation, the $Y - M$ relation can be evaluated numerically as

$$Y = 1.816 \times 10^{-4} \xi A_{TM} f_B M^{5/3} h^{8/3} \left(\Omega_M \frac{\Delta(z, \Omega_M)}{178} \right)^{1/3} (1+z) D^{-2} \quad (3)$$

with f_B as the baryonic gas fraction, D the dimensionless part of the angular distance, and Y expressed in arcmin². In this work, we take f_B as the universal baryonic fraction corrected for some possible depletion Υ : $f_B = \Upsilon \frac{\Omega_b}{\Omega_M}$, which acts linearly as ξ . At the virial radius Υ is close to one; accordingly, $\Upsilon \xi$ was set to 0.6 for all clusters. This factor may vary with temperature, mass, and redshift, but there is no robust indication about that (Ferramacho & Blanchard 2007). For a typical coma-like cluster with about 10^{15} solar masses, observed at $z = 1$, and using the standard scaling laws, the typical Compton distortion is Y is of the order of 2.3×10^{-4} arcmin², corresponding at 143 GHz to a flux decrement with respect to the mean CMB flux of -21 mJy, or a temperature fluctuation of -650 μ K, well above both Planck and SPT sensitivity thresholds. Assuming the above relations, we can now compute the SZE source counts, as well as their redshifts distribution, as expected in a Friedmann-Lemaître cosmological model. Theoretical number counts predictions of cosmic objects can be obtained from the mass function describing the formation and evolution of objects over redshift. In this way, cluster counts $dN(z)$ for clusters with intrinsic Y greater than a sensitivity threshold Y_0 are described as

$$\frac{dN(z)}{dz} = \int_{M_0(z)}^{+\infty} \frac{dV}{dz} \frac{dn}{dM} dM \quad (4)$$

where the mass threshold $M_0(z)$ is obtained from Eq. (3); dV is the volume element, accounting for the geometry and expansion rate of the Universe; and $\frac{dn}{dM}$ is the cluster mass function, depending on the matter and energy densities of the universe and on the initial power spectrum of mass

fluctuations. On the other hand, the very same SZE cluster population is a source of non-Gaussian secondary CMB anisotropies (Cole & Kaiser 1988; Komatsu & Kitayama 1999; Bond et al. 2005; Taburet et al. 2010), which connects the present large-scale structure to the primordial CMB spectrum. This offers a way to pin down the very nature of the astrophysical evolution with the redshift of the cluster $Y - M$ relation.

3. The X-ray picture

Since cluster masses are hardly measurable directly, it is necessary to use a relation between mass with some other observables, including its dispersion, to derive constraints from the observed temperature distribution function of X-ray clusters (Oukbir & Blanchard 1992). The constraints read as a thin region in the parameter space (A_{TM} , σ_8) (Pierpaoli et al. 2003), a known degeneracy between A_{TM} and σ_8 that has been clearly identified and quantified. In the present analysis we use the standard Λ -cold dark matter picture (Λ CDM) and Bayesian Monte Carlo Markov chain (MCMC) estimations. We use the COSMOMC parameters estimation package with constraints provided by CMB data from WMAP 7 years (Jarosik et al. 2010), Supernovae SN Ia data from the SDSS compilation sample (Kessler et al. 2009), matter power-spectrum $P(k)$ estimation from SDSS LRG DR7 (Reid et al. 2010), and our estimation of the cluster temperature distribution at different redshifts above 3 keV.

For this, we use the local temperature distribution function of X-ray clusters from a local sample of clusters (redshift below 0.1) with fluxes above 2×10^{-11} erg s⁻¹ cm⁻² in the [0.1–2.4] keV band, galactic latitude $|b| > 20$ degrees obtained from the cluster X-ray data base BAX and no additional cut. This results in a homogenous and comprehensive flux limited sample comprising 65 clusters. This flux was selected as the lowest possible for which all clusters have their temperature measured, where the latter is mainly the integrated emission weighted temperature. The theoretical temperature distribution function was derived from the mass function with the above mass temperature relation, using the Sheth, Mo, and Tormen mass function (Sheth et al. 2001). We can then constraint the six cosmological parameters of this vanilla model (Ω_M , Ω_B , τ , h , n , σ_8) and the normalization A_{TM} of the mass-temperature relation.

The constraints on the six cosmological parameters are not affected essentially by the addition of the cluster constraint because of the free A_{TM} . As an illustration, we provide the theoretical temperature distribution function computed for the median model (the normalization being $A_{TM} = 7.31$ keV, $\Omega_m = 0.317$, $\sigma_8 = 0.842$ and $h = 0.669$, Fig. 1), compared to the observed local abundance of X-ray clusters. Clearly, this model reproduces the local abundance of clusters well. A previous claim that the predicted abundance of X-ray clusters in a standard concordance-cosmological model exceeds the observed abundance at high redshift led us to compute the high redshift ($z \sim 0.5$) temperature distribution function of clusters in the best concordance model and compare it to the one inferred from the high-redshift subsample of the 400 deg² survey (Vikhlinin et al. 2009). We find the standard scaling relation vastly overpredicts the derived X-ray cluster distribution function at high redshift. If we allow for some redshift evolution to compare the predicted abundance of X-ray clusters a mass temperature relation, we may rewrite the $T_X - M$ relation as

$$T_X = A_{TM} (hM)^{2/3} \left(\Omega_M \frac{\Delta(z, \Omega_M)}{178} \right)^{1/3} (1+z)^{(1+\alpha)}. \quad (5)$$

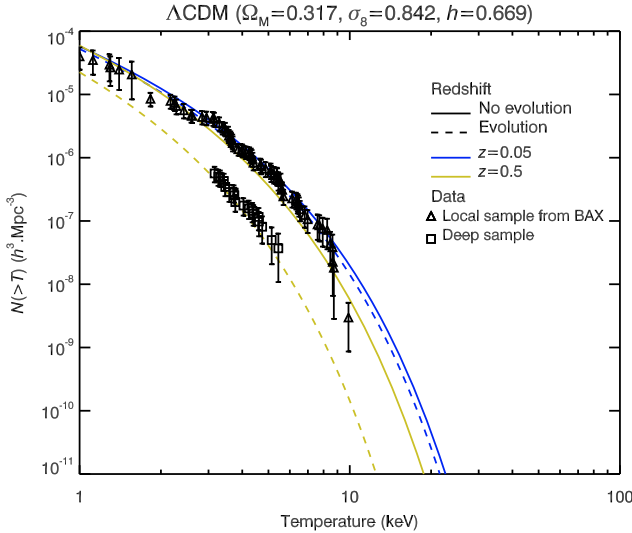


Fig. 1. Cluster temperature-distribution function in the local and distant universe. Triangles are our estimation of the temperature distribution function. The stars represent the estimated temperature distribution function at high redshift from the 400 deg² sample restricted to the redshift range [0.4–0.6]. The continuous line corresponds to the predicted temperature distribution adjusted to fit CMB, SNIa, LSS, and the local temperature distribution function. The predictions for this model at redshift 0.5 (the lower continuous line) are far in excess of the abundances estimated from observations. For visual comparison, the dashed lines are the corresponding predictions with an evolving mass-temperature relation, Eq. (6), with $\alpha = -1$ (not fitted).

Such a non-standard scaling law has been advocated (Vauclair et al. 2003) with $\alpha \sim -1$ in order to match the abundance of high redshift X-ray clusters in a concordance cosmology for flux-selected surveys. The predicted temperature distribution function at high redshift with non-standard evolution of the mass-temperature evolution (using a power-law index of $\alpha = -1$ without further adjustment) is clearly preferred over the non-evolving one. Potential explanations for this evolution are likely to lie in non-gravitational heating of the intracluster gas, possibly tracing sources of cosmic stellar formation or/and additional complex physical processes within clusters, an area that is the subject of intense investigations (Voit 2005; McNamara et al. 2005; Cattaneo & Teyssier 2007; da Silva et al. 2009).

4. The anticipated Sunyaev-Zel'dovich number counts

An early attempt to estimate SZE number counts using the mass function and scaling laws as well as an estimation of their contribution to CMB fluctuations on small scales, has been made by Bartlett and Silk (1994). The use of SZE counts as a cosmological probe (Barbosa et al. 1996) was in around the early framework of Planck Surveyor Phase A studies and soon followed by detailed investigations (Aghanim et al. 1997; Holder et al. 2000; Kay et al. 2001; Benson et al. 2002; Diego et al. 2002) that went on to exploit the potential of SZE survey counts as a cosmic probe. Such estimations were usually performed under the assumption of the standard scaling law of the mass-temperature relation.

Since the SZE number counts are by definition the number of galaxy clusters brighter than a certain flux threshold S_ν , this reduces to the number of galaxy clusters more massive than a

mass threshold M_0 , depending on the redshift z , from the $Y - M$ relation. The consequence of the dispersion is dealt with by assuming that it can be approximated in practice by a shift in the mass-temperature normalization (Blanchard et al. 2000), which can be included in our fudge factor ξ . To work out a consistent modelling of the clusters population and its evolution in the same picture, another MCMC analysis included the redshift-evolution power-law index α as an additional free parameter and added the high-redshift temperature distribution functions as a complementary observational constraint. For each of these models, we can compute the corresponding SZE source counts as well, as their redshift distribution of the clusters, allowing comparison of the importance of evolution effect to the statistical uncertainty inherent to the set of observations under consideration.

Here, we evaluate expected high-sensitivity flux limits for both Planck and SPT as fiducial numbers. An important source of complexity, and possibly uncertainty in this topic is the accuracy of our knowledge of the experiment selection functions (Melin et al. 2005; Juin et al. 2007). We focus on the theoretical curves, leaving to future works full understanding of the selection functions used to find clusters, which will need comprehensive modelling of the observational and detection processes, including understanding the known complexities of the missions algorithms to identify clusters and measure its fluxes. As fiducial criteria, we adopted three different sensitivity thresholds: $Y = 2 \times 10^{-3}$ (Case 1), corresponding to a secure lower limit for the sensitivity of Planck, $Y = 4 \times 10^{-4}$ (Case 2) for SPT or for an optimistic flux limit for Planck, $Y = 4 \times 10^{-5}$ (Case 3) which could be achieved if the selection function is under control for experiments like SPT (Ruhl et al. 2004) or AMIBA (Ho et al. 2009).

From the above discussion, at the brightest fluxes, source counts should be relatively free from resolution and/or selection effects and show allow some detection of the signature of evolution. Our final predicted counts and the associated uncertainties are shown in Fig. 2: we give the predicted counts falling in the central 68% interval using cosmological models fitted to the local temperature distribution function assuming a standard scaling law for the mass-temperature relation, in the same figure we provide expected counts for self-consistent modelling of the cluster population, allowing evolution in the mass-temperature relation, and including the high-redshift temperature distribution function data as an additional constraint.

It is clear that the integrated source counts show significant differences between the two cases. The possible lack of accurate knowledge of the $Y - M$ normalization and of the selection function is likely to limit the interpretation of SZE integrated counts. However, the redshift distribution is definitively different, with a clear drop in the high-redshift tail after $z > 1$ when the X-ray motivated evolution is taken into account. Because the SZE effect is sensitive to the actual average temperature of the gas, the observations in SZE will clarify whether the kind of evolution needed for reproducing X-ray number counts affects the overall cluster gas or only the central region from which the X-ray emission comes. This is fairly encouraging as the high-redshift clusters are likely to be point-like in a moderately low-resolution survey as will be provided by Planck, and thus alleviating the complex and possibly unsecured modelling of their spatial distribution for determining the selection function.

5. Conclusion

Current cosmological data and existing surveys of X-ray clusters provide tight constraints, hence accurate predicted SZE number

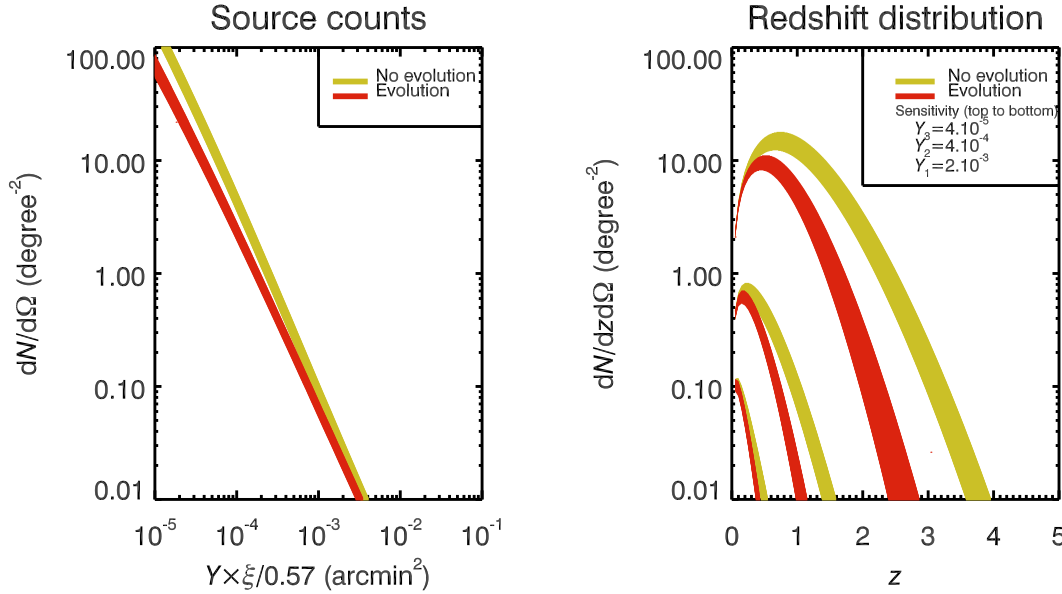


Fig. 2. Predicted galaxy clusters number counts detected from the Sunyaev-Zeldovich effect, after joint analysis of CMB, SNIa, LSS data and estimated temperature distribution function. Models describing self consistently the low and high redshift temperature distribution functions, needing non-standard evolution of $T_X - M$ relation, lead to lower abundance of clusters, showing a deficit in the cluster number increasing with redshift (*right*). The best model being $\Omega_m = 0.317$, $\sigma_8 = 0.842$, $h = 0.669$ and $A_{TM} = 7.31$.

counts. The X-ray data probe an inconsistency between the theoretically expected and the observed high-redshift temperature distribution function under the current vanilla Λ CDM cosmology if the standard scaling of the mass-temperature relation is used. The hypothesis that some evolution in the scaling law driven by non-gravitational processes is a natural solution to this problem. Our MCMC statistical study shows that evolution is required and it will lead to a significant lowering of the anticipated SZE cluster number counts. Indeed, this may explain part of the statistical discrepancies suggested by South Pole Telescope (Lueker et al. 2009) for the presence of an SZE signal anisotropy contribution to CMB fluctuations lower than expected in Λ CDM. This may also result from the geometrical structure of clusters (Taburet et al. 2010). While the X-ray data allowed the highlight of a redshift evolution in the galaxy cluster population, the SZE number counts can potentially provide deeper insight into the actual nature of this evolution by providing information that tests whether gas clusters has undergone a significant amount of non-gravitational heating that affects their global energy budget. This would call for further dedicated investigations of cluster abundance and formation with potential consequences on the design of future experiments.

Acknowledgements. We acknowledge discussions with N. Aghanim, M. Douspis, J. Silk and A. da Silva. DB is supported by the FCT Ciência 2007 programme funded through QREN and COMPETE. D.B. and P.D. were sponsored by FCT project PTDC/CTE-AST/65925/2006. We acknowledge the use of Cosmological MonteCarlo (COSMOMC) software package for statistical analysis. This research has made use of the X-Rays Clusters Database (BAX), operated by the Laboratoire d'Astrophysique de Tarbes-Toulouse (LATT). We acknowledge the use of the Legacy Archive for Microwave Background Data Analysis (LAMBDA). We acknowledge Université Paul Sabatier for the use of the Hyperion cluster.

References

Aghanim, N., de Luca, A., Bouchet, F. R., Gispert, R., & Puget, J.-L. 1997, *A&A*, 325, 9
 Barbosa, D., Bartlett, J. G., Blanchard, A., & Oukbir, J. 1996, *A&A*, 314, 13
 Bartlett, J. G., & Silk, J. 1994, *ApJ*, 423, 12
 Benson, A. J., Reichardt, C., & Kamionkowski, M. 2002, *MNRAS*, 331, 71

Blanchard, A., Sadat, R., Bartlett, J. G., & Le Dour, M. 2000, *A&A*, 362, 809
 Bonamente, M., Joy, M. K., LaRoque, S. J., et al. 2006, *ApJ*, 647, 25
 Bond, J. R., Contaldi, C. R., Pen, U.-L., et al. 2005, *ApJ*, 626, 12
 Cattaneo, A., & Teyssier, R. 2007, *MNRAS*, 376, 1547
 Cole, S., & Kaiser, N. 1988, *MNRAS*, 233, 637
 da Silva, A. C., Catalano, A., Montier, L., et al. 2009, *MNRAS*, 396, 849
 Diego, J., Martínez-González, E., Sanz, J. L., Benitez, N., & Silk, J. 2002, *MNRAS* 331, 556
 Ferramacho, L. D., & Blanchard, A. 2007, *A&A*, 463, 423
 Ho, P. T. P., Altamirano, P., Chang, C.-H., et al. 2009, *ApJ*, 694, 1610
 Holder, G. P., & Carlstrom, J. E. 1999, *Microwave Foregrounds*, 181, 199
 Holder, G. P., Mohr, J. J., Carlstrom, J. E. et al. 2000, *ApJ*, 544, 629
 Jarosik, N., Bennett, C. L., Dunkley, J., et al. 2010, *ApJS*, submitted [arXiv:1001.4744]
 Juin, J. B., Yvon, D., Refregier, A., & Yèche, C. 2007, *A&A*, 465, 57
 Kaiser, N. 1991, *ApJ*, 383, 104
 Kay, S. T., Liddle, A. R., & Thomas, P. A. 2001, *MNRAS*, 325, 835
 Kay, S. T., da Silva, A. C., Aghanim, N. et al. 2007, *MNRAS*, 377, 317
 Kay, S. T., Powell, L. C., Liddle, A. R., & Thomas, P. A. 2008, *MNRAS*, 386, 2110
 Kessler, R., Becker, A. C., Cinabro, D., et al. 2009, *ApJS*, 185, 32
 Komatsu, E., & Kitayama, T. 1999, *ApJ*, 526, L1
 Lamarre, J.-M., Giard, M., Pointecouteau, E., et al. 1998, *ApJ*, 507, L5
 Lima, M., & Hu, W. 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 123013
 Lueker, M., Reichardt, C. L., Schaffer, K. K., et al. 2010, *ApJ*, 719, 1045
 Markevitch, M., Blumenthal, G. R., Forman, W. et al. 1994, *ApJ*, 426, 1
 McNamara, B. R., Nulsen, P. E. J., Wise, M. W., et al. 2005, *Nature*, 433, 45
 Melin, J.-B., Bartlett, J. G., & Delabrouille, J. 2005, *A&A*, 429, 417
 Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493
 Oukbir, J., & Blanchard, A. 1992, *A&A*, 262, L21
 Pariiskii, Y. N. 1972, *AZh*, 49, 1322
 Pierpaoli, E., Borgani, S., Scott, D., & White, M. 2003, *MNRAS*, 342, 163
 Planck Consortia Blue Book, 2005 <http://www.rssd.esa.int/Planck>
 Press, W. H., & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
 Reid, B. A., Percival, W. J., Eisenstein, D. J., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 60
 Ruhl, J., Ade, P. A. R., Carlstrom, J. E., et al. 2004, *Proc. SPIE*, 5498, 11
 Sadat, R., Blanchard, A., Vauclair, S. C., et al. 2005, *A&A*, 437, 31
 Sheth, R. K., Mo, H. J., & Tormen, G. 2001, *MNRAS*, 323, 1
 Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173
 Taburet, N., Douspis, M., & Aghanim, N. 2010, *MNRAS*, 404, 1197
 Tinker, J., Kravtsov, A. V., Klypin, A., et al. 2008, *ApJ*, 688, 709
 Vauclair, S. C., Blanchard, A., Sadat, R., et al. 2003, *A&A*, 412, L37
 Vikhlinin, A., Markevitch, M., Murray, S. S., et al. 2005, *ApJ*, 628, 655
 Vikhlinin, A., Burenin, R. A., Ebeling, H., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1033
 Voit, G. M. 2005, *Rev. Mod. Phys.*, 77, 207

Liste des figures

1.1	<i>Evolution du facteur d'échelle en fonction de la cosmologie.</i>	15
1.2	<i>Différentes distances cosmologiques pour $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$</i>	17
1.3	<i>Variation du temps de retour en arrière en fonction de la cosmologie pour $h = 0.7$.</i>	19
1.4	<i>Les tracés en noir, bleu et rouge représentent respectivement les fonctions de masse de Press & Schechter, Sheth, Mo & Tormen et Tinker et al. pour un modèle ΛCDM : $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h = 0.7$ et $\sigma_8 = 0.8$. Ces modèles sont pris à $z = 0.05$ (traits pleins) et à $z = 0.5$ (tirets).</i>	32
1.5	<i>Profil de densité d'un des plus massifs halos et d'un des moins massifs. Le halo le moins massif est la courbe de gauche dans chaque image. Les traits solides sont les fits du profil de densité de l'équation (1.73). Dans les modèles SCDM (Einstein de Sitter) et ΛCDM, les rayons sont donnés en kpc et les densités en $10^{10} M_\odot \cdot \text{kpc}^{-3}$. Figure prises de [97].</i>	34
1.6	<i>Spectre de puissance angulaire en température du CMB. Figure issue de Komatsu et.al 2010[78]</i>	36
1.7	<i>Diagramme de Hubble binné en redshift ($\Delta z = 0.01$) des supernovae du Supernovae Compilation[79]</i>	37
1.8	<i>Fonction de corrélation des LRG du SDSS en fonction de la séparation comobile. Figure issues de Eisenstein et al.2005[38]</i>	38
1.9	<i>Tracé de la relation $M_{500} - T$ en utilisant les masses issues de l'effet de lentille gravitationnel dit "faible". Les lignes noires, rouges et bleues sont respectivement les fits de cette relation pour tous les amas, les non-perturbés et les perturbés. Figure issue de Okabe et al. 2010[98] .</i>	39
1.10	<i>Contours Ω_Λ vs Ω_m à 1, 2 et 3σ en utilisant une test cosmologique basé sur la fraction baryon des amas de galaxies locaux et distants. Test réalisé au rayon viriel et pour une température de normalisation $A_{TM} = 6, 24 \text{keV}$. Figure issue de Ferramacho & Blanchard 2007[41] .</i>	39

2.1	(1) <i>Spectre de puissance des cisaillements cosmiques tracés dans différents modèles pour une source galactique située à $z = 1$. Le modèle ΛCDM est normalisé aux résultats de COBE. Le modèle en tirets fins est le modèle ΛCDM tracé pour une évolution linéaire des structures. Figure issue de Refregier 2003[112] (2) Contraintes cosmologiques obtenues par la méthode M_{ap}. Les priors pris du CMB des surveys de galaxies ont été utilisés pour marginaliser les valeurs de Ω_{tot}, Γ et du redshift source z_s. Les contours sont tracé pour les intervalles de confiance 68.3%, 95.4% et 99.9%. Figures issue de Hoekstra et al.2002[57]</i>	43
2.2	(1) <i>Relation $L_X - T_X$ pour un modèle Einstein de Sitter. Le trait plein représente le meilleur fit après coupure des cooling flows, le trait en pointillés est la relation issue de Markevitch (1998) pour des amas à faible redshift. (2) Même relation pour un modèle ΛCDM. Les traits horizontaux en pointillé sont l'échantillon CHANDRA issu de Vikhlinin et al.(2002) et les croix sont les résultats issus de l'étude de Lumb et al.2004[86] d'où les figures sont tirées.</i>	51
2.3	<i>Distorsion du spectre de corps noir du CMB par effet Sunyaev-Zel'dovich.</i>	53
2.4	<i>Distributions en redshift des amas SZ pour différentes valeurs du flux S_ν et de Ω_m (gauche). Comptages des sources SZ (droite) pour différentes valeurs de Ω_m. Ces distributions ont été calculées à une fréquence $\nu = 400$ GHz. Figures tirées de Barbosa et al.1996[5]</i>	56
2.5	(1) <i>Distribution de la fraction de gaz en fonction du contraste de densité $\delta = \rho(< r)/\rho_c$. Les carrés reliés par des tirets sont la fraction de gaz théorique. Le résultat des simulations est représenté par les petits carrés. Figure issue de Sadat & Blanchard 2001[121] (2) Contours pour Ω_m et Ω_Λ en utilisant la fraction de baryon au rayon viriel pour des amas distants. Figure issue de Ferramacho & Blanchard 2006[41]</i>	58
2.6	(1) <i>Spectres de puissance angulaires calculés dans des modèles Cold Dark Matter avec la valeur de la densité de baryons qui varie. (2) Spectres de puissance angulaires calculés dans des modèles CDM avec la valeur de h qui varie. Les modèles sont pris pour une densité de matière $\Omega_m = 1$. Figures tirées de Hu 1996[62]</i>	60
2.7	<i>Spectre de puissance angulaire des fluctuations dues à l'effet SZ. La ligne solide représente un modèle d'amas auto-similaire alors que les autres représente des modèles conduits par l'entropie $\epsilon = -1, 0, 1$ respectivement du haut vers le bas. Figure issue de Komatsu & Kitayama 1999[75]</i>	62
2.8	(1) <i>Tracé de la luminosité X en fonction de la température X des amas de l'échantillon local dans la bande 0.5-2 keV (points rouges) et dans la bande 0.1-2 keV (points bleus). (2) Même tracé mais pour les échantillons profonds. Les points rouges représentent l'échantillon MACS à $z > 0.5$, les bleus sont MACS à $z > 0.3$ et les points oranges sont le 400deg².</i>	63

- 2.9 (1) *Volume couvert par le 400deg^2 en fonction du redshift, pour trois luminosités, $L_X = 3 \times 10^{43}$, 10^{44} , et $3 \times 10^{44} \text{ ergs.s}^{-1}$. La ligne en pointillés horizontale représente le volume couvert à faible redshift par les échantillons du RASS. (2) *Fonction de luminosité des amas X du 400deg^2 pour des amas dont le redshift est $z > 0.3$. Le trait en gris représente la fonction de luminosité mesurée dans le survey REFLEX. Figures issues de Burenin et al.(2007)[17]* 67*
- 2.10 (1) *Fonction de sélection de MACS. La courbe en pointillé montre la fonction de sélection atteignable si le critère de sélection numéro (4) n'est pas pris en compte. La courbe en gras montre la fonction de sélection effective de MACS en supposant une température du gaz de 6,8 et 10 keV. (2) *Distribution de la luminosité en fonction du redshift de l'extended BCS à $z < 0.3$ et de l'échantillon préliminaire MACS à $z > 0.3$. Les petits cercles représente les 23 amas du EMSS à $0.3 < z < 0.6$. La courbe en gras représente le flux limite pour eBSC et le survey MACS. Figure issue de Ebeling et al (2001)[33].* 68*
- 3.1 *Contours 2D et likelihood 1D obtenus par MCMC avec les données du CMB seul. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance.* . . . 74
- 3.2 *Contours 2D et likelihood 1D obtenus par MCMC avec les données du CMB, des supernovae de type Ia et du spectre de puissance des galaxies rouges. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance.* 75
- 3.3 (1) *Fonctions de masse SMT tracées pour différentes valeurs de Ω_m . Les autres paramètres cosmologiques sont $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$ et Γ est défini par l'équation (1.53). (2) *Fonctions de masse tracées pour différentes valeurs de σ_8 . Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$ et Γ est défini par l'équation (1.53). Les distributions sur ces deux figures sont tracées à $z = 0$.* 78*
- 3.4 (1) *Fonctions de masse SMT tracées pour différentes valeurs de h . Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $\sigma_8 = 0.8$ et Γ est défini par l'équation (1.53). (2) *Fonctions de masse tracées pour différentes valeurs de Γ . Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$ et $\sigma_8 = 0.8$. Les distributions sur ces deux figures sont tracées à $z = 0$.* . . . 79*
- 3.5 (1) *Comparaison des fonctions de masse SMT (courbe noire) et Tinker (courbe rouge) pour des modèles à $z = 0.05$ et $z = 0.5$. Les paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$ et Γ est défini par l'équation (1.53). (2) *Même figure que (1). La fonction de masse de Tinker est cependant tracée avec $\sigma_8 = 0.84$ ce qui représente un changement de l'ordre de 5%. La fonction de masse de Tinker est tracée au Δ viriel.* 80*

- 3.6 (1) *Intervalles d'erreurs sur la fonction de masse de Tinker obtenues à partir du MCMC combinant les données du CMB, des supernovae de type Ia et du spectre de puissance des galaxies rouges. Les modèles sont tracés dans un intervalle de confiance de 68% à $z = 0.05$ (jaune) et $z = 0.5$ (rouge). Les courbes en trait plein et tirets sont respectivement les fonctions de masse pour le modèle de Vikhlinin et al.2009[145] à $z = 0.05$ et $z = 0.5$ avec $\Omega_m = 0.268 \pm 0.016$, $\sigma_8 = 0.786 \pm 0.011$ et $h = 0.715 \pm 0.012$. (2) Contours à 1σ et 2σ de Ω_m vs σ_8 obtenu à partir de l'analyse MCMC sans les amas. La croix rouge représente le modèle de Vikhlinin et al. avec ses barres d'erreurs.* 80
- 3.7 (1) *Comparaison des fonctions de température en utilisant les fonctions de masse SMT (courbe noire) et Tinker (courbe rouge) pour des modèles à $z = 0$. Les paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$, la normalisation de la relation $T - M$ $A_{TM} = 5$ keV et Γ est défini par l'équation (1.53). (2) Même figure que (a). La fonction de masse de Tinker est cependant tracée avec $\sigma_8 = 0.85$ ce qui représente un changement de l'ordre de 5%.* 83
- 3.8 (1) *Fonctions de températures tracées pour différentes définition de la masse, M_v (bleu) et M_{500c} (rouge) pour $A_{TM} = 5$ keV (2) Fonctions de température tracées pour différentes valeurs de Ω_m . Les autres paramètres cosmologiques sont $h = 0.7$, $\sigma_8 = 0.8$, $A_{TM} = 5$ keV et Γ est défini par l'équation (1.53). Le fonction de masse utilisée est celle de SMT.* 84
- 3.9 (1) *Fonctions de température tracées pour différentes valeurs de σ_8 . Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $h = 0.7$, $A_{TM} = 5$ keV et Γ est défini par l'équation (1.53). Les distributions des deux figures sont tracées à $z = 0$. (2) Fonctions de température tracées pour différentes valeurs de A_{TM} . Les valeurs de A_{TM} ont été prises de Bryan & Norman 1998[16] (tirets), Henry 2004[55] (tirets-pointillés) et Vikhlinin et al.2009[144] (trait plein). Les autres paramètres cosmologiques sont $\Omega_m = 0.3$, $\sigma_8 = 0.8$, $h = 0.7$ keV et Γ est défini par l'équation (1.53).* 85
- 3.10 *Luminosité X dans la bande d'énergie [0.5 - 2] keV en fonction de la température pour l'échantillon local du 400deg² [144] ($h=0.7$).* 86
- 3.11 *Fonctions de température issues des observations des amas X. Ces amas proviennent des survey 400deg² [144] et MACS[31][34] ainsi que de la base de données BAX.* 88
- 3.12 *Fonctions de température corrigées des effets de sélection issues des observations des amas X. Ces amas proviennent des survey 400deg² et MACS ainsi que de la base de données BAX.* 90
- 3.13 *Contours 2D obtenus par les amas seuls. Les traits pleins, pointillés et tirets représentent respectivement les contours à 68%, 95% et 99% d'intervalle de confiance. Le modèle utilisé est un modèle CDM. Sur toutes les figures, le paramètre h est fixé à $h = 0.7$.* 92

3.14	(1) Fonctions de températures tracées à $z = 0.05$ à partir des résultats de ce travail en utilisant les fonctions de masse de SMT (noir) et de Tinker (rouge). Les modèles sont respectivement $\Omega_m = 0.245$, $\sigma_8 = 0.98$ et $\Omega_m = 0.235$, $\sigma_8 = 1.06$. Les autres paramètres sont identiques dans les deux cas $h = 0.7$ et $A_{TM} = 7$ keV. (2) Fonctions de températures tracées à $z = 0.05$ à partir des résultats de ce travail et des résultats de Vikhlinin et al. 2009 où $\Omega_m = 0.26$, $\sigma_8 = 0.786$ et $A_{TM} = 9.21$ keV. La fonction de masse utilisée est celle Tinker.	93
3.15	Contours 2D obtenus par processus MCMC sur les amas locaux. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance. La fonction de masse SMT est donnée en noire et celle de Tinker en rouge.	94
3.16	Contours 2D et likelihood 1D obtenus par processus MCMC. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance. La fonction de masse utilisée est celle de Sheth, Mo & Tormen.	95
3.17	Contours 2D et likelihood 1D obtenus par processus MCMC. Les contours sont donnés à 68% et 95% d'intervalle de confiance. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et al.	96
3.18	Fonction de température locale. Les paramètres utilisés sont les paramètres du tableau (3.5).	98
3.19	Fonctions de température locales et profondes tracées à partir des résultats du tableau 3.5. Les points sont issus des échantillons de MACS 2010 (gauche), C3 et MACS 2007 (droite).	99
3.20	Likelihood 1D sur le paramètres A_{TM} . Les courbes sont tracées pour trois valeurs du rapport de surdensité, $\Delta = 500$ (noir), $\Delta = 1000$ (rouge) et $\Delta_c = 500$ (bleu).	100
3.21	Fonction de températures tracées à partir des résultats du MCMC pour $\Delta = 500$ (noir), $\Delta = 1000$ (bleu) et $\Delta_c = 500$ (rouge), aux redshifts moyens des échantillons local (traits pleins+triangles) et profonds (tirets+carrés). La fonction de masse utilisée est celle de Tinker. A_{TM} et α sont tirés du tableau (3.6).	101
3.22	Contours 2D obtenus par les amas seuls. Les traits pleins, pointillés et tirets représentent respectivement les contours à 68%, 95% et 99% d'intervalle de confiance pour 2 paramètres. Les échantillons profonds utilisés sont ceux issus du 400deg^2 . La fonction de masse utilisée est celle de Sheth, Mo & Tormen. La figure en haut à gauche est obtenue uniquement en utilisant l'échantillon local et le modèle utilisé est $\Omega_m = 0.3$, $\sigma_8 = 0.8$ et $h = 0.7$	102
3.23	Likelihoods 1D obtenues pour chacun des trois sous-échantillons du 400deg^2 . Les figures du haut ont été obtenues en utilisant la fonction de masse de Sheth, Mo & Tormen, celles du bas avec celle de Tinker et al.	103
3.24	Fonctions de températures tracées à partir des résultats du MCMC pour chaque sous échantillons C1 (bleu), C2 (violet) et C3 (rouge). Les traits pleins et tirets représentent respectivement les fonctions de masse SMT et Tinker. Les valeurs de A_{TM} et α sont issues du tableau (3.7)	104
3.25	Likelihoods 1D obtenues pour chacun des échantillons MACS. Les figures du haut ont été obtenues en utilisant la fonction de masse de Sheth, Mo & Tormen, celles du bas avec celle de Tinker et al.	105

3.26	<i>Fonctions de températures tracées à partir des résultats du MCMC pour chaque échantillons M07 (jaune) et M10 (orange). Les traits pleins et tirets représentent respectivement les fonctions de masse SMT et Tinker.</i>	106
3.27	<i>(1) Fonctions de température obtenues en utilisant les résultats du sous-échantillon C1. (2) Fonctions de température obtenues en utilisant les résultats du sous-échantillon C3. (3) Fonctions de températures obtenues en utilisant les résultats de l'échantillon M07. (4) Fonctions de températures obtenues en utilisant les résultats de tous les échantillons profonds combinés. Les modèles sont tracés en utilisant la fonction de masse SMT (plein) et Tinker (tirets).</i>	107
3.28	<i>(1) Likelihood 1D sur le paramètre A_{TM}. (2) Likelihood 1D sur le paramètre α. Les courbes sont tracées pour trois valeurs du rapport de surdensité, $\Delta = 500$ (noir), $\Delta = 1000$ (rouge) et $\Delta_c = 500$ (bleu).</i>	110
3.29	<i>(1) Fonction de températures tracées à partir des meilleurs modèles fournis par l'analyse MCMC pour $\Delta = 500$ (noir), $\Delta = 1000$ (bleu) et $\Delta_c = 500$ (rouge), aux redshifts moyens des échantillons local (traits pleins+triangles) et profonds (tirets+carrés). Les paramètres utilisés sont donnés dans le tableau (3.10). (2) Contours A_{TM} vs α tracés pour trois valeurs différentes du contraste de surdensité. Le fonction de masse utilisée est celle de Tinker et al.</i>	111
4.1	<i>Distribution en redshift des amas SZ attendue par SPT pour une surface sur le ciel de 4000 deg^2 [120].</i>	115
4.2	<i>Spectre de puissance des anisotropies du CMB attendu par SPT pour une surface sur le ciel de 500 deg^2 pour deux niveau de bruit et pour un faisceau d'observation de $1'$. Les deux figures montrent les erreurs statistiques pour les grand l [120].</i>	116
4.3	<i>(1) Distribution en redshift des amas SZ pour trois seuils différents dans un modèle ΛCDM, $\Omega_m = 0.3$, $\sigma_8 = 0.8$, $h = 0.7$ et $A_{TM} = 8 \text{ keV}$. (2) Comptages des amas SZ tracés dans les modèles ΛCDM et Einstein-de-Sitter.</i>	118
4.4	<i>Tracés des distributions en redshift (gauche) et des comptages SZ intégrés (droite) en fonction de la fonction de masse de SMT (bleu) et de Tinker (rouge).</i>	119
4.5	<i>(1) Distributions en redshift des amas SZ en considérant le rayon viriel (noir) et le rayon R_{500} (rouge) pour un seuil $Y = 10^{-4} \text{ arcmin}^2$. (2) Comptages intégrés en considérant le rayon viriel (noir) et le rayon R_{500} (rouge).</i>	120
4.6	<i>Distributions en redshift (1) et comptages intégrés (2) des amas SZ. Les barreaux d'erreurs sont données dans un intervalle de confiance de 68% (voir fin du paragraphe 4.2.4. Les bandes jaunes sont obtenues en considérant une loi d'échelle $T - M$ standard et les rouges en considérant une loi $T - M$ non standard calibrée sur les données X.</i>	121
4.7	<i>$C(l)$ de la contribution de l'effet SZ tracées en utilisant les fonctions de masse de Press & Schechter (noir), Sheth, Mo & Tormen (bleu) et Tinker et al. (rouge) à $\nu = 150 \text{ GHz}$.</i>	124

- 4.8 (1) C_l calculé pour trois fréquences différentes $\nu = 100$ GHz (noire), $\nu = 150$ GHz (bleu) et $\nu = 200$ GHz (rouge). Le gaz suit un β -model avec $\beta = 2/3$, la relation d'échelle $T - M$ est prise sans évolution. (2) Fonction $f^2(x)$ convertie en $f^2(\nu)$ 125
- 4.9 Spectres de puissances tracés pour différents modèles. (1) Modèles issus du MCMC des amas X. (2) Modèles tracés pour différentes valeurs de Ω_m . (3) Modèles tracés pour différentes valeurs de σ_8 . (4) Modèles tracés pour différentes valeurs de A_{TM} . Spectres tracés à $\nu = 150$ GHz. 126
- 4.10 (1) Spectres de puissance des anisotropies du CMB. Les primaires sont tracées en noir, les secondaires de la contribution SZ sont en bleu et la somme des deux est rouge. Les tirets indiquent l'utilisation de l'évolution. (2) Même figure que (1) avec des points d'observation. La contribution SZ seule n'est pas tracée. Spectres tracés à $\nu = 150$ GHz. 127
- 4.11 (1) Barres d'erreurs à 1σ du spectre de puissance des anisotropies du CMB. Le modèle sans évolution est représenté par la bande jaune, celui avec évolution par la bande rouge. (2) Barres d'erreurs de la contribution SZ seule. Le code de couleur est le même que (1). 128
- 4.12 (1)(2)(3) Spectre de puissance de la contribution SZ tracée en fonction de différents β -profils et de rayon d'intégration du profil. (4) Même tracé où le rayon de troncature pour l'intégration du profil change. Spectres tracés à $\nu = 150$ GHz. 129
- 4.13 (1) C_l tracés pour différents seuils en Y à $\nu = 150$ GHz. (2) C_l tracés aux différentes fréquences de Planck. 130
- C.1 Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}$.Mpc, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du 400deg^2 au redshift moyen de $z = 0.385$ (C1). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Sheth, Mo & Tormen. 144
- C.2 Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}$.Mpc, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du 400deg^2 au redshift moyen de $z = 0.385$ (C1). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al. 145

- C.3 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du $400deg^2$ au redshift moyen de $z = 0.494$ (C2). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Sheth, Mo & Tormen. 146*
- C.4 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du $400deg^2$ au redshift moyen de $z = 0.494$ (C2). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al. 147*
- C.5 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du $400deg^2$ au redshift moyen de $z = 0.703$ (C3). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Sheth, Mo & Tormen. 148*
- C.6 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui du $400deg^2$ au redshift moyen de $z = 0.703$ (C3). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al. 149*
- C.7 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui de MACS 2007 au redshift moyen de $z = 0.557$ (M07). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Sheth, Mo & Tormen. 150*

- C.8 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1} \text{Mpc}$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui de MACS 2007 au redshift moyen de $z = 0.557$ (M07). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al.* 151
- C.9 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1} \text{Mpc}$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui de MACS 2010 au redshift moyen de $z = 0.375$ (M10). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Sheth, Mo & Tormen.* 152
- C.10 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, le paramètre d'évolution en redshift de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1} \text{Mpc}$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. L'échantillon utilisé est celui de MACS 2010 au redshift moyen de $z = 0.375$ (M10). La fonction de masse utilisée dans l'étude est celle de Tinker et al.* 153
- C.11 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1} \text{Mpc}$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Seul l'échantillon local a été utilisé. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité est prise à $\Delta = 500$* 154
- C.12 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1} \text{Mpc}$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité est pris à $\Delta = 500$* 155
- C.13 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T - M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1} \text{Mpc}$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Seul l'échantillon local a été utilisé. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité est pris à $\Delta = 1000$* 156

- C.14 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T-M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité est pris à $\Delta = 1000$ 157*
- C.15 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T-M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Seul l'échantillon local a été utilisé. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité critique est pris à $\Delta_c = 500$ 158*
- C.16 *Likelihood 1D et contours issus de l'analyse MCMC. Les paramètres sont respectivement la densité de baryon normalisée à h^2 , la normalisation en température de la relation $T-M$, l'indice spectral primordial, la densité de matière, l'amplitude des fluctuations dans une sphère de matière de rayon $8h^{-1}.Mpc$, le redshift de la réionisation et le paramètre de Hubble. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés. La fonction de masse utilisée est celle de Tinker et le contraste de surdensité critique est pris à $\Delta_c = 500$. . 159*

Liste des tableaux

2.1	<i>Echantillon local extrait de la base de données BAX. (2) redshift - (3) luminosité X - (4) Température X - (5) flux dans la bande [0.1-2.4] keV.</i>	66
3.1	<i>Résultats des chaînes MCMC en utilisant les données du CMB seul (WMAP 7-years[64]). Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%. La courbure est supposée nulle $\Omega_k = 0$ et $w = -1$.</i>	76
3.2	<i>Résultats des chaînes MCMC en combinant les données du CMB de WMAP 7-years[64], des supernovae de type Ia du supernovae union[72] et le spectre de puissance des galaxies rouges du SDSS LRG DR7[115]. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%. La courbure est supposée nulle $\Omega_k = 0$ et $w = -1$.</i>	77
3.3	<i>Résumé des valeurs de la normalisation $T - M$ pour différents travaux.</i>	84
3.4	<i>Résumé des valeurs des paramètres de la relation $L - T$ déduits des différents échantillons. L'exposant ^a signifie que la bande d'énergie considérée est la bande [0.5-2] keV. L'exposant ^b est pour la bande [0.1-2.4] keV.</i>	90
3.5	<i>Résultats des chaînes MCMC pour les deux fonctions de masses en utilisant les données des amas locaux. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%</i>	97
3.6	<i>Résumé des valeurs de A_{TM} ainsi que de Ω_m et σ_8 en fonction de la valeur de Δ choisie dans l'étude MCMC.</i>	100
3.7	<i>Résultats des chaînes MCMC pour les deux fonctions de masses en utilisant les données des sous-échantillons C1, C2 et C3. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68% et dans les trois sous-échantillon, les valeurs des paramètres cosmologiques restent inchangées.</i>	105
3.8	<i>Résultats des chaînes MCMC pour les deux fonctions de masses en utilisant les données des échantillons MACS 2007 et MACS 2010. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%</i>	107
3.9	<i>Résumé des valeurs des paramètres cosmologiques issues du MCMC en combinant toutes les données des amas. Les erreurs sont données à un intervalle de confiance de 68%.</i>	109
3.10	<i>Résumé des valeurs de A_{TM} et α ainsi que de Ω_m et σ_8 en fonction de la valeur de Δ choisie dans l'étude MCMC.</i>	110
4.1	<i>Résumé des caractéristiques du satellite Planck dans les différentes bandes de fréquences d'observation. Données issus du Planck Bluebook[139]</i>	115
4.2	<i>Résumé des caractéristiques du South Pole Telescope</i>	116
4.3	<i>Résumé des caractéristiques du Atacama Cosmology Telescope</i>	117

A.1	<i>Coefficients c_{ij} pour le calcul du contraste de sur-densité Δ dans le cas d'un modèle cosmologique général.</i>	136
B.1	<i>Echantillon profond extrait du MACS 2007. (2) redshift - (3) luminosité X dans la bande d'énergie $[0.1-2.4]$ keV - (4) Température X - (5) flux Chandra</i>	139
B.2	<i>Echantillon profond extrait du MACS 2010. (2) redshift - (3) luminosité X dans la bande d'énergie $[0.1-2.4]$ keV - (4) Température X - (5) flux Chandra</i>	140
B.3	<i>Echantillon profond extrait du 400deg^2. (2) redshift - (3) luminosité X dans la bande d'énergie $[0.5-2]$ keV - (4) Température X - (5) Masse Y - (6) flux Chandra</i>	141
C.1	<i>Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et le C1 à $z_{\text{moy}} = 0.385$ du 400deg^2.</i>	160
C.2	<i>Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et le C2 à $z_{\text{moy}} = 0.494$ du 400deg^2.</i>	161
C.3	<i>Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et le C3 à $z_{\text{moy}} = 0.703$ du 400deg^2.</i>	162
C.4	<i>Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et l'échantillon MACS 2007 à $z_{\text{moy}} = 0.557$.</i>	163
C.5	<i>Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Les échantillons utilisés sont l'échantillon local et l'échantillon MACS 2010 à $z_{\text{moy}} = 0.375$.</i>	164
C.6	<i>Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés et la fonction de masse considérée est celle de Tinker et al. Le rapport de surdensité est pris à $\Delta = 500$.</i>	165

- C.7 *Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés et la fonction de masse considérée est celle de Tinker et al. Le rapport de surdensité est pris à $\Delta = 1000$* 166
- C.8 *Résumé des valeurs sur les paramètres cosmologiques issus des chaînes MCMC et combinant les données du CMB de WMAP 7-years, des supernovae de type Ia du Supernovae Union, du spectre de puissance des galaxies du SDSS DR7 et de la fonction de température des amas X. Tous les échantillons d'amas ont été utilisés et la fonction de masse considérée est celle de Tinker et al. Le rapport de surdensité critique est pris à $\Delta_c = 500$. . .* 167

Bibliographie

- [1] Book Review : Cosmological physics / Cambridge U Press, 1999. *Physics Today*, 53(5) :050000–+, May 2000.
- [2] N. Aghanim, A. de Luca, F. R. Bouchet, R. Gispert, and J. L. Puget. Cosmology with Sunyaev-Zeldovich observations from space. *A&A*, 325 :9–18, September 1997.
- [3] R. A. Alpher and R. Herman. Evolution of the Universe. *Nature*, 162 :774–775, November 1948.
- [4] 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.
- [5] D. Barbosa, J. G. Bartlett, A. Blanchard, and J. Oukbir. The Sunyaev-Zel'dovich effect and the value of Ω_0 . *A&A*, 314 :13–17, October 1996.
- [6] J. M. Bardeen, J. R. Bond, N. Kaiser, and A. S. Szalay. The statistics of peaks of Gaussian random fields. *ApJ*, 304 :15–61, May 1986.
- [7] J. G. Bartlett. Sunyaev-Zel'dovich Surveys : Analytic treatment of cluster detection. *ArXiv Astrophysics e-prints*, January 2000.
- [8] J. G. Bartlett and J. Silk. The Sunyaev-Zel'dovich effect and cluster evolution. *ApJ*, 423 :12–18, March 1994.
- [9] A. J. Benson, C. Reichardt, and M. Kamionkowski. Statistics of Sunyaev-Zel'dovich cluster surveys. *MNRAS*, 331 :71–84, March 2002.
- [10] A. Blanchard, R. Sadat, J. G. Bartlett, and M. Le Dour. A new local temperature distribution function for X-ray clusters : cosmological applications. *A&A*, 362 :809–824, October 2000.
- [11] A. Blanchard and J. Silk. The XXVIth Rencontres de Moriond in Astrophysics. *Editions Frontières*, page 93, 1991.
- [12] A. Blanchard, K. Wachter, A. E. Evrard, and J. Silk. The contribution of galaxy clusters to the soft X-ray background. *ApJ*, 391 :1–15, May 1992.
- [13] H. Böhringer, W. Voges, J. P. Huchra, B. McLean, R. Giacconi, P. Rosati, R. Burg, J. Mader, P. Schuecker, D. Simiç, S. Komossa, T. H. Reiprich, J. Retzlaff, and J. Trümper. The Northern ROSAT All-Sky (NORAS) Galaxy Cluster Survey. I. X-Ray Properties of Clusters Detected as Extended X-Ray Sources. *ApJS*, 129 :435–474, August 2000.

- [14] J. R. Bond, C. R. Contaldi, U.-L. Pen, D. Pogosyan, S. Prunet, M. I. Rueter, J. W. Wadsley, P. Zhang, B. S. Mason, S. T. Myers, T. J. Pearson, A. C. S. Readhead, J. L. Sievers, and P. S. Udomprasert. The Sunyaev-Zel'dovich Effect in CMB-calibrated Theories Applied to the Cosmic Background Imager Anisotropy Power at $l > 2000$. *ApJ*, 626 :12–30, June 2005.
- [15] J. R. Bond and G. Efstathiou. Cosmic background radiation anisotropies in universes dominated by nonbaryonic dark matter. *ApJL*, 285 :L45–L48, October 1984.
- [16] G. L. Bryan and M. L. Norman. Statistical Properties of X-Ray Clusters : Analytic and Numerical Comparisons. *ApJ*, 495 :80–+, March 1998.
- [17] R. A. Burenin, A. Vikhlinin, A. Hornstrup, H. Ebeling, H. Quintana, and A. Mescheryakov. The 400 Square Degree ROSAT PSPC Galaxy Cluster Survey : Catalog and Statistical Calibration. *ApJS*, 172 :561–582, October 2007.
- [18] S. M. Carroll, W. H. Press, and E. L. Turner. The cosmological constant. *ARA&A*, 30 :499–542, 1992.
- [19] A. Cavaliere and R. Fusco-Femiano. X-rays from hot plasma in clusters of galaxies. *A&A*, 49 :137–144, May 1976.
- [20] N. Christensen and R. Meyer. Bayesian Methods for Cosmological Parameter Estimation from Cosmic Microwave Background Measurements. *ArXiv Astrophysics e-prints*, June 2000.
- [21] N. Christensen, R. Meyer, L. Knox, and B. Luey. Bayesian methods for cosmological parameter estimation from cosmic microwave background measurements. *Classical and Quantum Gravity*, 18 :2677–2688, July 2001.
- [22] S. Cole and N. Kaiser. Sunyaev-Zel'dovich fluctuations in the cold dark matter scenario. *MNRAS*, 233 :637–648, August 1988.
- [23] A. Cooray and A. Melchiorri. Small angular scale CMB anisotropies from CBI and BIMA experiments : Early universe or local structures? *Phys. Rev.D*, 66(8) :083001–+, October 2002.
- [24] S. Das, T. A. Marriage, P. A. R. Ade, P. Aguirre, M. Amiri, J. W. Appel, L. F. Barrientos, E. S. Battistelli, J. R. Bond, B. Brown, B. Burger, J. Chervenak, M. J. Devlin, S. R. Dicker, W. Bertrand Doriese, J. Dunkley, R. Dünner, T. Essinger-Hileman, R. P. Fisher, J. W. Fowler, A. Hajian, M. Halpern, M. Hasselfield, C. Hernández-Monteagudo, G. C. Hilton, M. Hilton, A. D. Hincks, R. Hlozek, K. M. Huffenberger, D. H. Hughes, J. P. Hughes, L. Infante, K. D. Irwin, J. Baptiste Juin, M. Kaul, J. Klein, A. Kosowsky, J. M. Lau, M. Limon, Y.-T. Lin, R. H. Lupton, D. Marsden, K. Martocci, P. Mauskopf, F. Menanteau, K. Moodley, H. Moseley, C. B. Netterfield, M. D. Niemack, M. R. Nolta, L. A. Page, L. Parker, B. Partridge, B. Reid, N. Sehgal, B. D. Sherwin, J. Sievers, D. N. Spergel, S. T. Staggs, D. S. Swetz, E. R. Switzer, R. Thornton, H. Trac, C. Tucker, R. Warne, E. Wollack, and Y. Zhao. The Atacama Cosmology Telescope : A Measurement of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum at 148 and 218 GHz from the 2008 Southern Survey. *ApJ*, 729 :62–+, March 2011.

- [25] T. M. Davis, E. Mörtzell, J. Sollerman, A. C. Becker, S. Blondin, P. Chalis, A. Clocchiatti, A. V. Filippenko, R. J. Foley, P. M. Garnavich, S. Jha, K. Krisciunas, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, W. Li, T. Matheson, G. Miknaitis, G. Pignata, A. Rest, A. G. Riess, B. P. Schmidt, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. W. Stubbs, N. B. Suntzeff, J. L. Tonry, W. M. Wood-Vasey, and A. Zenteno. Scrutinizing Exotic Cosmological Models Using ESSENCE Supernova Data Combined with Other Cosmological Probes. *ApJ*, 666 :716–725, September 2007.
- [26] P. de Bernardis, P. A. R. Ade, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, A. Boscaleri, K. Coble, C. R. Contaldi, B. P. Crill, G. De Troia, P. Farese, K. Ganga, M. Giacometti, E. Hivon, V. V. Hristov, A. Iacoangeli, A. H. Jaffe, W. C. Jones, A. E. Lange, L. Martinis, S. Masi, P. Mason, P. D. Mauskopf, A. Melchiorri, T. Montroy, C. B. Netterfield, E. Pascale, F. Piacentini, D. Pogosyan, G. Polenta, F. Pongetti, S. Prunet, G. Romeo, J. E. Ruhl, and F. Scaramuzzi. Multiple Peaks in the Angular Power Spectrum of the Cosmic Microwave Background : Significance and Consequences for Cosmology. *ApJ*, 564 :559–566, January 2002.
- [27] J. M. Diego, E. Martínez-González, J. L. Sanz, N. Benitez, and J. Silk. The Sunyaev-Zel’dovich effect as a cosmological discriminator. *MNRAS*, 331 :556–568, April 2002.
- [28] M. Douspis, N. Aghanim, and M. Langer. Small scale contributions to the cosmic microwave background : a coherent analysis. *A&A*, 456 :819–826, September 2006.
- [29] A. Dressler, S. M. Faber, D. Burstein, R. L. Davies, D. Lynden-Bell, R. J. Terlevich, and G. Wegner. Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies - A large-scale streaming motion in the local universe. *ApJL*, 313 :L37–L42, February 1987.
- [30] J. Dunkley, R. Hlozek, J. Sievers, V. Acquaviva, P. A. R. Ade, P. Aguirre, M. Amiri, J. W. Appel, L. F. Barrientos, E. S. Battistelli, J. R. Bond, B. Brown, B. Burger, J. Chervenak, S. Das, M. J. Devlin, S. R. Dicker, W. Bertrand Doriese, R. Dunner, T. Essinger-Hileman, R. P. Fisher, J. W. Fowler, A. Hajian, M. Halpern, M. Hasselfield, C. Hernandez-Monteagudo, G. C. Hilton, M. Hilton, A. D. Hincks, K. M. Huffenberger, D. H. Hughes, J. P. Hughes, L. Infante, K. D. Irwin, J. B. Juin, M. Kaul, J. Klein, A. Kosowsky, J. M. Lau, M. Limon, Y. Lin, R. H. Lupton, T. A. Marriage, D. Marsden, P. Mauskopf, F. Menanteau, K. Moodley, H. Moseley, C. B. Netterfield, M. D. Niemack, M. R. Nolta, L. A. Page, L. Parker, B. Partridge, B. Reid, N. Sehgal, B. Sherwin, D. N. Spergel, S. T. Staggs, D. S. Swetz, E. R. Switzer, R. Thornton, H. Trac, C. Tucker, R. Warne, E. Wollack, and Y. Zhao. The Atacama Cosmology Telescope : Cosmological Parameters from the 2008 Power Spectra. *ArXiv e-prints 1009.0866*, September 2010.
- [31] H. Ebeling, E. Barrett, D. Donovan, C.-J. Ma, A. C. Edge, and L. van Speybroeck. A Complete Sample of 12 Very X-Ray Luminous Galaxy Clusters at $z > 0.5$. *ApJL*, 661 :L33–L36, May 2007.

- [32] H. Ebeling, A. C. Edge, H. Böhringer, S. W. Allen, C. S. Crawford, A. C. Fabian, W. Voges, and J. P. Huchra. The ROSAT Brightest Cluster Sample - I. The compilation of the sample and the cluster log N-log S distribution. *MNRAS*, 301 :881–914, December 1998.
- [33] H. Ebeling, A. C. Edge, and J. P. Henry. MACS : A Quest for the Most Massive Galaxy Clusters in the Universe. *ApJ*, 553 :668–676, June 2001.
- [34] H. Ebeling, A. C. Edge, A. Mantz, E. Barrett, J. P. Henry, C. J. Ma, and L. van Speybroeck. The X-ray brightest clusters of galaxies from the Massive Cluster Survey. *MNRAS*, 407 :83–93, September 2010.
- [35] G. Efstathiou, J. R. Bond, and S. D. M. White. COBE background radiation anisotropies and large-scale structure in the universe. *MNRAS*, 258 :1P–6P, September 1992.
- [36] G. Efstathiou, C. S. Frenk, S. D. M. White, and M. Davis. Gravitational clustering from scale-free initial conditions. *MNRAS*, 235 :715–748, December 1988.
- [37] D. J. Eisenstein and W. Hu. Baryonic Features in the Matter Transfer Function. *ApJ*, 496 :605–+, March 1998.
- [38] D. J. Eisenstein, I. Zehavi, D. W. Hogg, R. Scoccimarro, M. R. Blanton, R. C. Nichol, R. Scranton, H.-J. Seo, M. Tegmark, Z. Zheng, S. F. Anderson, J. Annis, N. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, F. J. Castander, A. Connolly, I. Csabai, M. Doi, M. Fukugita, J. A. Frieman, K. Glazebrook, J. E. Gunn, J. S. Hendry, G. Hennessy, Z. Ivezić, S. Kent, G. R. Knapp, H. Lin, Y.-S. Loh, R. H. Lupton, B. Margon, T. A. McKay, A. Meiksin, J. A. Munn, A. Pope, M. W. Richmond, D. Schlegel, D. P. Schneider, K. Shimasaku, C. Stoughton, M. A. Strauss, M. SubbaRao, A. S. Szalay, I. Szapudi, D. L. Tucker, B. Yanny, and D. G. York. Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *ApJ*, 633 :560–574, November 2005.
- [39] A. E. Evrard and J. P. Henry. Expectations for X-ray cluster observations by the ROSAT satellite. *ApJ*, 383 :95–103, December 1991.
- [40] A. C. Fabian, E. M. Hu, L. L. Cowie, and J. Grindlay. The distribution and morphology of X-ray-emitting gas in the core of the Perseus cluster. *ApJ*, 248 :47–54, August 1981.
- [41] L. D. Ferramacho and A. Blanchard. Gas mass fraction from XMM-Newton and Chandra high redshift clusters and its use as a cosmological test. *A&A*, 463 :423–426, February 2007.
- [42] A. Finoguenov, T. H. Reiprich, and H. Böhringer. Details of the mass-temperature relation for clusters of galaxies. *A&A*, 368 :749–759, March 2001.
- [43] D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, J. C. Mather, R. A. Shafer, and E. L. Wright. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. *ApJ*, 473 :576–+, December 1996.
- [44] W. Forman, E. Kellogg, H. Gursky, H. Tananbaum, and R. Giacconi. Observations of the Extended X-Ray Sources in the Perseus and Coma Clusters from UHURU. *ApJ*, 178 :309–316, December 1972.

- [45] J. W. Fowler. The Atacama Cosmology Telescope Project. 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 1–10, October 2004.
- [46] C. S. Frenk, S. D. M. White, P. Bode, J. R. Bond, G. L. Bryan, R. Cen, H. M. P. Couchman, A. E. Evrard, N. Gnedin, A. Jenkins, A. M. Khokhlov, A. Klypin, J. F. Navarro, M. L. Norman, J. P. Ostriker, J. M. Owen, F. R. Pearce, U.-L. Pen, M. Steinmetz, P. A. Thomas, J. V. Villumsen, J. W. Wadsley, M. S. Warren, G. Xu, and G. Yepes. The Santa Barbara Cluster Comparison Project : A Comparison of Cosmological Hydrodynamics Solutions. *ApJ*, 525 :554–582, November 1999.
- [47] G. Gamow. The Origin of Elements and the Separation of Galaxies. *Physical Review*, 74 :505–506, August 1948.
- [48] R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, and H. Tananbaum. The Uhuru catalog of X-ray sources. *ApJ*, 178 :281–308, December 1972.
- [49] R. Giacconi, A. Zirm, J. Wang, P. Rosati, M. Nonino, P. Tozzi, R. Gilli, V. Mainieri, G. Hasinger, L. Kewley, J. Bergeron, S. Borgani, R. Gilmozzi, N. Grogin, A. Koekemoer, E. Schreier, W. Zheng, and C. Norman. Chandra Deep Field South : The 1 Ms Catalog. *ApJS*, 139 :369–410, April 2002.
- [50] L. Grego, J. E. Carlstrom, E. D. Reese, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, M. K. Joy, J. J. Mohr, and S. Patel. Galaxy Cluster Gas Mass Fractions from Sunyaev-Zeldovich Effect Measurements : Constraints on Ω_M . *ApJ*, 552 :2–14, May 2001.
- [51] L. Guzzo, H. Böhringer, P. Schuecker, C. A. Collins, S. Schindler, D. M. Neumann, S. de Grandi, R. Cruddace, G. Chincarini, A. C. Edge, P. A. Shaver, and W. Voges. The REFLEX cluster survey : observing strategy and first results on large-scale structure. *The Messenger*, 95 :27–32, March 1999.
- [52] Z. Haiman, J. J. Mohr, and G. P. Holder. Constraints on Cosmological Parameters from Future Galaxy Cluster Surveys. *ApJ*, 553 :545–561, June 2001.
- [53] S. F. Helsdon and T. J. Ponman. The intragroup medium in loose groups of galaxies. *MNRAS*, 315 :356–370, June 2000.
- [54] M. J. Henriksen and R. F. Mushotzky. The X-ray spectrm of the Coma Cluster of galaxies. *ApJ*, 302 :287–295, March 1986.
- [55] J. P. Henry. Measuring Cosmological Parameters from the Evolution of Cluster X-Ray Temperatures. *ApJ*, 534 :565–580, May 2000.
- [56] 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.
- [57] H. Hoekstra, H. K. C. Yee, and M. D. Gladders. Constraints on Ω_m and σ_8 from Weak Lensing in Red-Sequence Cluster Survey Fields. *ApJ*, 577 :595–603, October 2002.

- [58] G. Holder, Z. Haiman, and J. J. Mohr. Constraints on Ω_m , Ω_Λ , and σ_8 from Galaxy Cluster Redshift Distributions. *ApJL*, 560 :L111–L114, October 2001.
- [59] G. P. Holder, J. J. Mohr, J. E. Carlstrom, A. E. Evrard, and E. M. Leitch. Expectations for an Interferometric Sunyaev-Zeldovich Effect Survey for Galaxy Clusters. *ApJ*, 544 :629–635, December 2000.
- [60] J. A. Holtzman. Microwave background anisotropies and large-scale structure in universes with cold dark matter, baryons, radiation, and massive and massless neutrinos. *ApJS*, 71 :1–24, September 1989.
- [61] D. J. Horner, R. F. Mushotzky, and C. A. Scharf. Observational Tests of the Mass-Temperature Relation for Galaxy Clusters. *ApJ*, 520 :78–86, July 1999.
- [62] W. Hu. Concepts in CMB Anisotropy Formation. In E. Martinez-Gonzalez & J. L. Sanz, editor, *The Universe at High-z, Large-Scale Structure and the Cosmic Microwave Background*, volume 470 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 207–+, March 1996.
- [63] A. H. Jaffe, P. A. Ade, A. Balbi, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, A. Boscaleri, K. Coble, B. P. Crill, P. de Bernardis, P. Farese, P. G. Ferreira, K. Ganga, M. Giacometti, S. Hanany, E. Hivon, V. V. Hristov, A. Iacoangeli, A. E. Lange, A. T. Lee, L. Martinis, S. Masi, P. D. Mauskopf, A. Melchiorri, T. Montroy, C. B. Netterfield, S. Oh, E. Pascale, F. Piacentini, D. Pogosyan, S. Prunet, B. Rabii, S. Rao, P. L. Richards, G. Romeo, J. E. Ruhl, F. Scaramuzzi, D. Sforza, G. F. Smoot, R. Stompor, C. D. Winant, and J. H. Wu. Cosmology from MAXIMA-1, BOOMERANG, and COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations. *Physical Review Letters*, 86 :3475–3479, April 2001.
- [64] N. Jarosik, C. L. Bennett, J. Dunkley, B. Gold, M. R. Greason, M. Halpern, R. S. Hill, G. Hinshaw, A. Kogut, E. Komatsu, D. Larson, M. Limon, S. S. Meyer, M. R. Nolte, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results. *ApJS*, 192 :14–+, February 2011.
- [65] C. Jones and W. Forman. The structure of clusters of galaxies observed with Einstein. *ApJ*, 276 :38–55, January 1984.
- [66] 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.
- [67] N. Kaiser. Evolution and clustering of rich clusters. *MNRAS*, 222 :323–345, September 1986.
- [68] S. T. Kay, A. R. Liddle, and P. A. Thomas. Sunyaev-Zel’dovich predictions for the Planck Surveyor satellite using the Hubble Volume simulations. *MNRAS*, 325 :835–844, August 2001.
- [69] S. T. Kay, L. C. Powell, A. R. Liddle, and P. A. Thomas. The Sunyaev-Zel’dovich temperature of the intracluster medium. *MNRAS*, 386 :2110–2114, June 2008.

- [70] R. Keisler, C. L. Reichardt, 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, J. Dudley, E. M. George, N. W. Halverson, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, S. Hoover, Z. Hou, J. D. Hrubes, M. Joy, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, M. Lueker, D. Luong-Van, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, M. Millea, J. J. Mohr, T. E. Montroy, T. Natoli, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, J. E. Ruhl, K. K. Schaffer, L. Shaw, E. Shirokoff, H. G. Spieler, Z. Staniszewski, A. A. Stark, K. Story, A. van Engelen, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, R. Williamson, and O. Zahn. A Measurement of the Damping Tail of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum with the South Pole Telescope. *ArXiv e-prints 1105.3182*, May 2011.
- [71] E. Kellogg, H. Gursky, C. Leong, E. Schreier, H. Tananbaum, and R. Giacconi. X-Ray Observations of the Virgo Cluster, NGC 5128, and 3c 273 from the UHURU Satellite. *ApJL*, 165 :L49+, April 1971.
- [72] R. Kessler, A. C. Becker, D. Cinabro, J. Vanderplas, J. A. Frieman, J. Marriener, T. M. Davis, B. Dilday, J. Holtzman, S. W. Jha, H. Lampeitl, M. Sako, M. Smith, C. Zheng, R. C. Nichol, B. Bassett, R. Bender, D. L. Depoy, M. Doi, E. Elson, A. V. Filippenko, R. J. Foley, P. M. Garnavich, U. Hopp, Y. Ihara, W. Ketzeback, W. Kollatschny, K. Konishi, J. L. Marshall, R. J. McMillan, G. Miknaitis, T. Morokuma, E. Mörtzell, K. Pan, J. L. Prieto, M. W. Richmond, A. G. Riess, R. Romani, D. P. Schneider, J. Sollerman, N. Takanashi, K. Tokita, K. van der Heyden, J. C. Wheeler, N. Yasuda, and D. York. First-Year Sloan Digital Sky Survey-II Supernova Results : Hubble Diagram and Cosmological Parameters. *ApJS*, 185 :32–84, November 2009.
- [73] I. R. King. Density Data and Emission Measure for a Model of the Coma Cluster. *ApJL*, 174 :L123+, June 1972.
- [74] E. Komatsu, J. Dunkley, M. R.olta, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. Limon, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, S. S. Meyer, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 180 :330–376, February 2009.
- [75] E. Komatsu and T. Kitayama. Sunyaev-Zeldovich Fluctuations from Spatial Correlations between Clusters of Galaxies. *ApJL*, 526 :L1–L4, November 1999.
- [76] E. Komatsu and U. Seljak. Universal gas density and temperature profile. *MNRAS*, 327 :1353–1366, November 2001.
- [77] E. Komatsu and U. Seljak. The Sunyaev-Zel’dovich angular power spectrum as a probe of cosmological parameters. *MNRAS*, 336 :1256–1270, November 2002.
- [78] 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 1001.4538*, January 2010.

- [79] M. Kowalski, D. Rubin, G. Aldering, R. J. Agostinho, A. Amadon, R. Amanullah, C. Balland, K. Barbary, G. Blanc, P. J. Challis, A. Conley, N. V. Connolly, R. Covarrubias, K. S. Dawson, S. E. Deustua, R. Ellis, S. Fabbro, V. Fadeyev, X. Fan, B. Farris, G. Folatelli, B. L. Frye, G. Garavini, E. L. Gates, L. Germany, G. Goldhaber, B. Goldman, A. Goobar, D. E. Groom, J. Haissinski, D. Hardin, I. Hook, S. Kent, A. G. Kim, R. A. Knop, C. Lidman, E. V. Linder, J. Mendez, J. Meyers, G. J. Miller, M. Moniez, A. M. Mourão, H. Newberg, S. Nobili, P. E. Nugent, R. Pain, O. Perdureau, S. Perlmutter, M. M. Phillips, V. Prasad, R. Quimby, N. Regnault, J. Rich, E. P. Rubenstein, P. Ruiz-Lapuente, F. D. Santos, B. E. Schaefer, R. A. Schommer, R. C. Smith, A. M. Soderberg, A. L. Spadafora, L.-G. Strolger, M. Strovink, N. B. Suntzeff, N. Suzuki, R. C. Thomas, N. A. Walton, L. Wang, W. M. Wood-Vasey, and J. L. Yun. Improved Cosmological Constraints from New, Old, and Combined Supernova Data Sets. *ApJ*, 686 :749–778, October 2008.
- [80] G. A. Kriss, D. F. Cioffi, and C. R. Canizares. The X-ray emitting gas in poor clusters with central dominant galaxies. *ApJ*, 272 :439–448, September 1983.
- [81] D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw, E. Komatsu, M. R. Nolte, C. L. Bennett, B. Gold, M. Halpern, R. S. Hill, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-derived Parameters. *ApJS*, 192 :16–+, February 2011.
- [82] A. Lewis, A. Challinor, and A. Lasenby. Efficient Computation of Cosmic Microwave Background Anisotropies in Closed Friedmann-Robertson-Walker Models. *ApJ*, 538 :473–476, August 2000.
- [83] E. M. Lifshitz and I. M. Khalatnikov. Investigations in relativistic cosmology. *Advances in Physics*, 12 :185–249, April 1963.
- [84] M. Lima and W. Hu. Photometric redshift requirements for self-calibration of cluster dark energy studies. *Phys. Rev.D*, 76(12) :123013–+, December 2007.
- [85] M. Lueker, C. L. Reichardt, K. K. Schaffer, O. Zahn, 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, 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, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, J. J. Mohr, T. E. Montroy, S. Padin, T. Plagge, C. Pryke, J. E. Ruhl, L. Shaw, E. Shirokoff, H. G. Spieler, B. Stalder, Z. Staniszewski, A. A. Stark, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, and R. Williamson. Measurements of Secondary Cosmic Microwave Background Anisotropies with the South Pole Telescope. *ApJ*, 719 :1045–1066, August 2010.
- [86] D. H. Lumb, J. G. Bartlett, A. K. Romer, A. Blanchard, D. J. Burke, C. A. Collins, R. C. Nichol, M. Giard, P. B. Marty, J. Nevalainen, R. Sadat, and S. C. Vauclair. The XMM-NEWTON Ω project. I. The X-ray luminosity-temperature relation at $z > 0.4$. *A&A*, 420 :853–872, June 2004.
- [87] D. Lynden-Bell, S. M. Faber, D. Burstein, R. L. Davies, A. Dressler, R. J. Terlevich, and G. Wegner. Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies.

- V - Galaxy streaming toward the new supergalactic center. *ApJ*, 326 :19–49, March 1988.
- [88] A. Mantz, S. W. Allen, H. Ebeling, D. Rapetti, and A. Drlica-Wagner. The observed growth of massive galaxy clusters - II. X-ray scaling relations. *MNRAS*, 406 :1773–1795, August 2010.
- [89] M. Markevitch, G. R. Blumenthal, W. Forman, C. Jones, and R. A. Sunyaev. Cluster evolution and microwave source counts. *ApJ*, 426 :1–13, May 1994.
- [90] B. S. Mason, T. J. Pearson, A. C. S. Readhead, M. C. Shepherd, J. Sievers, P. S. Udomprasert, J. K. Cartwright, A. J. Farmer, S. Padin, S. T. Myers, J. R. Bond, C. R. Contaldi, U. Pen, S. Prunet, D. Pogosyan, J. E. Carlstrom, J. Kovac, E. M. Leitch, C. Pryke, N. W. Halverson, W. L. Holzapfel, P. Altamirano, L. Bronfman, S. Casassus, J. May, and M. Joy. The Anisotropy of the Microwave Background to $l = 3500$: Deep Field Observations with the Cosmic Background Imager. *ApJ*, 591 :540–555, July 2003.
- [91] B. Mathiesen, A. E. Evrard, and J. J. Mohr. The Effects of Clumping and Substructure on Intracluster Medium Mass Measurements. *ApJL*, 520 :L21–L24, July 1999.
- [92] B. J. Maughan, L. R. Jones, H. Ebeling, and C. Scharf. The evolution of the cluster X-ray scaling relations in the Wide Angle ROSAT Pointed Survey sample at $0.6 < z < 1.0$. *MNRAS*, 365 :509–529, January 2006.
- [93] J.-B. Melin, J. G. Bartlett, and J. Delabrouille. The selection function of SZ cluster surveys. *A&A*, 429 :417–426, January 2005.
- [94] O. Muanwong, S. T. Kay, and P. A. Thomas. Evolution of X-Ray Cluster Scaling Relations in Simulations with Radiative Cooling and Nongravitational Heating. *ApJ*, 649 :640–648, October 2006.
- [95] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White. Simulations of X-ray clusters. *MNRAS*, 275 :720–740, August 1995.
- [96] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *ApJ*, 462 :563–+, May 1996.
- [97] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *ApJ*, 490 :493–+, December 1997.
- [98] N. Okabe, Y.-Y. Zhang, A. Finoguenov, M. Takada, G. P. Smith, K. Umetsu, and T. Futamase. LoCuSS : Calibrating Mass-observable Scaling Relations for Cluster Cosmology with Subaru Weak-lensing Observations. *ApJ*, 721 :875–885, September 2010.
- [99] J. A. Peacock and S. J. Dodds. Reconstructing the Linear Power Spectrum of Cosmological Mass Fluctuations. *MNRAS*, 267 :1020–+, April 1994.
- [100] P. J. E. Peebles. *Principles of Physical Cosmology*. 1993.
- [101] P. J. E. Peebles and J. T. Yu. Primeval Adiabatic Perturbation in an Expanding Universe. *ApJ*, 162 :815–+, December 1970.
- [102] E. Pierpaoli, D. Scott, and M. White. Power-spectrum normalization from the local abundance of rich clusters of galaxies. *MNRAS*, 325 :77–88, July 2001.

- [103] F. Pizzolato, S. Molendi, S. Ghizzardi, and S. De Grandi. Smaug : A New Technique for the Deprojection of Galaxy Clusters. *ApJ*, 592 :62–78, July 2003.
- [104] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, and et al. Planck Early Results. VII. The Early Release Compact Source Catalog. *ArXiv e-prints 1101.2041*, January 2011.
- [105] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, and et al. Planck Early Results VIII : The all-sky Early Sunyaev-Zeldovich cluster sample. *ArXiv e-prints 1101.2024*, January 2011.
- [106] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, and et al. Planck Early Results XI : Calibration of the local galaxy cluster Sunyaev-Zeldovich scaling relations. *ArXiv e-prints 1101.2026*, January 2011.
- [107] Planck Collaboration, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Balbi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, M. Bartelmann, and et al. Planck early results : Statistical analysis of Sunyaev-Zeldovich scaling relations for X-ray galaxy clusters. *ArXiv e-prints 1101.2043*, January 2011.
- [108] W. H. Press and P. Schechter. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *ApJ*, 187 :425–438, February 1974.
- [109] P. J. Quinn, J. K. Salmon, and W. H. Zurek. Primordial density fluctuations and the structure of galactic haloes. *Nature*, 322 :329–335, July 1986.
- [110] J. C. Raymond and B. W. Smith. Soft X-ray spectrum of a hot plasma. *ApJS*, 35 :419–439, December 1977.
- [111] E. D. Reese, J. J. Mohr, J. E. Carlstrom, M. Joy, L. Grego, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. P. Hughes, S. K. Patel, and M. Donahue. Sunyaev-Zeldovich Effect-derived Distances to the High-Redshift Clusters MS 0451.6-0305 and CL 0016+16. *ApJ*, 533 :38–49, April 2000.
- [112] A. Refregier. Weak Gravitational Lensing by Large-Scale Structure. *ARA&A*, 41 :645–668, 2003.
- [113] C. L. Reichardt, P. A. R. Ade, J. J. Bock, J. R. Bond, J. A. Brevik, C. R. Contaldi, M. D. Daub, J. T. Dempsey, J. H. Goldstein, W. L. Holzapfel, C. L. Kuo, A. E. Lange, M. Lueker, M. Newcomb, J. B. Peterson, J. Ruhl, M. C. Runyan, and Z. Staniszewski. High-Resolution CMB Power Spectrum from the Complete ACBAR Data Set. *ApJ*, 694 :1200–1219, April 2009.
- [114] A. Reichert, H. Böhringer, R. Fassbender, and M. Mühlegger. Observational constraints on the redshift evolution of X-ray scaling relations of galaxy clusters out to $z \sim 1.5$. *ArXiv e-prints 1109.3708*, September 2011.
- [115] B. A. Reid, W. J. Percival, D. J. Eisenstein, L. Verde, D. N. Spergel, R. A. Skibba, N. A. Bahcall, T. Budavari, J. A. Frieman, M. Fukugita, J. R. Gott, J. E. Gunn, Ž. Ivezić, G. R. Knapp, R. G. Kron, R. H. Lupton, T. A. McKay, A. Meiksin, R. C. Nichol, A. C. Pope, D. J. Schlegel, D. P. Schneider,

- C. Stoughton, M. A. Strauss, A. S. Szalay, M. Tegmark, M. S. Vogeley, D. H. Weinberg, D. G. York, and I. Zehavi. Cosmological constraints from the clustering of the Sloan Digital Sky Survey DR7 luminous red galaxies. *MNRAS*, 404 :60–85, May 2010.
- [116] T. H. Reiprich and H. Böhringer. The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters. *ApJ*, 567 :716–740, March 2002.
- [117] Y. Rephaeli and O. Lahav. Peculiar cluster velocities from measurements of the kinematic Sunyaev-Zeldovich effect. *ApJ*, 372 :21–24, May 1991.
- [118] P. Rosati, S. Borgani, and C. Norman. The Evolution of X-ray Clusters of Galaxies. *ARA&A*, 40 :539–577, 2002.
- [119] P. Rosati, P. Tozzi, S. Ettori, V. Mainieri, R. Demarco, S. A. Stanford, C. Lidman, M. Nonino, S. Borgani, R. Della Ceca, P. Eisenhardt, B. P. Holden, and C. Norman. Chandra and XMM-Newton Observations of RDCS 1252.9-2927, A Massive Cluster at $z=1.24$. *AJ*, 127 :230–238, January 2004.
- [120] 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.
- [121] R. Sadat and A. Blanchard. New light on the baryon fraction in galaxy clusters. *A&A*, 371 :19–24, May 2001.
- [122] R. Sadat, A. Blanchard, S. C. Vauclair, D. H. Lumb, J. Bartlett, A. K. Romer, J.-P. Bernard, M. Boer, P. Marty, J. Nevalainen, D. J. Burke, C. A. Collins, and R. C. Nichol. The XMM-Newton Ω project. *A&A*, 437 :31–38, July 2005.
- [123] A. J. R. Sanderson, T. J. Ponman, A. Finoguenov, E. J. Lloyd-Davies, and M. Markevitch. The Birmingham-CfA cluster scaling project - I. Gas fraction and the $M - T_X$ relation. *MNRAS*, 340 :989–1010, April 2003.
- [124] D. Sapone and L. Amendola. Constraining the growth factor with baryon oscillations. *ArXiv e-prints 0709.2792*, September 2007.
- [125] C. L. Sarazin. *X-ray emission from clusters of galaxies*. 1988.
- [126] S. Sasaki. A New Method to Estimate Cosmological Parameters Using the Baryon Fraction of Clusters of Galaxies. *PASJ*, 48 :L119–L122, December 1996.
- [127] P. Schuecker, R. R. Caldwell, H. Böhringer, C. A. Collins, L. Guzzo, and N. N. Weinberg. Observational constraints on general relativistic energy conditions, cosmic matter density and dark energy from X-ray clusters of galaxies and type-Ia supernovae. *A&A*, 402 :53–63, April 2003.

- [128] U. Seljak and M. Zaldarriaga. A Line-of-Sight Integration Approach to Cosmic Microwave Background Anisotropies. *ApJ*, 469 :437–+, October 1996.
- [129] 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.
- [130] R. K. Sheth and G. Tormen. Large-scale bias and the peak background split. *MNRAS*, 308 :119–126, September 1999.
- [131] S. Smith. The Mass of the Virgo Cluster. *ApJ*, 83 :23–+, January 1936.
- [132] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R. Nolte, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *ApJS*, 148 :175–194, September 2003.
- [133] S. A. Stanford, B. Holden, P. Rosati, P. Tozzi, S. Borgani, P. R. Eisenhardt, and H. Spinrad. The Intracuster Medium in $z > 1$ Galaxy Clusters. *ApJ*, 552 :504–507, May 2001.
- [134] N. Sugiyama. Cosmic Background Anisotropies in Cold Dark Matter Cosmology. *ApJS*, 100 :281–+, October 1995.
- [135] R. A. Sunyaev and Y. B. Zeldovich. Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation. *Ap&SS*, 7 :3–19, April 1970.
- [136] R. A. Sunyaev and Y. B. Zeldovich. The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4 :173–+, November 1972.
- [137] N. Taburet, M. Douspis, and N. Aghanim. The Sunyaev-Zel’dovich contribution in CMB analyses. *MNRAS*, 404 :1197–1202, May 2010.
- [138] The CORe Collaboration. CORe (Cosmic Origins Explorer) A White Paper. *ArXiv e-prints 1102.2181*, February 2011.
- [139] The Planck Collaboration. The Scientific Programme of Planck. *ArXiv Astrophysics e-prints*, April 2006.
- [140] 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.
- [141] J. Truemper. ROSAT - A new look at the X-ray sky. *Science*, 260 :1769–1771, June 1993.
- [142] S. C. Vauclair, A. Blanchard, R. Sadat, J. G. Bartlett, J.-P. Bernard, M. Boer, M. Giard, D. H. Lumb, P. Marty, and J. Nevalainen. The XMM-Omega project. II. Cosmological implications from the high redshift L - T relation of X-ray clusters. *A&A*, 412 :L37–L41, December 2003.
- [143] P. T. P. Viana and A. R. Liddle. The cluster abundance in flat and open cosmologies. *MNRAS*, 281 :323–+, July 1996.
- [144] 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.

- [145] 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.
- [146] A. Vikhlinin, M. Markevitch, S. S. Murray, C. Jones, W. Forman, and L. Van Speybroeck. Chandra Temperature Profiles for a Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters. *ApJ*, 628 :655–672, August 2005.
- [147] A. Vikhlinin, L. van Speybroeck, M. Markevitch, W. R. Forman, and L. Grego. Evolution of the Cluster X-Ray Scaling Relations since $z > 0.4$. *ApJL*, 578 :L107–L111, October 2002.
- [148] G. M. Voit. Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies. *Reviews of Modern Physics*, 77 :207–258, April 2005.
- [149] D. Walsh, R. F. Carswell, and R. J. Weymann. 0957 + 561 A, B - Twin quasistellar objects or gravitational lens. *Nature*, 279 :381–384, May 1979.
- [150] 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.
- [151] M. S. Warren, P. J. Quinn, J. K. Salmon, and W. H. Zurek. Dark halos formed via dissipationless collapse. I - Shapes and alignment of angular momentum. *ApJ*, 399 :405–425, November 1992.
- [152] D. A. White, C. Jones, and W. Forman. An investigation of cooling flows and general cluster properties from an X-ray image deprojection analysis of 207 clusters of galaxies. *MNRAS*, 292 :419–+, December 1997.
- [153] Y. Yoshii. Detection and selection effects in observations of faint galaxies. *ApJ*, 403 :552–566, February 1993.
- [154] H. Zhan, L. Knox, and J. A. Tyson. Distance, Growth Factor, and Dark Energy Constraints from Photometric Baryon Acoustic Oscillation and Weak Lensing Measurements. *ApJ*, 690 :923–936, January 2009.
- [155] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6 :110–127, 1933.