Amas de galaxies détectés par Planck avec l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique : contraintes cosmologiques et spectre angulaire

Matthieu Roman

▶ **To cite this version:**

Matthieu Roman. Amas de galaxies détectés par Planck avec l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique : contraintes cosmologiques et spectre angulaire. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Diderot Sorbonne Paris Cité (Paris 7), 2014. Français. NNT : . tel-01122543

HAL Id: tel-01122543

https://theses.hal.science/tel-01122543

Submitted on 4 Mar 2015

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.

Copyright

UNIVERSITE PARIS DIDEROT SORBONNE PARIS CITE
Paris 7

UFR de Physique

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur en Sciences

de l'Université Paris 7
Spécialité : Cosmologie

Présentée et soutenue par
Matthieu Roman

Amas de galaxies détectés par Planck avec l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique : contraintes cosmologiques et spectre angulaire

Thèse dirigée par Jacques Delabrouille

préparée au laboratoire Astroparticules et Cosmologie

soutenue le 16 septembre 2014

Jury :

Président :	M. Stavros Katzanevas	-	APC Paris
Directeur :	M. Jacques Delabrouille	-	APC Paris
Rapporteurs :	M. Juan Macias-Perez	-	LPSC Grenoble
	M. Simon White	-	MPA Garching
Examinateurs :	M. Jean-Baptiste Melin	-	IRFU CEA Saclay
	M. Jean-Loup Puget	-	IAS Orsay

Merci. . . [1]

. . . à Pierre Binétruy, puis Stavros Katsanevas pour avoir permis l'établissement d'un très bon environnement de travail pour les doctorants de l'APC ;

. . . aux rapporteurs qui ont pris de leur temps pour lire ce document et me donner leur avis franc sur mon travail, Juan Macias-Perez et Simon White ;

. . . aux examinateurs, Jean-Loup Puget, Jean-Baptiste Melin (voir plus loin), au président du jury Stavros Katsanevas ;

. . . beaucoup à Jacques pour m'avoir ouvert les portes de la recherche, m'avoir permis de rendre visible mon travail rapidement dans la collaboration, m'avoir transmis (j'espère) ta méticulosité et ta précision sur chacun de nos travaux, pour les moments dans ton bureau ou sur Skype pendant lesquels j'ai appris tant de choses et oublié la moitié le lendemain, et puis pour avoir été le Lion de la blague que tu m'as raconté ;

. . . beaucoup à Jean-Baptiste, tu es le chercheur que j'aimerais être : toujours disponible, encourageant et sachant résoudre les problèmes et expliquer les choses de façon extrêmement claire. L'équipe que nous avons formé avec Jacques et toi était très stimulante pour moi ;

. . . à Jim pour avoir été derrière moi et encouragé dans mon travail ;

. . . à Richard et Anna pour m'avoir accueilli avec beaucoup de gentillesse pendant 3 mois à Manchester, pour la très bonne ambiance de travail que nous avons eue là-bas et à distance ;

. . . à mes collaborateurs du groupe amas de galaxies de la mission Planck, et à tous ceux que j'ai rencontré dans le cadre de la collaboration ;

. . . à Yannick pour son temps passé avec moi, moi qui n'appartiens pourtant au groupe Cosmologie et Gravitation qu'en deuxième affiliation ! ;

. . . à Radek pour m'avoir accueilli au sein du groupe ADAMIS, devenu DASCA ;

. . . à l'administration de l'APC, en particulier Martine qui veut partir de ce labo depuis mon arrivée mais qui est toujours là ;

. . . à la Team sans qui ça aurait été beaucoup moins drôle les premières années et beaucoup plus difficile les derniers mois : Ben, Julian, Romain, Julien LF., à Luca ;

. . . aux anciens doctorants maintenant docteurs qui étaient là quand j'étais jeune : Giulio (faudrait se refaire une dégustation de vins), Josquin, Guillaume C., Loïc, Marie-Anne, George ;

. . . aux nouveaux doctorants très (trop) stylés : Alexis (c'est bon, tu as surpassé Loïc), Ileyk, Julien T., Jibril, Julien P., Davide, Henri, Maxime ;

. . . à Maïca, ma partenaire de rédaction de thèse et de recherche de postdoc ;

. . . aux stagiaires qui sont passés par là : Eve, Léa, Anne-Sylvie, le Stagiste ;

. . . à mes partenaires de QPUC (Romain, Alexis, Maxime) et de UT (Outofstep, Jo, The Boss, BEN, Rorororororororo, Bobby, JuJu, Bobic, Davide), il faut faire perdurer la tradition les gars ;

. . . à mon Pierrot le seul et l'unique, Guillaume L., Tico, Alice, Agnès, Flavien, Asénath ;

. . . à Marta *naturalmente* ;

. . . to my Mancunian friends Francesca, Indy, David, Chris, Marie-Anne, Mathieu, and Mel ;

. . . à mes parents qui m'ont appris que le monsieur qui regarde les étoiles dans un télescope s'appelle un astrophysicien, m'ont soutenu pendant toutes mes études, et m'ont permis de me détendre à la maison quand les temps étaient durs, à mes grands-parents, à mon frère ;

. . . au Brésil, pays fascinant à tout point de vue.

1. Je dois probablement beaucoup aux personnes qui ne sont pas dans cette liste et que j'ai oubliées. J'espère qu'elles m'excuseront si c'est le cas.

"La science, dans son besoin d'achèvement comme dans son principe, s'oppose absolument à l'opinion. S'il lui arrive, sur un point particulier, de légitimer l'opinion, c'est pour d'autres raisons que celles qui fondent l'opinion, de sorte que l'opinion a, en droit, toujours tort. L'opinion pense mal, elle ne pense pas, elle traduit des besoins en connaissances.

En désignant les objets par leur utilité, elle s'interdit de les connaître. On ne peut rien fonder sur l'opinion : il faut d'abord la détruire. Elle est le premier obstacle à surmonter. Il ne suffirait pas, par exemple, de la rectifier sur des points particuliers, en la maintenant, comme une sorte de morale provisoire, une connaissance vulgaire provisoire.

L'esprit scientifique nous interdit d'avoir une opinion sur des questions que nous ne comprenons pas, sur des questions que nous ne savons pas formuler clairement. Avant tout il faut savoir poser des problèmes. Et quoi qu'on dise, dans la vie scientifique, les problèmes ne se posent pas d'eux-mêmes. C'est précisément ce sens du problème qui donne la marque du véritable esprit scientifique.

Pour un esprit scientifique toute connaissance est une réponse à une question. S'il n'y a pas eu de question il ne peut pas avoir connaissance scientifique. Rien ne va de soi. Rien n'est donné. Tout est construit."

Gaston Bachelard
La Formation de l'esprit scientifique, éd. Vrin, 1938, p.14

Table des matières

Liste des figures **xi**

Liste des tables **xiii**

Introduction **1**

1 La Cosmologie Moderne **7**
1.1 Naissance d'une science 7
1.2 Les ingrédients du modèle standard de la cosmologie 9
1.2.1 Principe(s) cosmologique(s) 9
1.2.2 De la géométrie des espaces courbes à la métrique FLRW . . 12
1.2.3 Décalage vers le rouge 18
1.2.4 Loi de Hubble 19
1.2.5 Mesures de distance 20
1.3 L'Univers en équations 21
1.3.1 Relativité générale 21
1.3.2 Constante cosmologique et paramètres 23
1.3.3 Histoire thermique 27
1.3.4 La solution inflation 29
1.4 Cosmologie observationnelle 32
1.4.1 Abondance des éléments légers 32
1.4.2 Découverte du rayonnement de fond cosmologique 34
1.4.3 Le secteur noir 37

2 De la dernière diffusion à l'Univers récent **43**
2.1 Fond diffus cosmologique 43
2.1.1 Physique des anisotropies 43
2.1.2 Spectre de puissance 45
2.1.3 Dépendance du spectre avec la cosmologie 48
2.1.4 Polarisation 48
2.2 Développement des structures 49
2.2.1 Evolution des surdensités 49
2.2.2 Description statistique 51
2.2.3 Un modèle en halo 53

3 L'effet Sunyaev-Zel'dovich des amas de galaxies **55**
3.1 Effet SZ thermique 56
3.2 Effet SZ cinétique 59
3.3 Polarisation du signal SZ 61
3.4 Modéliser les amas de galaxies 62

3.4.1 Formation . . . 62
3.4.2 Profil de pression universel . . . 64
3.4.3 De la masse X à la vraie masse . . . 67
3.4.4 Comptages . . . 71
3.4.5 Spectre de puissance angulaire . . . 74
3.5 Détecter les amas en SZ . . . 78
3.6 Principaux résultats expérimentaux hors Planck . . . 80
3.6.1 South Pole Telescope . . . 81
3.6.2 Atacama Cosmology Telescope . . . 83
3.6.3 Résultats hors SZ et récapitulatif . . . 85

4 Mission Planck et résultats de l'analyse CMB 91
4.1 La mission Planck . . . 92
4.1.1 Objectifs scientifiques . . . 92
4.1.2 Les instruments et le système optique . . . 94
4.1.3 Stratégie de balayage . . . 96
4.2 Premiers résultats de Planck avec le CMB primaire . . . 98
4.2.1 Spectre de puissance et vraisemblance . . . 98
4.2.2 Contraintes sur le modèle ΛCDM . . . 101
4.2.3 Extensions du modèle ΛCDM . . . 103
4.2.4 Effet de lentille . . . 104
4.2.5 Modes tenseurs et inflation . . . 104

5 Contraintes cosmologiques avec les amas Planck 107
5.1 Cosmologie et comptages d'amas avec Planck . . . 108
5.1.1 Fonction de sélection de Planck . . . 108
5.1.2 Vraisemblance sur grille . . . 110
5.1.3 Monte-Carlo par chaînes de Markov . . . 112
5.1.4 Le catalogue observé . . . 114
5.2 Premiers résultats de Planck avec les amas de galaxies . . . 115
5.2.1 Comptages en redshift . . . 117
5.2.2 Comparaison des analyses CMB et SZ . . . 132
5.2.3 Résoudre les tensions . . . 138
5.3 Nouvelle analyse . . . 146
5.3.1 Objectifs . . . 146
5.3.2 Nouveau catalogue . . . 147
5.3.3 Fonction de sélection . . . 147
5.3.4 Parallèle avec l'analyse précédente . . . 148
5.3.5 Comparaison des analyses CMB et SZ : le retour . . . 151

6 Simulations du ciel 157
6.1 Le ciel multi-fréquences . . . 157
6.2 Simuler le ciel et son observation : le Planck Sky Model . . . 159
6.2.1 Le modèle et son implémentation . . . 160

6.2.2 Le fond diffus cosmologique . . . 161
6.2.3 Composantes galactiques diffuses . . . 162
6.2.4 Objets compacts . . . 165
6.2.5 Les instruments du PSM . . . 169
6.3 Développements principaux . . . 170
6.3.1 CMB non-gaussien lentillé . . . 171
6.3.2 Amas de galaxies . . . 171
6.3.3 Le futur du PSM . . . 173
6.4 Création d'un jeu de simulations . . . 174

7 Extraire le spectre de l'effet SZ avec SMICA 181
7.1 La séparation de composantes . . . 182
7.1.1 Combinaison linéaire interne . . . 182
7.1.2 SMICA, ou la séparation à l'aveugle . . . 183
7.2 Modèle de base de SMICA . . . 186
7.3 Traitement des simulations . . . 188
7.4 Variations autour d'un cas idéal . . . 190
7.4.1 Estimation de bruit . . . 193
7.4.2 Effets de masque . . . 194
7.4.3 Varier le modèle . . . 195
7.5 Complications instrumentales . . . 196
7.6 Résultats sur les données Planck . . . 197

8 Vers une future mission spatiale 201
8.1 Une mission de taille moyenne : COrE . . . 202
8.1.1 Principaux objectifs scientifiques . . . 202
8.1.2 Caractéristiques de l'instrument . . . 204
8.2 Une mission de grande taille : PRISM . . . 204
8.2.1 Principaux objectifs scientifiques . . . 205
8.2.2 Caractéristiques de l'instrument . . . 208
8.3 Tour d'horizon des autres projets et récapitulatif . . . 209
8.4 COrE+, une nouvelle mission de taille moyenne . . . 211
8.5 Performances des futures missions . . . 213

Conclusion 217

A Interaction Compton inverse et effet SZ relativiste 221

B Limite non-relativiste et approximation de Kompaneets 225

C Inférence bayésienne 227

D Autres méthodes de séparation de composantes 229

Bibliographie 233

Liste des figures

1.1 Modèle géocentrique 8
1.2 Relevé SDSS 11
1.3 Espace courbe 2D 11
1.4 Géodésiques dans un espace courbe 13
1.5 Coordonnées sphériques polaires 15
1.6 Loi de Hubble 19
1.7 Abondance des éléments légers 33
1.8 Spectre de corps noir obtenu par COBE 35
1.9 Cartes du CMB par COBE, WMAP et Planck 36
1.10 40 ans de mesures du spectre de puissance du CMB 38
1.11 L'amas du Boulet 39

2.1 Spectre de puissance théorique 47

3.1 Schéma de l'effet SZ 56
3.2 Distorsion spectrale dues aux effets SZ thermique et cinétique 58
3.3 Surdensité 62
3.4 Profil radial de pression mesuré par Planck et comparaison avec les modèles et simulations 68
3.5 Comptages théoriques donnés par la fonction de masse de Tinker 73
3.6 Comptages intégrés et dépendance en Ω_m et σ_8 73
3.7 Spectre SZ : modèle et simulations 77
3.8 Récapitulatif des principaux résultats obtenus avec les amas de galaxies . . 89

4.1 Planck : des premiers dessins au design final 93
4.2 Plan focal de Planck 95
4.3 Stratégie de balayage de Planck 97
4.4 Balayage après 3, 6, 9 et 12 mois 99
4.5 Spectre de puissance du CMB obtenu par Planck et comparaison avec les expériences à petite échelle 100
4.6 Carte de potentiel de l'effet de lentille et spectre associé 105
4.7 Forme de la polarisation autour des points chauds et froids 105

5.1 Nombre d'amas attendus pour une cosmologie donnée avec la fonction de sélection de Planck 110
5.2 Bruit sur Y_{500} et fonction de sélection 111
5.3 Catalogue complet des amas de galaxies détectés en SZ et échantillon cosmologique 116
5.4 Comparaison des comptages en redshift obtenus par différents codes 118
5.5 Contours obtenus à partir d'une réalisation et de valeurs moyennes 119

5.6 Histogramme des comptages d'amas du catalogue simulé, des valeurs moyennes et pour le meilleur ajustement de paramètres 119
5.7 Test sur le rapport signal sur bruit avec catalogues simulés 120
5.8 Test sur la fonction de sélection avec catalogues simulés 121
5.9 Test sur le nombre d'intervalles en redshift sur catalogue simulé 122
5.10 Résultats de l'analyse cosmologique sur les amas Planck 125
5.11 Impact de la méthode de détection des amas sur les contraintes cosmologiques 126
5.12 Impact du biais en masse sur les contraintes cosmologiques 127
5.13 Vraisemblances combinées des comptages et du spectre SZ 128
5.14 Comparaison des trois méthodes de contraintes cosmologiques sur catalogue simulé 129
5.15 Résultat du MCMC sur les données Planck 133
5.16 Résultat du MCMC sur les données Planck avec variation de w 134
5.17 Comparaison entre les résultats du CMB primaire et des amas de galaxies SZ 135
5.18 Comparaison des comptages pour la cosmologie Planck CMB et Planck SZ 136
5.19 Récapitulatif des résultats obtenus avec les amas de galaxies après Planck . 137
5.20 Spectres de puissance angulaire et de la matière pour des neutrinos massifs 143
5.21 Inclusion de neutrinos massifs dans la vraisemblance et les comptages . . . 145
5.22 Contraintes cosmologiques obtenues sur le catalogue MMF3 et le catalogue d'intersection du PSZ2 148
5.23 Meilleurs ajustements des comptages d'amas pour trois coupures différentes en rapport signal sur bruit 149
5.24 Nouvelle comparaison des contraintes cosmologiques provenant du CMB primaire et de l'analyse des comptages d'amas 152
5.25 Figure en triangle comparant les analyses CMB primaire et SZ 153

6.1 Spectres de CMB non-gaussiens lentillés et non-lentillés 172
6.2 Variation des modèles avec w et comparaison avec le catalogue du PSM . . 174
6.3 Spectres de puissance de la matière et fluctuations de densité exactes et approchés 175
6.4 Jeu de simulations du PSM utilisées afin d'extraire le spectre de l'effet SZ . 178
6.5 Auto-spectres et spectres croisés des différentes composantes simulées . . . 179

7.1 Masques galactiques et de sources compactes 189
7.2 Estimations du bruit ajoutée aux simulations 189
7.3 Covariance des composantes du modèle ajusté par *SMICA* 191
7.4 Ajustement du spectre de l'effet SZ par *SMICA* 192
7.5 Impact de l'estimation de bruit sur le spectre de l'effet SZ 193
7.6 Impact du masquage des cartes simulées pour l'extraction du spectre SZ . 194
7.7 Impact du choix de modèle dans *SMICA* 195
7.8 Effet d'un bruit inhomogène et d'une erreur de calibration 196
7.9 Extraction du spectre de l'effet SZ sur les données Planck 198

8.1 Représentations artistiques des propositions COrE et PRISM 205

8.2 Sensibilités aux modes B de PRISM, COrE et Planck 207
8.3 Prévision des performances des futures missions sur Ω_m et σ_8 avec les comptages d'amas 214
8.4 Prévision des performances de COrE+ sur Ω_m, σ_8, w et Ω_k avec les comptages d'amas 215

A.1 Interaction Compton inverse 221
A.2 Distribution du décalage en fréquence d'un photon diffusé par une population d'électrons relativistes 223

Liste des tables

1.1 Paramètres cosmologiques obtenus par Planck 40

2.1 Effet des paramètres du modèle standard sur le spectre de puissance . . . 48

3.1 Paramètres des profils de pression GNFW 67

4.1 Caractéristiques de l'instrument HFI 96

5.1 Changement du nombre d'intervalles en redshift 122
5.2 Les différents types de priors utilisés dans les calculs des chaînes du MCMC 131
5.3 Contraintes cosmologiques obtenues par MCMC avec et sans variation de w 132
5.4 Contraintes cosmologiques obtenues par MCMC sur le nouveau catalogue . 149
5.5 Contraintes cosmologiques des amas SZ obtenues par MCMC sur le nouveau catalogue et nouveaux priors sur le biais 154
5.6 Contraintes cosmologiques SZ+CMB obtenues par MCMC sur le nouveau catalogue et nouveaux priors sur le biais 155

6.1 Caractéristiques des simulations du PSM 176
6.2 Caractéristiques principales de l'instrument HFI pour le jeu de simulations décrit 176

7.1 Modèles possibles à ajuster par *SMICA* 187

8.1 Caractéristiques des missions COrE et PRISM comparées à celles de Planck 210
8.2 Configurations possibles pour la mission COrE+ 212

Introduction

"Le lapin Blanc mit ses lunettes.
- «S'il plaît à votre majesté, demanda-t-il, par où dois-je commencer ?»
- «Commencez par le commencement, dit d'un ton emprunt de gravité, le Roi.»"
Lewis Carroll

La cosmologie est-elle une cosmogonie scientifique ? En tous les cas, il existe clairement un lien entre les mythes, les croyances populaires ayant donné naissance aux différentes représentations du monde, aussi nombreuses que les différentes cultures, et ce qui va devenir la cosmologie. Tout se passe comme si les anciennes cosmogonies s'étaient séparées en deux au fur et à mesure que le temps passe : la religion d'un côté, toujours animée par les croyances et développant une certaine vision du monde propre à elle, et la cosmologie scientifique de l'autre, alimentée par les découvertes toujours plus nombreuses des femmes et des hommes levant leurs télescopes vers le ciel. Bien sûr, la science a un domaine d'application bien défini et ne répond pas à certaines questions clés. En cosmologie, les questions philosophiques ne sont jamais vraiment très loin et plongent ceux qui y pensent dans un gouffre sans fond. Alors mieux vaut les éviter et les laisser aux experts.

Une rupture nette arrive entre le début et la moitié du XX$^{\text{eme}}$ siècle, avec la prise de conscience des scientifiques et du grand public que l'Univers dans lequel nous vivons a des dimensions effrayantes. Qui n'a jamais eu peur en essayant de comprendre ce que signifie que l'Univers observable a une taille de plusieurs milliards d'années-lumière ? Que notre Soleil n'est qu'une étoile parmi une myriade d'autres étoiles ? Que notre galaxie, la Voie Lactée, n'est qu'une galaxie parmi des milliards d'autres ? Que notre groupe de galaxies, le Groupe Local, est lui aussi accompagné par d'autres groupes de galaxies ? Tout cela finit par atteindre les limites de la pensée humaine.

A la fin des années 1920, Hubble découvre le lien presque linéaire entre la distance des galaxies et leur vitesse : celles-ci s'éloignent de nous ! Puis dans les années 1960, Penzias et Wilson apportent aux scientifiques la découverte qu'ils attendaient, la présence d'un rayonnement de fond diffus dans tout l'Univers, caractéristique de ses tout premiers instants. La nucléosynthèse primordiale, prédisant l'abondance des éléments légers dans l'Univers est elle aussi confirmée par l'observation. Il n'en fallait pas moins pour former les piliers d'une nouvelle science s'inscrivant dans un cadre parfaitement et élégamment décrit (jusqu'à maintenant) par la relativité générale qu'Einstein mit au point au début du siècle, et que l'on appelle maintenant (peut-être de manière abusive) la théorie du Big Bang. De nos jours, cette théorie tient toujours mais implique la présence de quantités mystérieuses qu'il est difficile d'accepter en tant que telles. La matière noire, responsable de la courbe des rotations des galaxies et imprimées sur le rayonnement de fond cosmologique, est toujours

de nature inconnue. L'énergie noire, nécessaire pour expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers, échappe aussi à notre entendement. Pour le moment, aucune alternative véritable à la matière noire et l'énergie noire ne fait ses preuves.

C'est dans ce cadre plutôt stimulant que se déroule la cosmologie scientifique aujourd'hui, où les théories se confrontent, les données se cumulent et le modèle standard reste conforté. Jusqu'à quand ?

Dans le premier chapitre de ce document, je décris le cadre théorique qui permet de mettre en place les ingrédients de la cosmologie moderne ainsi que les arguments observationnels qui le supporte. Je retrace l'histoire thermique de l'Univers, et revient entre autres sur la découverte du rayonnement de fond, outil de base du cosmologiste, et montre les preuves indiquant la présence d'un "secteur noir".

Dans un deuxième temps, je me consacre à la théorie des anisotropies primaires du fond diffus cosmologique et je montre comment différentes cosmologies peuvent modifier la forme de son spectre. Enfin, je termine le deuxième chapitre par une description de la physique des structures et des processus régissant leur formation.

Aujourd'hui, l'observation des anisotropies primaires du fond diffus cosmologique ont achevé de montrer la grande cohérence entre les données et le modèle standard de la cosmologie avec énergie noire et matière noire froide. Cependant la formation et l'évolution des grandes structures sont un des nouveaux défis de la cosmologie actuelle et peuvent être approchés par des grands relevés de galaxies ou par les anisotropies secondaires du fond diffus cosmologique. Ces dernières, pouvant également être utilisées pour tester le modèle standard et déterminer les paramètres cosmologiques, représentent l'interaction des photons du fond diffus avec la matière environnante sur leur trajet entre leur dernière diffusion et nous. Elles sont par conséquent particulièrement sensibles à l'évolution de notre Univers. En 1970, les physiciens Rashid Sunyaev et Yakov Zel'dovich prédisent l'existence d'une interaction entre les photons du rayonnement de fond et les amas de galaxies, les plus grandes structures de l'Univers. Cet effet est très intéressant car indépendant de la distance des amas, et permet l'étude de l'évolution de ces structures aux morphologies variées.

Dans le troisième chapitre, j'introduis les éléments de base pour comprendre les différents effets Sunyaev-Zel'dovich et montrer comment la modélisation basée sur les observations dans le domaine des X permet la calibration de la masse des amas de galaxies. Je mets en place également les ingrédients nécessaires pour construire un modèle de comptages d'amas, et montre la façon dont ceux-ci sont extraits sur le ciel. Les principaux résultats obtenus aujourd'hui avec les amas de galaxies, hors ceux du satellite Planck, sont récapitulés et comparés afin de donner une image de l'état d'avancement du domaine (figure 3.8).

Afin d'affiner les observations des anisotropies primaires du fond diffus cosmologique et de remplir plusieurs objectifs plus astrophysiques comme l'étude

de la poussière galactique, des sources radio et infrarouge ou encore des amas de galaxies, le satellite Planck a été imaginé il y a 20 ans et lancé en 2009. Le satellite a parfaitement rempli sa mission en obtenant les cartes les plus précises du rayonnement de fond, en caractérisant l'émission de la poussière à haute fréquence, en mesurant l'effet de lentille gravitationnel, en produisant un catalogue important de sources extra-galactiques et en produisant le plus grand catalogue d'amas détectés par effet Sunyaev-Zel'dovich à l'heure actuelle. Grâce à Planck, le modèle standard de la cosmologie est plus que jamais confirmé.

Dans le quatrième chapitre de cette thèse, je rappelle les principaux objectifs scientifiques que s'étaient fixés la mission Planck, et quels instruments et stratégie de balayage ont été choisis pour y parvenir. Puis je décris les principaux résultats de la mission, utilisant uniquement les données en température des anisotropies primaires du fond diffus cosmologique.

La distribution des amas en fonction du décalage spectral (et donc de la distance) est pleine d'enseignements sur les paramètres du modèle standard de la cosmologie, d'une façon indépendante aux analyses portant sur le rayonnement de fond. En effet, l'étude des amas de galaxies est une manière unique de sonder l'évolution des structures à travers l'histoire de l'Univers. La mission Planck, à l'aide de l'effet Sunyaev-Zel'dovich, a permis la construction d'un catalogue de quelques milliers d'amas de galaxies distribués sur tout le ciel, dont certains étaient déjà présents dans les catalogues X ou optique, d'autres n'ayant jamais été observés auparavant. Le catalogue d'amas de Planck possède ainsi un très fort potentiel pour contraindre la cosmologie.

Dans le cinquième chapitre, je présente la fonction de sélection de Planck qui indique la capacité de l'instrument à détecter un amas présent dans le modèle. Celle-ci dépend principalement du niveau de détection de l'observable de l'effet Sunyaev-Zel'dovich, déterminée après extraction des amas sur le ciel. A l'aide d'une grille de vraisemblance que j'ai mise au point, et en utilisant un code existant de contraintes cosmologiques que j'ai adapté, je montre dans les sections 5.1 et 5.2 les premiers résultats que j'obtiens en analysant le catalogue d'amas de Planck avec les comptages d'amas. Mon analyse révèle que l'incertitude principale sur le résultat vient de la masse des amas. En effet, avec sa résolution de 5 minutes d'arc, Planck ne parvient pas à résoudre tous les objets. Par conséquent, la relation entre l'observable de l'effet Sunyaev-Zel'dovich et la masse doit être calibrée sur des observations externes. Je fais la comparaison avec les résultats obtenus par l'analyse des anisotropies primaires du fond diffus cosmologique, celle-ci montrant une tension non négligeable sur le paramètre de fluctuations de densité σ_8. J'explique les pistes que j'ai explorées afin de réconcilier les deux contraintes. Enfin, la nouvelle analyse que j'ai effectuée sur le catalogue d'amas prenant en compte les données de la mission entière est montrée dans la section 5.3. Cette dernière exploite le nouveau catalogue d'amas de Planck et intègre de nouvelles façons de gérer l'incertitude sur la masse des amas, en se reposant sur des mesures externes de la masse.

Les comptages d'amas ne constituent pas la seule observable accessible en étudiant les amas de galaxies. En effet, même si le signal provenant de l'effet Sunyaev-Zel'dovich est principalement localisé autour des amas, il existe une partie diffuse présente sur tout le ciel, notamment au voisinage des filaments reliant les amas de galaxies ou de manière générale près de toute concentration d'électrons chaud interagissant avec les photons du rayonnement de fond. Afin de l'étudier, il est possible de construire son spectre avec la statistique à deux points, de la même façon que pour le fond diffus cosmologique. Cette contribution des amas de galaxies va en réalité se retrouver noyée dans un flot de signaux astrophysiques qu'il va falloir connaître et séparer du mieux possible.

Dans le sixième chapitre, je décris toutes les composantes connues émettant dans le millimétrique et le sub-millimétrique. On y trouve un signal cosmologique, le rayonnement de fond, mais aussi des composantes astrophysiques comme la poussière galactique ou les raies d'émission des nuages moléculaires. Je présente dans la partie 6.2 le *Planck Sky Model* (PSM), le code de référence simulant à la fois les composantes du ciel, mais aussi leur observation par n'importe quel type d'instrument. Ensuite, dans la section 6.3 je montre ma contribution au PSM qui a servi a la production des simulations FFP6 pour Planck, en particulier pour la simulation du CMB non-gaussien lentillé et polarisé. Les nouveaux modèles que j'ai développés pour les amas de galaxies SZ sont également analysés, à savoir les modèles d'Univers de courbure non nulle, et qui diffèrent d'une constante cosmologique. En relation proche avec mon travail sur les comptages d'amas, j'ai aussi intégré au PSM les dernières fonctions de masse et lois d'échelle, et modifié le comportement du modèle pour prendre en compte le biais sur la masse. Tous ces développements m'ont permis de produire et valider les simulations FFP6 de la collaboration Planck, ainsi que de créer mon propre jeu de simulations décrit à la section 6.4. Ce dernier servira pour mon travail sur la séparation de composantes.

Le signal provenant de l'effet Sunyaev-Zel'dovich des amas de galaxies est sous-dominant dans la plupart des fréquences de Planck. Son extraction est donc particulièrement délicate à réaliser parmi le bruit de fond constitué du fond diffus cosmologique et des émissions galactiques diffuses et autres sources extra-galactiques. Afin d'estimer la contribution spectrale provenant de l'effet Sunyaev-Zel'dovich, la méthode de séparation des composantes à l'aveugle *SMICA* ajuste un modèle des émissions du ciel défini au préalable afin de faire correspondre ce dernier aux matrices de covariance empiriques.

Dans le septième chapitre de cette thèse, je décris l'état des connaissances sur la séparation de composantes de manière générale, et présente le principe de *SMICA*. Après avoir décrit dans la section 7.2 le modèle de composantes choisi pour l'ajustement réalisé avec cette méthode et expliqué comment les simulations du PSM que j'ai produites à cet effet sont traitées afin de réaliser la séparation de

composantes (section 7.3), je montre les résultats que j'obtiens dans la partie 7.4. J'ai effectué de nombreux tests caractérisant la façon dont ces résultats varient si l'on relâche certaines hypothèses sur le traitement des cartes simulées, sur le modèle de composantes ou si l'on rajoute certaines complications qui sont présentes dans les vraies données, mais absentes dans les simulations. Pour terminer ce chapitre, je présente pour la première fois l'estimation du spectre de l'effet Sunyaev-Zel'dovich des amas de galaxies par *SMICA* sur les données de Planck et discute ce résultat (section 7.6).

L'analyse des données de Planck concernant les amas de galaxies est présentée dans cette thèse, à la fois en ce qui concerne les comptages que le spectre angulaire. Heureusement, le travail n'est pas encore terminé. Le nouveau catalogue d'amas est toujours en cours d'analyse au moment ou j'écris ces lignes et apportera probablement de nouvelles informations sur les contraintes cosmologiques et l'incertitude sur la masse des amas. Quant à elle, la séparation de composantes sur des données aussi complètes en température et en polarisation telles que celles de Planck en est encore à ses balbutiements. En effet, il reste des développements nouveaux à apporter aux méthodes existantes afin de mieux les contrôler et permettre ultérieurement une analyse cosmologique du spectre angulaire de l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Dans une vingtaine d'années, on peut penser que les données Planck seront complètement exploitées, l'incertitude sur la masse des amas sera sensiblement réduite, et les différentes émissions du ciel suffisamment connues pour obtenir des méthodes de séparation de composantes efficaces. C'est à ce moment là que s'envoleront probablement les nouvelles générations de satellites, qu'il faut commencer à imaginer maintenant.

Dans le dernier chapitre, je décris COrE et PRISM, les deux dernières missions spatiales proposées à l'agence spatiale européenne, compare leurs objectifs scientifiques et les spécifications techniques nécessaires afin d'y parvenir. Après avoir décrit les principales missions concurrentes proposées par l'Asie ou les Etats-Unis, je décris une nouvelle mission moyenne, COrE+, dont le projet sera rendu à l'ESA dans les prochains mois. Je caractérise en particulier ses performances dans le domaine précis qui m'intéresse tout le long de ce manuscrit, à savoir les comptages d'amas de galaxies.

Chapitre 1

La Cosmologie Moderne

Sommaire

1.1 Naissance d'une science 7
1.2 Les ingrédients du modèle standard de la cosmologie 9
1.2.1 Principe(s) cosmologique(s) 9
1.2.2 De la géométrie des espaces courbes à la métrique FLRW . . 12
1.2.3 Décalage vers le rouge 18
1.2.4 Loi de Hubble 19
1.2.5 Mesures de distance 20
1.3 L'Univers en équations 21
1.3.1 Relativité générale 21
1.3.2 Constante cosmologique et paramètres 23
1.3.3 Histoire thermique 27
1.3.4 La solution inflation 29
1.4 Cosmologie observationnelle 32
1.4.1 Abondance des éléments légers 32
1.4.2 Découverte du rayonnement de fond cosmologique 34
1.4.3 Le secteur noir 37

"Descendre jusqu'au chaos primordial et s'y sentir chez soi."
Georges Braque

1.1 Naissance d'une science

Dans son sens le plus large possible, la cosmologie (pour *cosmo*, le monde, et *logos*, le discours, en grec) est la branche de l'astrophysique qui a pour objet physique l'Univers dans son ensemble. Elle comprend l'étude des lois "naturelles" qui analysent l'origine, l'évolution, la composition de notre Univers pour expliquer les structures (galaxies, amas de galaxies) observées aujourd'hui. Elle nous permet également d'extrapoler afin de déterminer l'ultime moment (s'il existe) de l'Univers, en fonction de son contenu en énergie. La cosmologie est à dissocier des cosmogonies qui, étymologiquement, ne correspondent pas une description du monde mais plutôt à un modèle de formation de l'Univers (du grec *gon*, engendrer). En effet, les cosmogonies remontent jusqu'aux premières lueurs des civilisations et sont associées à un grand nombre de religions, de sociétés traditionnelles, qui proposaient leur vision de

la création du monde et de leurs dieux. Dans la suite de notre propos, nous ne nous intéresserons pas à tous les aspects des cosmogonies, mais plutôt à leur évolution à travers les âges en tant que science.

La cosmologie hindoue est peut-être la plus ancienne dont les théories nous sont parvenues. D'après les traductions existantes, nous serions dans un Univers dont la durée de vie serait de 4.3 milliards d'années (une journée de *Brahma*), et qui serait constamment détruit et recrée. Pour eux, une infinité d'Univers existerait avant le nôtre, après le nôtre mais aussi en un temps donné. Cela rappelle inévitablement les théories de multivers qui se développent de nos jours.

Les pythagoriciens, quant à eux, imaginaient une Terre sphérique et supposaient l'existence d'un grand "Feu Central" dans l'Univers, autour duquel tournent la Terre, la Lune, les planètes et le Soleil. Comme la Terre montre toujours la même face cachée à ce "Feu Central", nous ne pouvons pas l'observer. C'est la première mention d'un modèle non géocentrique de l'Univers observable. Les étoiles sont fixées sur une sphère lointaine, et les mouvements des sphères autour du "Feu Central" produisent des sons (c'est l'harmonie des sphères). Ceux-ci ne peuvent être entendus, mélangés au bruit de fond auquel nous sommes habitués.

Avec Aristote vers 350 av. J.-C., on arrive à l'image connue des 55 sphères célestes en cristal qui entourent la planète Terre, située au centre de l'Univers et qui permet de rendre compte du mouvement des 6 planètes connues alors. Dans ce modèle, l'Univers *supra-lunaire* est immuable et infini. Il contient un cinquième élément nommé *éther*, ou quintessence, qui n'existe qu'au-delà de la Lune, là où les lois physiques ne sont plus les mêmes que dans la partie *sub-lunaire*, soumise à l'incertitude et au hasard.

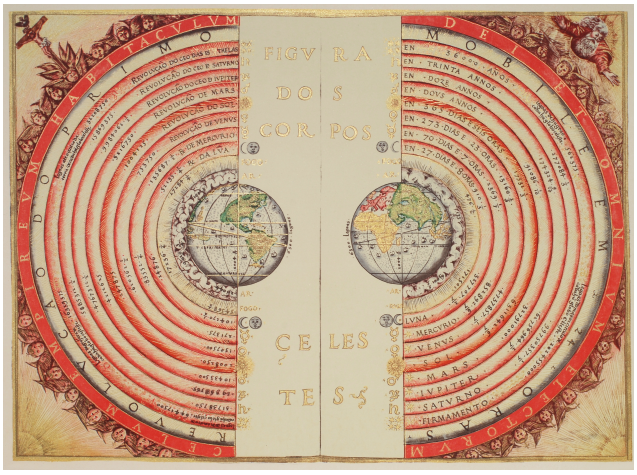


FIGURE 1.1 – Modèle ptoléméen géocentrique, par le cartographe portugais Bartolomeu Velho en 1568.

Quelque temps plus tard, Ptolémée reprit ce modèle à son compte (voir figure 1.1) et construisit le modèle géocentrique qui fut admis pendant un temps très long (environ 1500 ans) à partir de mouvements des astres sur un *épicycle* tournant lui-même sur un *déférent*, se débarrassant des encombrantes 55 sphères d'Aristote. Ce modèle dans lequel la Terre est toujours le centre de l'orbite de tous les objets célestes en mouvement, permit l'élaboration de tables astronomiques très précises et expliqua le mouvement rétrograde des planètes, ce qui était impossible avec les modèles précédents. Il ne donne toutefois pas d'explications quant à la raison physique du mouvement. Jusqu'à la révolution copernicienne...

En effet, après la première description d'un modèle héliocentrique par le polonais Nicolas Copernic, ce furent Tycho Brahe et son assistant Johannes Kepler qui retranscrirent fidèlement pour la première fois le mouvement des planètes dans notre système solaire. Ils réussirent à mettre au point les lois du mouvement des astres que l'on connaît bien et qui sont toujours étudiées en première année d'étude de Physique. L'image d'un monde distant et immuable tend à s'ébranler pendant cette période. Tycho Brahe fut le premier, à l'aide de l'étude d'une comète qui passait près de la Terre, à proposer l'idée que le monde supra-lunaire ne serait pas si immuable et "cristallin" qu'imaginé auparavant. L'héliocentrisme, ainsi que l'ellipticité des orbites sont alors confortés. C'est aussi la première fois que l'idée de ne pas occuper une position privilégiée dans l'Univers commence à être largement acceptée. Ce postulat est communément appelé depuis *principe copernicien*.

La notion d'attraction gravitationnelle introduite par Isaac Newton, impliquant que chaque objet massif dans l'Univers est attiré par un objet plus massif que lui, permet l'énonciation de lois qui prévoient un cadre physique à tous les mouvements cosmiques. Avec cependant une ombre au tableau : l'action à distance. Newton ne parvenait pas à expliquer comment la force gravitationnelle pouvait se "déclencher" instantanément, en d'autres termes, comment un objet parvenait à "savoir" qu'un autre objet l'attire ou le repousse. Cette question resta sans réponse avant le XX$^{\text{ème}}$ siècle et l'avènement de la relativité générale.

Dans ce chapitre, nous nous concentrerons sur la cosmologie scientifique, telle qu'Albert Einstein en a posé les principes avec sa théorie de la relativité générale en 1915 avec une série d'articles [Einstein 1915a,b, 1916a,b]. Nous verrons qu'en décrivant le comportement de la gravité comme propriété intrinsèque de l'espace-temps, de nombreux contemporains d'Einstein, appuyés par les observations d'Edwin Hubble [Hubble 1929], pourront établir les bases de ce qui deviendra véritablement une science de précision avec d'importantes prédictions verifiées par l'observation.

1.2 Les ingrédients du modèle standard de la cosmologie

1.2.1 Principe(s) cosmologique(s)

La cosmologie en tant que science repose sur un modèle standard contenant trois ingrédients essentiels. En accord avec le principe copernicien évoqué plus haut,

Einstein énonça en 1917 un *principe cosmologique*, non pas sur la base d'observations, mais sur des principes de symétrie permettant de résoudre de manière plus facile les équations complexes de la relativité générale. Ce principe présuppose que :

- l'Univers est **isotrope** spatialement, c'est-à-dire que son apparence générale ne dépend pas de la direction vers laquelle l'observateur regarde ;
- l'Univers est **homogène** spatialement, c'est-à-dire que celle-ci ne dépend pas non plus de la position de l'observateur.

Le principe cosmologique n'est évidemment pas vérifié à l'échelle de notre système solaire, dans lequel la distribution de matière est hautement inhomogène. Il ne se vérifie que sur des échelles de l'ordre du Mpc ($\sim 3 \times 10^{22}$m). Regardons de plus près les deux hypothèses majeures qui sont la base du principe cosmologique.

L'hypothèse d'isotropie a déjà été démontré par les satellites COBE [Smoot *et al.* 1991] ainsi que WMAP [Bennett *et al.* 2013] et Planck [Planck Collaboration 2013b] grâce à l'étude du fond diffus cosmologique (voir section 2.1), du rayonnement X et de la distribution angulaire des galaxies.

Quant à elle, l'homogénéité de l'Univers est beaucoup plus difficile à établir et fut l'objet de controverses dans les années 1980 et 1990, avec la découverte de grandes structures s'étendant sur des dizaines de Mpc. La façon de la tester observationnellement est d'étudier la densité moyenne d'objets, ce qui fut réalisé avec le relevé de galaxies Sloan Digital Sky Survey (SDSS [Eisenstein *et al.* 2011]). La distribution à grande échelle des galaxies (environ 200 000 ont été observées par SDSS) révèle des irrégularités avec de grands vides séparés par des filaments sur des échelles bien plus grandes que celle des amas de galaxies (voir figure 1.2). Et l'on a beau observer à des échelles de plus en plus grandes, il s'avère que le taux d'inhomogénéités de la distribution de matière reste essentiellement le même, la transition entre un Univers homogène et inhomogène se faisant entre 10 et 70 Mpc. La notion d'homogénéité dépend ainsi de l'échelle considérée, mais on peut raisonnablement supposer que cette hypothèse est vérifiée avant de dérouler le formalisme qui va suivre.

Le troisième ingrédient essentiel à la construction du modèle standard est le *postulat de Weyl*. Celui-ci stipule que les lignes d'univers de chaque particule se rejoignent en un point singulier dans un passé fini ou infini. Cela résout le problème de synchronisation des horloges en relativité générale, puisque chaque point de l'espace-temps est traversé par une seule et unique ligne d'univers. Dès lors, le fluide cosmologique évolue selon les lignes d'univers en question, et se comporte comme un fluide parfait de tenseur impulsion-énergie $T^{\mu\nu}$.

Avec la théorie de la relativité générale, on est en présence d'une théorie puissante qui, appliquée à un tel fluide parfait, permet l'existence de modèles auto-cohérents qui décrivent l'Univers *dans son ensemble*.

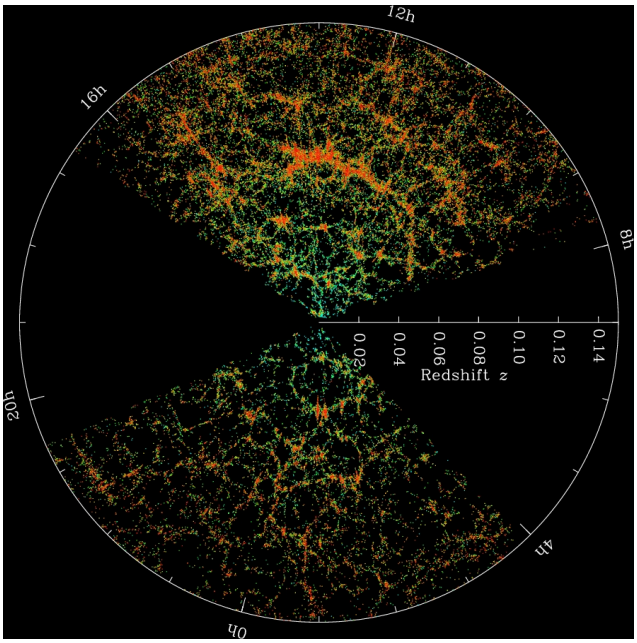


FIGURE 1.2 – Coupe de la distribution des galaxies du relevé SDSS en fonction de la distance à laquelle elles sont observées. La figure est tirée du site http://www.sdss.org/results-science/.

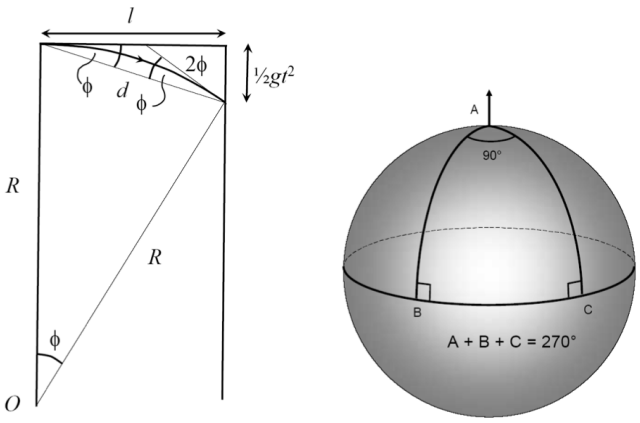


FIGURE 1.3 – A gauche : parcours d'un photon dans un ascenseur accéléré vers le haut. A droite : l'espace courbe à deux dimensions de notre problème, la surface d'une sphère.

1.2.2 De la géométrie des espaces courbes à la métrique FLRW

Afin de décrire l'Univers comme un espace-temps modifié par la présence de matière, il est nécessaire d'invoquer le tenseur métrique d'un espace courbe. Nous allons montrer dans cette section comment, à partir d'arguments géométriques développés à l'aide d'un espace courbe à deux dimensions, la surface d'une sphère (voir figure 1.3, à droite), nous pouvons retrouver l'écriture naturelle de la métrique d'un Univers en expansion, appelée métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) [Friedmann 1924, Lemaître 1927, Robertson 1935]. Ce qui suit est adapté d'un cours de Malcolm Longair, dont sont tirées les prochaines figures.

Une des grandes idées d'Einstein introduite avec la relativité générale fut de considérer que, si le principe d'équivalence entre la masse gravitationnelle (intervenant dans la loi de la gravitation) et inerte (intervenant dans le principe fondamental de la dynamique) est valide, l'espace-temps ne peut être plat et la trajectoire des photons doit être significativement déviée par les objets massifs. Une façon de le voir est de faire l'expérience de pensée du parcours d'un photon dans un ascenseur accéléré vers le haut, comme montré dans la figure 1.3 (à gauche). Pendant qu'un photon parcourt la distance l dans l'ascenseur, celui-ci va parcourir la distance $\frac{1}{2}gt^2$ dans le même temps. Dans le référentiel de l'ascenseur accéléré, le photon va parcourir une trajectoire parabolique. En faisant l'approximation que cette parabole est un arc de cercle de rayon R, on peut en déduire que le rayon s'écrit :

$$R = \frac{2l^2}{|g|t^2} = \frac{2c^2}{|g|}. \tag{1.1}$$

Ainsi, le *rayon de courbure* de la trajectoire du photon ne dépend que du champ de gravitation, à travers l'accélération de la pesanteur g.

On considèrera ici l'espace isotrope courbe à deux dimensions le plus simple à écrire et à visualiser : la surface d'une sphère. Il est aisé de voir que cet espace est bien courbe et ne correspond pas à un espace plat euclidien. En utilisant le triangle ABC dessiné sur la sphère de la figure 1.3 (droite), et en faisant le transport parallèle d'un vecteur à l'intérieur de cette figure fermée, on peut constater que la rotation totale d'un tel vecteur est de 270°. La surface d'une sphère est donc bien un espace courbe, dont les grands cercles sont les chemins les plus rapides d'un point à un autre et constituent ainsi des *géodésiques*. De plus, si l'angle au point A est quelconque (disons θ), l'aire S du triangle formé par les points ABC est $S = \theta R_c^2$, avec R_c le rayon de la sphère. Ainsi, quand $\theta = \pi/2$, l'aire vaut $\pi R_c^2/2$ et la somme des angles est de 270°. De même, si $\theta = 0$, l'aire est nulle et la somme des angles vaut 180°. On a donc que la différence de la somme des angles par rapport à 180° est directement proportionnelle à l'aire du triangle. Cela montre que la connaissance complète des propriétés géométriques de l'espace bidimensionnel peut se faire à l'aide de manipulations géométriques à l'intérieur de l'espace lui-même.

Appliquons cela à un espace courbe à deux dimensions dans lequel partent deux géodésiques du point 0, séparées par un petit angle $d\theta$ (figure 1.4). Deux autres

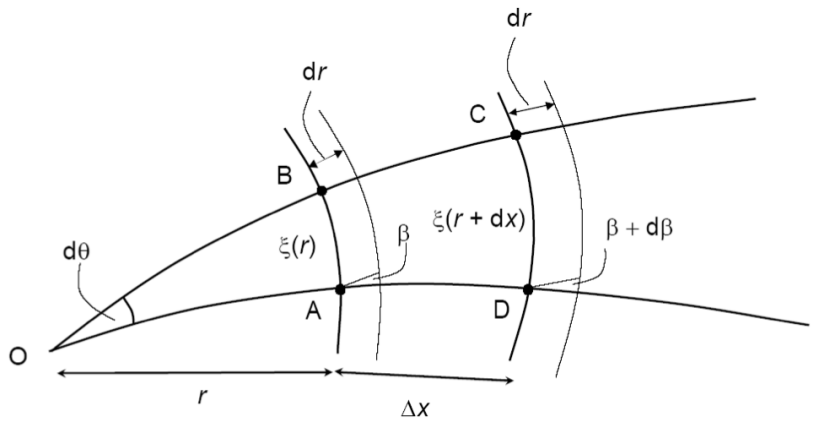


FIGURE 1.4 – Deux géodésiques dans un espace courbe isotrope, croisées par deux autres géodésiques à des distances r et $r + dx$ de l'origine.

géodésiques croisent les précédentes à des distances r et $r + dx$ de l'origine, avec des angles β et $\beta + d\beta$. Dans un espace euclidien, la longueur du segment AB serait $\xi = rd\theta$. Ce n'est plus vrai dans un espace courbe, nous écrirons alors :

$$\xi(r) = f(r)d\theta. \tag{1.2}$$

Ainsi, la longueur du segment AB $+ dr$ en fonction de celle du segment AB s'écrit :

$$\xi(r + dr) = \xi(r) + \beta dr; \tag{1.3}$$

et donc l'angle β entre les géodésiques qui partent de l'origine et la première qui les croise vaut :

$$\beta = \frac{\xi(r + dr) - \xi(r)}{dr} = d\theta \frac{df(r)}{dr} \text{ (cas euclidien : } \beta = d\theta\text{).} \tag{1.4}$$

Si l'on se déplace le long de la géodésique d'une longueur dx, le changement d'angle correspondant $d\beta$ est :

$$d\beta = \frac{d\xi(r + dx)}{dr} - \frac{d\xi(r)}{dr} = \frac{d^2\xi(r)}{dr^2}dx = dxd\theta\frac{d^2f(r)}{dr^2} \tag{1.5}$$
$$\text{(cas euclidien : } \Delta\beta = 0\text{).}$$

De la même manière qu'avec la surface de la sphère, on en déduit que l'aire du quadrilatère ABCD est proportionnelle à la rotation du vecteur faisant un angle $d\beta$ avec la géodésique. Cette rotation est constante sur tout l'espace bidimensionnel tout comme pour le cas particulier de la surface sphérique. L'aire en question s'écrit $dS = \xi(r)dx = f(r)dxd\theta$, et l'on a donc une équation différentielle à résoudre pour la fonction $f(r)$:

$$\frac{d^2f(r)}{dr^2} = \frac{d\beta}{dS}f(r) = -\kappa f(r); \tag{1.6}$$

avec κ une constante, le signe moins étant choisi par convention. La solution de cette équation est un mouvement harmonique :

$$f(r) = A \sin(\kappa^{1/2} r); \tag{1.7}$$

dont on trouve la constante d'intégration $A = \kappa^{-1/2}$ en considérant le cas des petites distances (r petit) où la fonction $f(r)$ doit se réduire au cas euclidien. On a donc :

$$f(r) = \frac{\sin(\kappa^{1/2} r)}{\kappa^{1/2}}. \tag{1.8}$$

La variable κ correspondant au facteur de proportionnalité entre rotation du vecteur $d\beta$ et l'aire du quadrilatère représente la courbure de l'espace à deux dimensions. Le cas euclidien correspond à $\kappa = 0$, alors que le cas $\kappa > 0$ vaut pour un espace fermé. Si $\kappa < 0$, on peut alors poser $\kappa' = -\kappa$ et la solution pour $f(r)$ est dans ce cas une fonction hyperbolique :

$$f(r) = \frac{\sinh(\kappa'^{1/2} r)}{\kappa'^{1/2}}. \tag{1.9}$$

représentant dès lors un espace ouvert.

Dorénavant, tous les types d'espaces courbes à deux dimensions sont pris en compte dans la fonction $f(r)$. La constante κ pouvant être positive, négative ou nulle, elle correspond aux espaces sphériques, hyperboliques et plats (respectivement). En termes géométriques, le rayon de courbure de l'espace d'intérêt R_c peut s'identifier à $\kappa^{-1/2}$, et la fonction $f(r)$ se récrit :

$$f(r) = R_c \sin\left(\frac{r}{R_c}\right) \tag{1.10}$$

où R_c peut être :

- réel dans le cas d'espaces fermés sphériques (R_c est alors juste le rayon de la sphère) ;
- imaginaire dans le cas d'espaces ouverts hyperboliques (de type selle de cheval) ;
- infini dans le cas d'espaces plats (cas euclidien).

L'élément infinitésimal de distance entre deux points dans une géométrie euclidienne s'écrit $dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$. Si l'on considère un espace courbe à deux dimensions comme la surface d'une sphère, on peut définir un repère orthogonal pour chaque point situé à la surface de la sphère comme indiqué dans la figure 1.5. Dans ce cas, on a :

$$dl^2 = R_c^2 d\theta^2 + R_c^2 \sin^2\theta d\phi^2 \tag{1.11}$$

avec R_c le rayon de courbure de notre espace courbe à deux dimensions, ici le rayon de la sphère, θ et ϕ correspondant aux coordonnées angulaires du système. Il s'agit de la métrique associée à l'espace. Dans le cas le plus général, on peut récrire l'expression 1.11 comme suit : $dl^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dy^\nu$. On s'aperçoit donc que toute l'information sur les propriétés géométriques intrinsèques de l'espace considéré est

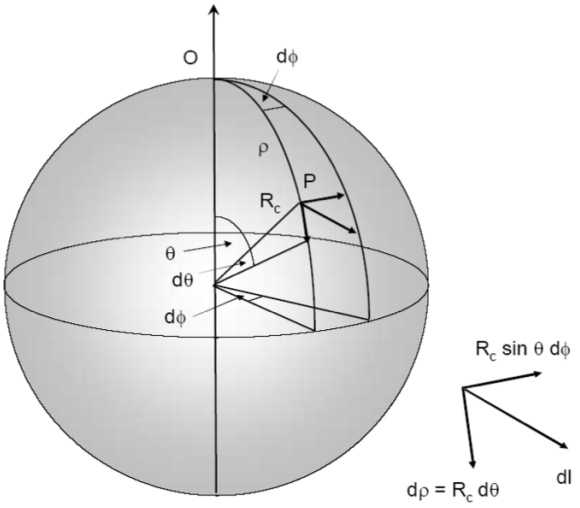


FIGURE 1.5 – Système de coordonnées sphérique polaire pour tout point placé à la surface de la sphère.

contenue entièrement dans le tenseur $g_{\mu\nu}$, appelé *tenseur métrique*.

La courbure intrinsèque d'un espace peut donc s'exprimer uniquement en terme de tenseur métrique de la façon suivante (dans le cas d'espaces bidimensionnels dont le tenseur $g_{\mu\nu}$ est diagonalisable) :

$$\kappa = \frac{1}{2g_{11}g_{22}}\left\{ -\frac{\partial^2 g_{11}}{\partial x_2^2} - \frac{\partial^2 g_{22}}{\partial x_1^2} + \frac{1}{2g_{11}}\left[\frac{\partial g_{11}}{\partial x_1}\frac{\partial g_{22}}{\partial x_1} + \left(\frac{\partial g_{11}}{\partial x_2}\right)^2\right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2g_{22}}\left[\frac{\partial g_{11}}{\partial x_2}\frac{\partial g_{22}}{\partial x_2} + \left(\frac{\partial g_{22}}{\partial x_1}\right)^2\right]\right\} \tag{1.12}$$

On peut utiliser l'équation 1.12 afin de trouver l'expression pour la métrique de notre espace d'intérêt écrite à l'équation 1.11. On obtient alors $\kappa = R_c^{-2}$, résultat que l'on avait déjà inféré plus haut et qui correspond donc à ce que l'on attendait. Un coup d'oeil à l'expression 1.12 nous montre que la courbure de l'espace à deux dimensions dépend de la position de chaque point dans l'espace-temps.

La géodésique entre le point O et le point P de la figure 1.5 est la plus courte distance entre les deux points dans un tel espace. C'est l'équivalent de la ligne droite dans un espace euclidien. Elle s'écrit $\rho = \theta R_c$, et on peut ainsi récrire l'expression de la métrique de la façon suivante :

$$dl^2 = d\rho^2 + R_c^2 \sin^2\left(\frac{\rho}{R_c}\right) d\phi^2. \tag{1.13}$$

En introduisant une nouvelle mesure de distance $x = R_c \sin(\rho/R_c)$, ainsi qu'en différenciant puis en mettant au carré, on obtient l'équation suivante

$$dx^2 = [1 - \sin^2(\rho/R_c)]d\rho^2 = [1 - \kappa x^2]d\rho^2 \tag{1.14}$$

et donc la métrique d'un espace bidimensionnel courbe s'écrit :

$$\boxed{dl^2 = \frac{dx^2}{1-\kappa x^2} + x^2 d\phi^2} \tag{1.15}$$

où l'on voit que $dl = xd\phi$ est l'expression de la distance perpendiculaire à la direction radiale d'un objet à une distance géodésique ρ qui soutend un angle ϕ sur le ciel. Il s'agit de la *distance de diamètre angulaire*.

La section d'un espace courbe isotrope à trois dimensions étant équivalente à un espace courbe à deux dimensions décrit par la métrique de l'équation 1.15, on peut étendre ce formalisme aux espaces à trois dimensions. On obtient alors

$$\boxed{dl^2 = \frac{dx^2}{1-\kappa x^2} + x^2\left[d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right]} \tag{1.16}$$

où le jeu de coordonnées $\{\theta, \phi\}$ n'est pas le même que celui utilisé à la figure 1.5. Nous pouvons dès lors écrire la métrique de *Minkowski* comme suit : $ds^2 = dt^2 - \frac{1}{c^2}dl^2$. Cette métrique permet de dériver tout le formalisme de la relativité restreinte car elle décrit particulièrement bien le comportement de l'espace-temps dans un champ gravitationnel faible. La métrique de Minkowski reste cependant essentielle en relativité générale dans le sens où l'on considère que chaque point de l'espace-temps a pour tangente l'espace décrit par celle-ci.

Afin d'appliquer la métrique 1.16 aux univers homogènes et isotropes, nous avons besoin du principe cosmologique décrit plus haut, mais aussi de deux autres concepts. Le premier est celui d'*observateur fondamental*. Il faut ainsi définir un jeu d'observateurs fondamentaux qui se déplacent de telle façon que l'Univers leur apparaît toujours isotrope. Le deuxième concept est celui de *temps cosmique*, c'est-à-dire le temps mesuré par l'horloge de chaque observateur fondamental. La synchronisation des horloges n'est pas un problème puisque, selon le postulat de Weyl, les géodésiques des observateurs se rejoignent en un point dans le passé, et le temps cosmique est mesuré à partir de ce point de référence. A partir de l'équation 1.13, on a :

$$ds^2 = dt^2 - \frac{1}{c^2}\left(d\rho^2 + R_c^2 \sin^2\left(\frac{\rho}{R_c}\right)\left[d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right]\right) \tag{1.17}$$

Un problème apparaît alors si l'on regarde les choses de plus près : la métrique écrite à l'équation 1.17 ne décrit les propriétés géométriques de l'espace-temps que pour un seul temps cosmique (disons aujourd'hui, au temps t_0). Or, comme la vitesse de la lumière est finie, nous observons des objets situés à l'intérieur de notre cône de lumière et nous les observons tels qu'ils étaient à une époque donnée t_1, époque à laquelle la distance entre les observateurs fondamentaux n'étaient pas la même et pendant laquelle les propriétés de l'espace-temps étaient différentes. Pour résoudre cela, on peut faire l'expérience de pensée suivante : alignons une série d'observateurs fondamentaux le long de notre ligne de visée jusqu'à l'objet observé. Chaque observateur peut calculer son *propre* $d\rho$, et la somme de chacun des $d\rho$ va nous donner

une mesure de distance, qui sera fictive, mais qui dépendra du modèle cosmologique. Ce sera notre définition de la *distance propre radiale* à un objet.

Ainsi, si l'on considère l'expansion de l'Univers comme uniforme, on a que le rapport entre la distance propre mesurée par différents observateurs au même temps est constant. Cela revient à écrire que

$$\frac{\rho_i(t_1)}{\rho_i(t_2)} = \frac{\rho_j(t_1)}{\rho_j(t_2)} = \text{ constante } = \frac{a(t_1)}{a(t_2)}; \tag{1.18}$$

où l'on introduit une fonction $a(t)$ appelée *facteur d'échelle* qui représente la variation de la mesure de distance réalisée par un même observateur à des temps différents. Par définition, $a(t_0) = 1$, et si l'on considère que la distance propre d'un objet aujourd'hui est r, on a :

$$\rho(t) = a(t)r. \tag{1.19}$$

La mesure de distance r est donc attachée à un objet quelconque, pour le même observateur et à tous les temps. De plus, la variation de cette mesure due à l'expansion de l'Univers est prise en compte grâce au facteur d'échelle dans la distance propre radiale. La distance r est donc définie comme la *distance radiale comobile*.

Cependant, la distance mesurée perpendiculaire à la ligne de visée doit elle aussi changer par un facteur a entre une époque t et aujourd'hui. Cela signifie que :

$$\frac{\Delta l(t)}{\Delta l(t_0)} = a(t); \tag{1.20}$$

et donc que, en utilisant l'équation 1.17, on a $R_c(t) = a(t)R_c(t_0)$. Ce résultat est essentiel, puisque nous avons vu plus haut que la courbure de l'espace-temps s'écrivait comme $\kappa = R_c^{-2} \propto a^{-2}$. On obtient ainsi la dépendance de la courbure en fonction du facteur d'échelle, et on arrive au résultat suivant : *la courbure de l'Univers change avec l'expansion, mais le signe reste le même.* Cela signifie que si l'Univers était sphérique dans des temps anciens, il le sera toujours aujourd'hui.

La nouvelle métrique peut s'écrire ainsi :

$$ds^2 = dt^2 - \frac{a(t)^2}{c^2}\left(dr^2 + R_c(t_0)^2 \sin^2\left(\frac{r}{R_c(t_0)}\right)\left[d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right]\right); \tag{1.21}$$

puis en définissant la *distance comobile transverse* $r_1 = R_c(t_0)\,\sin[r/R_c(t_0)]$, on obtient la forme finale de la ***métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker*** :

$$\boxed{ds^2 = dt^2 - \frac{a(t)^2}{c^2}\left(\frac{dr_1^2}{1-\kappa r_1^2} + r_1^2\left[d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right]\right)} \tag{1.22}$$

ce qui peut s'écrire également, en posant $r_2^2 = \kappa r_1^2$:

$$ds^2 = dt^2 - \frac{R_1(t)^2}{c^2}\left(\frac{dr_2^2}{1-kr_2^2} + r_2^2\left[d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right]\right) \tag{1.23}$$

où $R_1(t) = R_c(t_0)a(t)$ et $k = \{1, 0, -1\}$ pour des univers aux géométries sphériques, plates et hyperboliques. La métrique de l'équation 1.22 nous permet donc de définir l'invariant infinitésimal ds^2 entre différents évènements à toutes les époques et à n'importe quel endroit dans l'Univers en expansion.

1.2.3 Décalage vers le rouge

A cause de l'expansion isotrope de l'Univers les raies spectrales des atomes sont décalées vers les longueurs d'ondes plus grandes, phénomène que l'on appelle *décalage vers le rouge cosmologique*, ou *redshift* en anglais. Pour une raie émise à la longueur d'onde λ_e et la longueur d'onde reçue λ_0, le redshift z se définit ainsi :

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e}. \tag{1.24}$$

Considérons un paquet d'ondes émis depuis une galaxie distante à la fréquence ν_1 entre les temps t_1 et $t_1 + \Delta t_1$. Ce paquet est reçu aujourd'hui entre les temps t_0 et $t_0 + \Delta t_0$. Le signal se propage à la vitesse de la lumière, donc le long d'un cône de lumière ce qui implique $ds^2 = 0$. En supposant la propagation comme radiale, on rajoute $d\theta = 0$, $d\phi = 0$. La métrique de l'équation 1.22 nous donne dans ce cas :

$$dt = -\frac{a(t)}{c}dr; \;\; \frac{cdt}{a(t)} = -dr; \tag{1.25}$$

le signe moins venant du fait que l'origine du temps est pris aujourd'hui, c'est-à-dire à $t = t_0$. Le bord du paquet d'ondes doit donc satisfaire l'équation suivante :

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = -\int_r^0 dr; \tag{1.26}$$

et l'autre bord :

$$\int_{t_1+\Delta t_1}^{t_0+\Delta t_0} \frac{cdt}{a(t)} = -\int_r^0 dr. \tag{1.27}$$

En effet, les deux bords doivent parcourir la même distance comobile r puisque celle-ci est attachée à la galaxie d'intérêt pour tout t. En égalisant les équations 1.26 et 1.27 et en prenant $a(t_0) = 1$ comme défini plus haut, on obtient la relation importante :

$$\Delta t_0 = \frac{\Delta t_1}{a(t_1)} \tag{1.28}$$

qui nous montre le phénomène de *dilatation* du temps cosmique lors de l'observation d'objets distants ($a(t_1) < 1$). Ainsi, dans notre référentiel, les évènements durent plus longtemps que dans le référentiel associé à la source (ici notre galaxie distante). L'expression précédente peut aussi s'écrire en termes de fréquence $\nu_0 = \nu_1 \; a(t_1)$, et on déduit par conséquent une équation pour le redshift, puisque :

$$z = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} - 1 = \frac{\nu_1}{\nu_0} - 1; \tag{1.29}$$

et donc

$$\boxed{a(t) = \frac{1}{1+z}} \tag{1.30}$$

On a par conséquent un lien direct entre l'expansion de l'Univers (via le facteur d'échelle) et le redshift cosmologique qui crée un décalage des raies spectrales à cause de celle-ci.

1.2.4 Loi de Hubble

Bien que Georges Lemaître eût publié en 1927 un article en français sur les vitesses d'éloignement des galaxies et leur distance [Lemaître 1927], donnant ainsi une première estimation de la constante de proportionnalité entre les deux, c'est Edwin Hubble dont l'Histoire retiendra le nom pour ses travaux dans ce domaine. En 1929, il publia des mesures de vitesse spectroscopiques d'objets alors appelés *nebulae*, mais qui correspondent aux galaxies [Hubble 1929]. Leur distance à la Terre fut mesurée par variation des céphéides situées dans les galaxies observées. Il pouvait alors tracer un diagramme de vitesse de récession en fonction de la distance, diagramme qui resta célèbre.

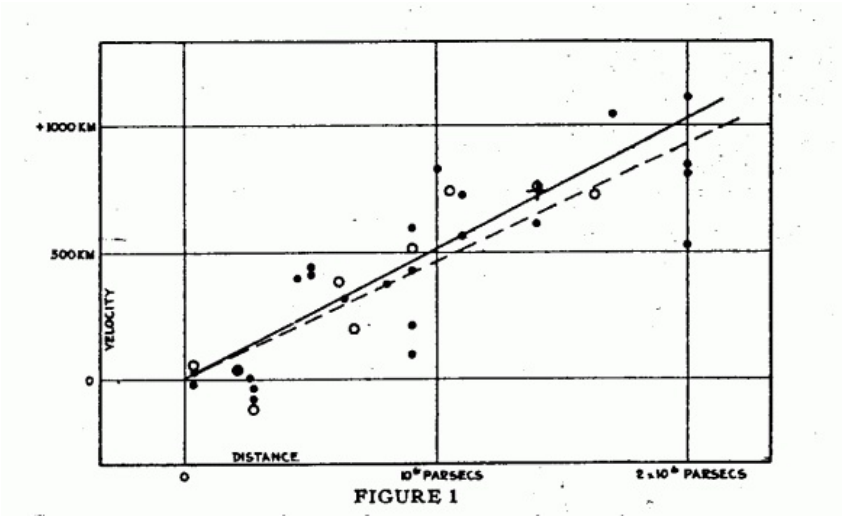


FIGURE 1.6 – Diagramme publié dans [Hubble 1929] montrant la corrélation linéaire entre le déplacement des galaxies et leur distance.

Avec pourtant peu de données et une dispersion large (voir figure 1.6), Hubble eut l'intuition d'une corrélation linéaire entre la vitesse de récession des galaxies et leur distance par rapport à nous. Le fait que plus une galaxie est éloignée, plus elle s'éloigne rapidement de nous, est une preuve directe de l'expansion de l'Univers. Ce résultat empirique est essentiel puisque prédit par la théorie de la relativité générale, ainsi que la théorie du Big Bang qui en découle. Le modèle cosmologique ainsi décrit est conforté par l'observation d'Edwin Hubble. La découverte de l'expansion de l'Univers confirme également l'idée forte au coeur de la théorie de la relativité générale d'Einstein selon laquelle sa théorie est universelle, et donc s'applique à l'Univers dans son ensemble.

En gardant les même notations que dans les sections précédentes, on peut écrire la loi de Hubble en termes de distance propre des galaxies $v = H\rho$, ou de manière équivalente :

$$\frac{d\rho}{dt} = H\rho. \tag{1.31}$$

On écrit ici H de manière générale, puisqu'on peut considérer qu'un constante de Hubble peut être mesurée à toutes les époques. En transformant les distances propres en distances comobiles $\rho(t) = a(t)r$:

$$r\frac{da(t)}{dt} = Ha(t)r; \tag{1.32}$$

d'où

$$\boxed{H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}} \tag{1.33}$$

A notre époque, on mesure la constante de Hubble H_0 telle que $t = t_0$ et $a(t_0) = 1$. On obtient alors $H_0 = (\dot{a})_{t_0}$ et H_0 représente le taux d'expansion de l'Univers aujourd'hui. Pour un moment antérieur donné par le temps cosmique t, $H(t)$ devient le taux d'expansion à l'époque considérée. Dans la suite de ce manuscrit, on adoptera l'écriture conventionnelle de la constante de Hubble normalisée :

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}}. \tag{1.34}$$

1.2.5 Mesures de distance

Dans la section 1.2.2, nous avons eu la possibilité d'entrevoir les différentes façons de mesurer une distance en cosmologie. Faisons un point ici sur les définitions de mesures de distances qui seront utilisées ultérieurement dans la thèse.

La *distance radiale comobile* r entre la Terre et un objet situé au temps t_1 est calculée par l'intégrale suivante :

$$r = \int_{t_1}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)}. \tag{1.35}$$

La distance *propre* cdt au temps t est projetée à notre époque grâce au facteur d'échelle $a(t)$. On obtient alors une relation directe entre la distance comobile r et le redshift z.

Définissons une mesure de distance D, communément appelée *distance comobile transverse*, déjà vue plus haut, et telle que

$$D = R_c(t_0) \sin\left(\frac{r}{R_c(t_0)}\right) \tag{1.36}$$

où $R_c(t_0)$ est le rayon de courbure de l'espace-temps à notre époque. Dans un Univers spatialement plat ($z \ll 1, r \ll R_c(t_0)$), la distance D se réduit à la distance comobile radiale écrite à l'équation 1.35. On peut dès lors définir la *distance de diamètre angulaire* déjà décrite plus haut telle que $D_A = D/(1+z)$ ainsi que la *distance de luminosité* $D_L = D(1+z)$.

La première est une mesure de distance directement liée à la taille que sous-tend un objet perpendiculairement à la ligne de visée. On considère qu'il s'agit de la mesure la plus précise de la distance qu'un photon parcourt une fois qu'il a quitté

l'objet en question. Au-delà de $z \sim 1.5$, la distance de diamètre angulaire diminue. En effet, les objets à haut redshift sont situés derrière la population d'objets à plus bas redshift, et par conséquent apparaissent plus grands sur le ciel, donc plus proches selon cette mesure.

La deuxième mesure la distance en fonction du flux de photons reçu provenant de la source, elle est donc reliée à la magnitude absolue et apparente d'un objet astronomique. Cette mesure fonctionne plutôt bien à bas redshift (notamment pour mesurer la distance des supernovae de notre galaxie), mais perd de sa précision à haut redshift. En effet, la conservation du flux de photons provenant d'un objet lointain dépend alors de la courbure de l'espace-temps, du redshift et donc de la dilatation du temps cosmique.

1.3 L'Univers en équations

1.3.1 Relativité générale

Le principe d'équivalence à la base de la relativité générale, déjà évoqué plus haut, stipule l'égalité mathématique entre la masse gravitationnelle de la loi de la gravitation et la masse inertielle de la loi de la dynamique. Cela implique, comme on l'a déjà vu, que la gravité est en fait une conséquence de la déformation de la trame de l'espace-temps par les objets massifs. Dans cet espace à 4 dimensions (3 d'espace, 1 de temps), on peut écrire l'invariant ds^2 en fonction du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ qui contient toute l'information sur les propriétés géométriques de l'espace :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dy^\nu \tag{1.37}$$

La trajectoire d'une particule suit le chemin tracé par une géodésique et son équation du mouvement s'écrit :

$$\frac{d^2x^\mu}{ds^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0; \tag{1.38}$$

ou, de manière équivalente,

$$\frac{du^\mu}{ds^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta} u^\alpha u^\beta = 0; \tag{1.39}$$

avec u la quadri-vitesse associée au déplacement de la particule. Le terme $\Gamma^\mu_{\alpha\beta}$ est appelé *symbole de Christoffel* et est relié au tenseur métrique par la relation

$$\Gamma^\mu_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \left(\partial_\alpha g_{\beta\nu} + \partial_\beta g_{\alpha\nu} - \partial_\nu g_{\alpha\beta} \right) \tag{1.40}$$

où la notation ∂_α est utilisée pour désigner la dérivée partielle par rapport à la coordonnée x_α. On peut alors construire le *tenseur de Riemann*, qui exprime la façon dont deux géodésiques données parallèles au départ se séparent à cause de la courbure de l'espace-temps :

$$R^\mu_{\alpha\beta\gamma} = \partial_\gamma \Gamma^\mu_{\alpha\beta} - \partial_\beta \Gamma^\mu_{\alpha\gamma} + \Gamma^\mu_{\gamma\sigma} \Gamma^\sigma_{\alpha\beta} - \Gamma^\mu_{\beta\sigma} \Gamma^\sigma_{\alpha\gamma}. \tag{1.41}$$

Par contraction de l'un des indices du tenseur de Riemann, on obtient le *tenseur de Ricci* d'ordre 2 :

$$R_{\mu\nu} = R^{\alpha}_{\mu\alpha\nu} \tag{1.42}$$

ainsi que la *courbure scalaire* qui est la contraction du tenseur métrique avec le tenseur de Ricci : $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$.

Avec ces tenseurs, on peut construire le *tenseur d'Einstein* qui a pour expression

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R \tag{1.43}$$

qui décrit de manière complète la courbure de l'espace-temps. Il s'agit d'un tenseur d'ordre 2 et dont la divergence est nulle, tout comme le tenseur énergie-impulsion qui caractérise le fluide de densité ρ et de pression p composant l'Univers :

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu} \tag{1.44}$$

L'idée centrale d'Einstein est que la courbure de l'espace-temps est directement proportionnelle au contenu en matière/énergie de celui-ci. Il écrit alors une équation de champ dans laquelle $G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$, et réalise qu'il lui faut rajouter une constante pour obtenir une solution statique à son équation (détails dans la partie 1.3.2). Comme le tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ a une divergence nulle également, Einstein ajoute une *constante cosmologique* en facteur du tenseur métrique :

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \tag{1.45}$$

Deux interprétations sont alors possibles :

- la constante cosmologique s'écrit du côté de la métrique et s'interprète comme une propriété de la courbure de l'espace-temps. On aboutit alors à un Univers stationnaire avec gravité modifiée ;
- la constante cosmologique s'écrit du côté de la contribution matière/énergie de l'Univers et s'interprète comme un fluide de pression négative et comme une énergie du vide.

Nous verrons en détail dans la partie suivante les conséquences de la deuxième interprétation. Einstein pensait avoir fait la plus grosse erreur de sa vie quand il fut admis que l'Univers était en expansion. Mais depuis un certain temps, la constante cosmologique revêt un grand intérêt puisque, comme nous le verrons dans les parties qui suivent, celle-ci pourrait expliquer l'observation de l'*énergie noire*.

La conservation du tenseur énergie-impulsion ainsi que l'équation de champ de la relativité générale (équation 1.45) dans laquelle la métrique FLRW (équation 1.22) est utilisée donnent naissance aux deux équations indépendantes suivantes :

$$\boxed{\ddot{a} = -\frac{4\pi G a}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda a}{3}} \tag{1.46}$$

$$\boxed{\dot{a}^2 = \frac{8\pi G \rho a^2}{3} + \frac{\Lambda a^2}{3} - \kappa} \tag{1.47}$$

Ces équations, appelées *équations d'Einstein-Friedmann-Lemaître*, régissent la dynamique d'un Univers en expansion dans le cadre de la relativité générale. De la conservation du tenseur énergie impulsion $\partial_\nu T^{\mu\nu} = 0$ découle une autre, essentielle, qui traduit la conservation de l'énergie :

$$\frac{d\rho}{dt} = -3(\rho + p)\frac{\dot{a}}{a}. \tag{1.48}$$

Les équations d'Einstein-Friedmann-Lemaître font interagir trois fonctions du temps : le facteur d'échelle $a(t)$, la densité d'énergie $\rho(t)$ ainsi que la pression $p(t)$. Pour les résoudre, il faut rajouter une troisième condition reliant la pression et la densité d'énergie : l'*équation d'état* du fluide paramétrisée par le facteur w, $p = w\rho$. On obtient de manière générale que $\rho \propto a^{-3(1+w)}$, et l'on peut alors distinguer plusieurs types de fluides :

- pour un Univers dominé par la matière, on a une pression négligeable devant la densité d'énergie $p \ll \rho_m$ et donc un paramètre d'équation d'état nul $w \sim 0$. La conservation de l'énergie nous donne $\dot{\rho}_m = -3\rho_m\frac{\dot{a}}{a}$, ce qui se résout en $\rho_m a^3 = \text{cst}$ donc $\rho_m \propto a^{-3} \propto (1+z)^3$. Le facteur d'échelle évolue comme $a \propto t^{2/3}$;
- pour un Univers dominé par le rayonnement, la pression vaut $p = \rho_\gamma/3$ et le paramètre d'équation d'état est $w = 1/3$. La conservation de l'énergie nous indique que $\dot{\rho}_\gamma = -4\rho_\gamma\frac{\dot{a}}{a}$ d'où la solution $\rho_\gamma a^4 = \text{cst}$. Le comportement de la densité d'énergie de rayonnement en fonction du temps est alors $\rho_\gamma \propto a^{-4} \propto (1+z)^4$. Le facteur d'échelle évolue comme $a \propto t^{1/2}$;
- pour un Univers dominé par une énergie du vide, on est en présence d'un fluide de pression négative telle que $p = -\rho_V$. Autrement dit, le paramètre d'équation d'état est négatif, $w = -1$ et le facteur d'échelle évolue comme $a \propto e^{\Lambda t}$. Nous verrons dans la partie qui suit les conséquences sur le futur de l'Univers de la présence d'une telle composante.

1.3.2 Constante cosmologique et paramètres

Comment savoir si les forces d'inertie s'appliquent à un objet flottant dans un espace dépourvu de matière ? A cette interrogation, Einstein doit répondre tout en conservant le principe de base de la relativité générale selon lequel il n'existe pas de référentiel absolu. Il réalise cela en se basant sur le *principe de Mach*, qui postule que le référentiel inertiel d'un tel objet doit être défini par rapport aux masses lointaines contenues dans l'Univers et qui fournissent le référentiel par rapport auquel les forces inertielles prennent leur sens. Comme Edwin Hubble n'avait pas encore découvert l'éloignement des galaxies et donc l'expansion de l'Univers, cela conduisit Einstein à rajouter un terme constant dans l'équation de champ de la relativité générale (équation 1.45), terme que l'on retrouve dans les équations de Friedmann-Lemaître décrites plus haut (équations 1.46 et 1.47). Il parvint ainsi au modèle cosmologique cohérent d'un Univers statique [Einstein 1917].

Un Univers statique vérifie $\ddot{a} = 0$, et par conséquent, si l'on prend un modèle dans lequel l'Univers n'est constitué que de poussières ($p = 0$), on obtient une expression pour la constante cosmologique introduite par Einstein :

$$\Lambda = 4\pi G\rho. \tag{1.49}$$

L'idée d'Einstein était de dire que les solutions de l'équation de champ n'existeraient pas si la constante Λ était nulle. Il n'y avait donc pas d'alternative à une valeur finie de la constante : si $\Lambda = 0$, l'Univers serait vide.

S'il s'agit bien d'une constante cosmologique, cela signifie qu'en regardant l'équation 1.46 pour un Univers vide ($\rho = 0$, $p = 0$), il existe une force résultante qui agirait sur une particule test. Si Λ est positif, il s'agirait de ce que l'on appelle la *force répulsive du vide*. Pour l'heure, il n'existe pas d'interprétation classique d'un tel comportement, celui-ci ne pourrait s'expliquer que par la théorie quantique des champs. En effet, il s'avère que les prédictions de la physique classique mettent en avant une valeur 10^{120} plus grande que ce qui a été observé. Il s'agit de la pire prédiction de l'histoire de la physique ! La découverte récente du *boson de Higgs* [ATLAS Collaboration 2012, CMS Collaboration 2012] pourrait permettre une exploration nouvelle de ce domaine. En effet, le Higgs ayant été introduit pour éliminer certaines singularités de la théorie de l'interaction faible, ainsi que pour "donner une masse" aux bosons $W^{\pm}$ et Z^0, le champ scalaire associé a pour caractéristique une pression négative, tout comme le serait un champ associé à une constante cosmologique [Krauss et Dent 2013]. Dans la vision moderne de ce problème, on considère plutôt que ce fluide inconnu fait partie du bilan énergétique de l'Univers et on appelle l'énergie associée l'*énergie du vide*. C'est la raison pour laquelle dans la suite de notre propos, on choisira de prendre $\Lambda = 0$ et on intégrera sa densité d'énergie dans le total de la densité d'énergie de l'Univers.

Avec la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers la constante cosmologique va revêtir un intérêt particulier et s'avérer être une possible explication de l'observation de l'*énergie noire*, que l'on évoquera plus en détail dans la section 1.4.3.

Considérant la somme des densités d'énergie $\rho = \rho_m + \rho_V$ avec ρ_m la densité d'énergie de la matière et ρ_V celle du vide, on obtient l'équivalent de l'équation 1.46 :

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G a}{3}\left(\rho_m + \rho_V + 3p_V\right) \tag{1.50}$$

qui, sachant que $p_V = -\rho_V$, se réduit à

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G a}{3}\left(\rho_m - 2\rho_V\right) \tag{1.51}$$

L'expansion de l'Univers implique la relation suivante pour la densité d'énergie de la matière (comme vu plus haut) : $\rho_m = \rho_0 a^{-3}$, avec ρ_0 la densité de matière aujourd'hui. On en déduit :

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G\rho_0}{3a^2} + \frac{8\pi G a}{3}\rho_V = -\frac{4\pi G\rho_0}{3a^2} + \frac{\Lambda a}{3} \tag{1.52}$$

où l'on peut identifier une constante cosmologique associée à la densité d'énergie du vide, $\Lambda = 8\pi G\rho_V$. Il est habituel d'exprimer les densités d'énergie en fonction de la densité critique

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.88 \times 10^{-26}\ h^2\ \text{kg m}^{-3}. \tag{1.53}$$

Ainsi, la densité de matière dans notre modèle aujourd'hui, ρ_0, s'exprime à travers un paramètre de densité Ω tel que

$$\Omega_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c} = \frac{8\pi G\rho_0}{3H_0^2}. \tag{1.54}$$

Nous garderons cette notation à travers tout le document pour désigner les paramètres cosmologiques.

Considérons dans un premier temps les modèles dans lesquels **il n'y a pas d'énergie du vide**. Dans ce cas, les équations dynamiques 1.46 et 1.47 deviennent :

$$\ddot{a} = -\frac{\Omega_0 H_0^2}{2a^2}; \tag{1.55}$$

$$\dot{a}^2 = \frac{\Omega_0 H_0^2}{a} - \kappa. \tag{1.56}$$

En reprenant l'équation 1.56 pour l'époque actuelle, c'est-à-dire $t = t_0$, $a(t_0) = 1$, $\dot{a} = H_0$, on obtient :

$$\kappa = (\Omega_0 - 1)\, H_0^2 \propto \frac{1}{R_0^2}. \tag{1.57}$$

Ce résultat est important car il montre le lien univoque entre la densité d'énergie des composants de l'Univers à l'heure actuelle et son rayon de courbure R_0. En remplaçant l'équation 1.57 dans l'équation 1.56, on aboutit à l'équation pour le taux d'expansion :

$$\dot{a}^2 = H_0^2 \left(\Omega_0 \left[\frac{1}{a} - 1 \right] + 1 \right); \tag{1.58}$$

qui, pour les grandes valeurs du facteur d'échelle (Univers jeune), tend vers $\dot{a}^2 = H_0^2(1 - \Omega_0)$. On peut dès lors comparer les différents modèles résultants de cette analyse :

- les modèles tels que $\Omega_0 < 1$ ont des géométries ouvertes de type hyperbolique et vont s'étendre infiniment avec une vitesse finie $\dot{a} = H_0(1 - \Omega_0)^{1/2}$:
- les modèles tels que $\Omega_0 > 1$ ont des géométries fermées de type sphérique et arrêtent de s'étendre pour une valeur $a_{\max}$ du facteur d'échelle, correspondant à un temps

  $$t_{\max} = \frac{\pi\Omega_0}{2H_0(\Omega_0 - 1)^{3/2}}. \tag{1.59}$$

  Au bout de $2t_{\max}$, l'Univers atteint une densité infinie et s'effondre, scénario que l'on appelle *big crunch* ;

- les modèles tels que $\Omega_0 = 1$ sont appelés modèles d'*Einstein-de Sitter* [de Sitter 1917] et sont caractérisés par une expansion de plus en plus lente jusqu'à atteindre une vitesse d'expansion nulle. Ces modèles ont une dépendance simple du facteur d'échelle avec le temps :

$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3} \tag{1.60}$$

  et possèdent une courbure nulle ($\kappa = 0$). L'âge d'un tel Univers serait donc $t_0 = (2/3)H_0^{-1}$.

Voyons maintenant ce qu'il advient avec les modèles d'Univers qui **contiennent une énergie du vide**. Comme dans le cas de la matière, on associe un paramètre de densité à l'énergie du vide qui prend la forme

$$\Omega_\Lambda = \frac{8\pi G\rho_V}{3H_0^2}. \tag{1.61}$$

On a donc une constante cosmologique qui s'écrit $\Lambda = 8\pi G\rho_V = 3H_0^2\Omega_\Lambda$, et par conséquent les équations de Friedmann-Lemaître (équations 1.46 et 1.47) deviennent :

$$\ddot{a} = -\frac{\Omega_0 H_0^2}{2a^2} + \Omega_\Lambda a H_0^2; \tag{1.62}$$

$$\dot{a}^2 = \frac{\Omega_0 H_0^2}{a} - \kappa + \Omega_\Lambda a^2 H_0^2. \tag{1.63}$$

De la même façon qu'auparavant, on peut regarder ce qu'impliquent ces relations sur la dynamique de l'Univers à l'époque d'aujourd'hui afin de trouver une expression pour la courbure :

$$\kappa = H_0^2\left(\Omega_0 + \Omega_\Lambda - 1\right) \propto \frac{1}{R_0^2}. \tag{1.64}$$

Le même type de relation s'établit ici entre la densité d'énergie des différentes composantes de l'Univers et sa courbure. En posant un paramètre de densité d'énergie associé à la courbure de l'espace-temps à l'époque actuelle :

$$\Omega_k = -\frac{\kappa}{H_0^2}; \tag{1.65}$$

on en déduit de l'équation 1.64 que la somme des paramètres de densité d'énergie est :

$$\Omega_0 + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1. \tag{1.66}$$

La condition à laquelle on retrouve un espace euclidien est donc que $\Omega_0 + \Omega_\Lambda = 1$. De plus, comme évoqué plus haut, si l'on détermine la courbure de l'Univers aujourd'hui à l'aide du paramètre Ω_k, on sait que ce résultat est valide pour toute l'histoire de l'Univers. Différents types de modèles sont alors à considérer :

- les modèles tels que $\Omega_\Lambda < 0$ vont intégrer une force attractive supplémentaire par rapport à la gravité et vont connaître une expansion ralentie ;
- les modèles tels que $\Omega_\Lambda > 0$ impliquent la présence d'une force répulsive opposée à la gravité et le facteur d'échelle va croître exponentiellement :

$$a(t) \propto \exp\left(\Omega_\Lambda^{1/2} H_0 t\right) = \exp\left[\left(\frac{\Lambda}{3}\right)^{1/2} t\right] \tag{1.67}$$

Ω_0 (ou Ω_m), ainsi que Ω_k et Ω_Λ sont appelés *paramètres cosmologiques*. Plusieurs observations (dont certaines seront décrites dans les parties qui suivent) permettent de mettre des contraintes sur les valeurs de ces paramètres. On considère aujourd'hui que les mesures semblent s'accorder sur un modèle du type $\{\Omega_m = 0.3,\ \Omega_\Lambda = 0.7,\ h = 0.7\}$. Il s'agit du *modèle de concordance*. On reviendra assez largement dans ce document sur la façon de contraindre les paramètres cosmologiques.

Il est possible à l'aide de ces paramètres, de retracer l'évolution de la constante de Hubble en fonction du redshift, et donc à différentes époques de l'Univers :

$$E(z) = \frac{H(z)}{H_0} = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda} \tag{1.68}$$

Ce calcul nous permet, entre autres, d'estimer l'âge de l'Univers à un redshift z donné, c'est-à-dire son âge à l'époque à laquelle on observe un objet à ce redshift :

$$t(z) = \int_z^\infty \frac{dz'}{(1+z')H(z')} \tag{1.69}$$

Pour le modèle de concordance, on trouve un âge total de l'Univers (intégration de 0 à ∞) de 13.7 milliards d'années environ.

1.3.3 Histoire thermique

La théorie du Big-Bang telle qu'elle est décrite dans les sections précédentes permet l'incroyable exploit d'expliquer la physique de l'Univers jusqu'au *temps de Planck*, époque à laquelle l'Univers était âgé de 10^{-43} s. La question des origines se place plutôt à l'heure actuelle du côté de la métaphysique ou de la philosophie. Pour ce qui est de la cosmologie, on se réfère au terme *singularité initiale*, qui prend en compte notre méconnaissance de l'origine du temps et de l'espace. On arrive cependant à retracer avec précision l'histoire thermique de l'Univers, depuis un état extrêmement dense et chaud, jusqu'à aujourd'hui.

En effet, la découverte de l'expansion de l'Univers nous apprend que si l'on remonte le temps, celui-ci est bien décrit par un système en équilibre thermique qui suit une évolution quasi-statique. Au fur et à mesure du refroidissement de l'Univers, les interactions des particules dans la soupe primordiale vont quitter l'équilibre thermique avec celle-ci. Pour une interaction donnée, celle-ci est à l'équilibre thermique

à la condition que son taux d'interaction Γ soit plus grand que le taux d'expansion de l'Univers :

$$\Gamma = n\langle\sigma v\rangle > H \tag{1.70}$$

avec n la densité d'une particule donnée, v sa vitesse moyenne et σ la section efficace d'interaction. En d'autres termes, le temps moyen entre deux interactions τ doit être plus petit que l'âge de l'Univers ($\tau < t$ avec $t \sim H^{-1}$ et $\tau \sim \Gamma^{-1}$). Ainsi, on peut étudier l'histoire thermique de l'interaction des particules avec le bain primordial et déterminer les proportions restantes des particules dans l'Univers. Ce domaine, décrivant la génération des noyaux autour du MeV, s'appelle la *nucléosynthèse primordiale* et sera traité plus en détail dans la partie 1.4.1 [Alpher *et al.* 1948, Bethe 1939, Burbidge *et al.* 1957].

- $\boldsymbol{t \sim 10^{-43}}$ **s,** $\boldsymbol{E \sim 10^{28}}$ **eV**
  Nous sommes au temps de Planck, aux limites de nos connaissances de la Physique. On suppose qu'il s'agit du temps et de l'échelle d'énergie correspondant à l'unification de toutes les forces fondamentales. Immédiatement après, l'inflation (décrite dans le paragraphe 1.3.4) intervient.
- $\boldsymbol{t \sim 10^{-35}}$ **s,** $\boldsymbol{E \sim 10^{24}}$ **eV**
  Territoire des GUT (pour *grand unification theories* en anglais) qui stipulent la séparation des interactions faibles et fortes. On est donc en présence de trois forces fondamentales : la gravitation, l'interaction forte et la force électro-faible.
- $\boldsymbol{t \sim 10^{-15}}$ **s,** $\boldsymbol{E \sim 10^{13}}$ **eV**
  Présence d'un plasma de quarks et de gluons, particules vectrices de l'interaction forte, dont toutes les interactions sont en équilibre thermique.
- $\boldsymbol{t \sim 10^{-12}}$ **s,** $\boldsymbol{E \sim 10^{11}}$ **eV**
  C'est le moment de la séparation du couplage électro-faible : on a donc une séparation des forces fondamentales.
- $\boldsymbol{t \sim 10^{-6}}$ **s,** $\boldsymbol{E \sim 10^{8}}$ **eV**
  Les quarks présents dans la soupe primordiale se regroupent en nucléons, c'est la *transition quarks-hadrons* testée à l'heure actuelle dans les plus grands accélérateurs. On est en présence d'une soupe de protons, neutrons, neutrinos, photons, électrons et positrons. Les conditions initiales imposent le chiffre de 1 proton pour un milliards de photons à ces instants.
- $\boldsymbol{t \sim 1}$ **s,** $\boldsymbol{E \sim 10^{6}}$ **eV**
  Les neutrinos étaient jusqu'alors maintenus en équilibre thermique à travers les interactions $e^+ + e^- \leftrightarrow \nu + \overline{\nu}$ ou bien $e + \nu \leftrightarrow e + \nu$. A une température de 1 MeV environ, ce taux d'interaction devient de l'ordre du taux d'expansion de l'Univers. On a alors un découplage de l'interaction faible avec la soupe de particules, et donc un découplage des neutrinos. Cela nous indique l'émission d'un fond diffus de neutrinos dans l'Univers à cette époque, dont on peut calculer la température de 2K aujourd'hui.
- $\boldsymbol{t \sim 4}$ **s,** $\boldsymbol{E \sim 5 \times 10^{5}}$ **eV**
  Découplage de l'interaction correspondant à l'annihilation des électrons avec

leur antiparticules, les positrons. Il reste donc une fraction fixe d'électrons à la fin de ce processus, fraction qui reste celle de l'Univers actuel.

– $\boldsymbol{t \sim 100}$ **s,** $\boldsymbol{E \sim 10^5}$ **eV**
La température de l'Univers est suffisamment basse pour permettre la création de deutérium, et éviter leur photo-dissociation. Cela se produit à l'aide de la réaction $p + p \rightarrow D + \gamma$. De la même façon sont crées les noyaux plus lourds : ^{3}He, ^{4}He, ^{7}Li. C'est le temps de la nucléosynthèse primordiale.

– $\boldsymbol{t \sim 10^7}$ **s,** $\boldsymbol{E \sim 10^3}$ **eV**
Découplage de deux autres interactions de production de photons : l'interaction de bremsstrahlung ($e + p \leftrightarrow e + p + \gamma$) et la diffusion double Compton ($e + \gamma \rightarrow e + 2\gamma$). Leur taux d'interaction devient comparable au taux d'expansion de l'Univers et le rayonnement de photons provenant de ces deux types de diffusion n'est plus thermalisé avec le bain primordial.

– $\boldsymbol{t \sim 10^{11}}$ **s (**$\boldsymbol{t \sim 10^4}$ **ans),** $\boldsymbol{E \sim 0.5}$ **eV,** $\boldsymbol{z \sim 3500}$
La densité d'énergie du rayonnement ρ_γ s'égalise avec celle de la matière ρ_m. On passe donc d'un Univers dominé par le rayonnement à un Univers dominé par la matière, en passant par la période d'*égalité matière-rayonnement*.

– $\boldsymbol{t \sim 10^{13}}$ **s (**$\boldsymbol{t \sim 5 \times 10^5}$ **ans),** $\boldsymbol{E \sim 0.3}$ **eV,** $\boldsymbol{z \sim 1000}$
C'est la période de *recombinaison* pendant laquelle les électrons se recombinent avec les noyaux. Les atomes ne sont alors plus ionisés par les photons, dont le libre parcours moyen devient supérieur à la taille de l'Univers. Les photons se *découplent* de la matière et se propagent librement pour la première fois de l'histoire de l'Univers, qui n'est alors plus opaque. Comme pour les neutrinos, il y a émission d'un fond de photons dans le domain des micro-ondes appelé *fond diffus cosmologique* (ou CMB, *cosmic microwave background* en anglais) dont les propriétés nous intéresseront dans la section 2.1.

– $\boldsymbol{t \sim 10^{16}}$ **s,** $\boldsymbol{(4 \times 10^8 < t < 10^9}$ **ans),** $\boldsymbol{20 < z < 6}$
Les premiers objets se forment dans l'Univers, jusqu'alors composé d'hydrogène neutre. Cette première génération d'étoiles va ioniser l'hydrogène neutre en présence et donner lieu à ce que l'on appelle la *réionisation*.

– $\boldsymbol{t \sim 10^{16}}$ **s (**$\boldsymbol{t \sim 10^9}$ **ans),** $\boldsymbol{z \sim 5}$
Les grandes structures commencent à se former par accrétion de structures plus petites jusqu'à former galaxies et amas de galaxies.

– $\boldsymbol{t \sim 10^{17}}$ **s (**$\boldsymbol{t \sim 13.7 \times 10^9}$ **ans),** $\boldsymbol{z = 0}$
Il s'agit de notre époque. L'Univers est homogène à grande échelle, composé de grands vides bordés par de longs filaments dont les croisements constituent les grandes structures comme les amas de galaxies.

1.3.4 La solution inflation

Dès le début de la formulation de la relativité générale par Einstein, Willem de Sitter trouva qu'un Univers vide, contenant uniquement une constante cosmologique, était une solution instable des équations d'Einstein [de Sitter 1917]. Il se retrouva alors avec un modèle d'Univers inflationnaire, pour lequel la présence

de fluctuations de densité implique soit un effondrement de celui-ci, ou redevient un Univers du type de Sitter. On peut considérer ce premier modèle comme un précurseur de la théorie de l'inflation. Au début des années 1980, Alan Guth et d'autres physiciens proposèrent les premiers modèles d'inflation [Guth 1981, Linde 1982, Starobinsky 1980] pour répondre à un certain nombre de questions soulevées par les observations. Cette théorie fut très vite largement acceptée parce qu'elle propose une solution à ces questionnements, et permet d'expliquer la génération des fluctuations de densité primordiales [Mukhanov et Chibisov 1981].

Comme on a pu le voir dans la partie 1.3.2 sur le devenir de l'Univers en fonction de l'interprétation que l'on fait de la constante cosmologique, dans un Univers de type Einstein-de Sitter par exemple, la courbure est proportionnelle au carré du taux d'expansion, $\kappa \propto \dot{a}^2$. Et comme la courbure dépend du contenu en masse/énergie de l'Univers, on a également $(\Omega_0 - 1) \propto 1/\dot{a}^2$. Dans les années 1970, il apparaît des observations que la densité totale d'énergie dans l'Univers est proche de l'unité. Si $\Omega_0 = 1$ aujourd'hui, et comme $\Omega_0 - 1$ est proportionnel à $1/\dot{a}^2$, avec $\dot{a}$ une fonction décroissante du temps, il aurait fallu que Ω_0 soit déjà très proche de 1 dans un Univers très jeune. Une petite déviation de la platitude aux origines de l'Univers, et nous ne pourrions expliquer la densité totale d'énergie telle qu'elle est observée aujourd'hui. Cet ajustement très fin (*fine-tuning* en anglais) des paramètres cosmologiques dès les conditions initiales posent un problème à la fois physique et métaphysique. Plus généralement, on se réfère au *problème de la platitude*.

Une autre question est soulevée par l'observation du fond diffus cosmologique (voir section 2.1) : en effet, l'observation du CMB révèle une très grande homogénéité dans la température des photons qui nous parviennent, les différences étant de l'ordre de 10^{-5} K. Or, si l'on considère la taille de l'horizon causal au moment de la dernière diffusion (la distance maximale de laquelle une particule peut recevoir de l'information), on trouve environ 1°. Ainsi, comment expliquer une telle homogénéité sur tout le ciel si le lien causal entre les photons n'est réalisé que sur une échelle de 1° ? C'est le *problème de l'horizon*.

Enfin, les théories de grande unification des forces fondamentales (GUT) prévoient l'existence de monopôles, des particules dont l'énergie serait de l'ordre de 10^{15} GeV, qui n'ont jamais été observés.

L'inflation est donc introduite dans le but de répondre à ces questions. Elle se caractérise par une expansion fortement accélérée pendant les premiers instants de l'Univers. La théorie quantique des champs nous apprend que la condition d'accélération de l'expansion peut être réalisée par un champ scalaire, qui peut intervenir notamment lors de brisures de symétrie (comme par exemple la séparation des lois d'interaction forte et électrofaible). Un tel champ ϕ, au potentiel d'interaction $V(\phi)$, qui agit comme une constante cosmologique mais qui est dynamique, est appelé *inflaton*.

Une expansion accélérée implique une dérivée du taux d'expansion positive ($\ddot{a} > 0$) et donc une diminution du rayon causal (ou *rayon de Hubble*) en distance

comobile :

$$\ddot{a} > 0 \Leftrightarrow \frac{d\dot{a}}{dt} > 0 \Leftrightarrow \frac{d(d_{\mathrm{Hub}})}{dt} < 0; \tag{1.71}$$

où le rayon de Hubble comobile vaut

$$\frac{d_{\mathrm{Hub}}}{a(t)} = \frac{c}{a(t)H(t)}. \tag{1.72}$$

Le rayon de Hubble, comme expliqué précédemment, décrit le lien causal entre deux particules : si celles-ci sont situées à l'intérieur du rayon de Hubble, alors elles sont liées causalement.

Dire que le rayon de Hubble diminue en distance comobile pendant l'inflation revient à dire que la quantité aH augmente, puisque

$$\frac{d(d_{\mathrm{Hub}})}{dt} < 0 \Leftrightarrow \frac{d(aH)}{dt} > 0. \tag{1.73}$$

Donc sachant que $(\Omega_0 - 1) \propto 1/\dot{a}^2$ et pour $aH = \dot{a}$ qui tend vers l'infini, on a bien la quantité $\Omega_0 - 1$ qui tend vers 0, et donc $\Omega_0 \to 1$. Avec l'inflation, on a bien un Univers qui tend à devenir plat à la sortie de la phase d'expansion accélérée, ce qui règle le problème de la platitude mais n'explique pas pourquoi les paramètres prennent ces valeurs justement aujourd'hui, alors qu'elles étaient différentes dans le passé et qu'elles le seront également dans le futur. L'inflation n'est peut-être aussi qu'une façon de repousser dans le temps le problème de fine-tuning puisqu'on peut supposer que les processus nécessaires à l'enclenchement de l'ère inflationnaire doivent eux aussi provenir d'un ajustement très fin des conditions initiales. Ces questions ne sont pas encore résolues.

Le rayon de Hubble avant l'inflation reliait causalement les régions situées à l'intérieur de celui-ci. En distance comobile, la diminution du rayon de Hubble pendant la phase d'expansion accélérée fait que des régions liées causalement au départ ne le sont plus. Après l'inflation, le rayon de Hubble peut alors augmenter et laisser entrer des régions causalement liées auparavant. Ainsi, au moment de la dernière diffusion et de l'émission du CMB, le rayon de Hubble représentait 1° dans le ciel, mais le temps nécessaire pour l'observer aujourd'hui a permis la réintroduction à l'intérieur du rayon causal des régions qui étaient en lien causal avant l'inflation, mais qui ne l'étaient plus pendant.

Concernant les monopôles, ceux-ci sont dilués par la phase d'expansion accélérée, ainsi que toutes les particules présentes. Mais l'énergie du vide qui "réchauffe" (phénomène de *reheating*) l'Univers à la fin de l'inflation permet de recréer l'ensemble des particules à l'exception des monopôles.

La conséquence la plus importante de l'existence d'une ère inflationnaire est la génération des fluctuations de densité. En effet, l'amplitude de ces fluctuations observées dans le fond diffus cosmologique est expliquée par l'inflation. Celles-ci sont générées dans le rayon de Hubble pendant l'inflation, puis sont gelées en sortant du rayon causal (qui diminue). Après l'inflation, et c'est toujours le cas aujourd'hui, les fluctuations de densité entrent à nouveau à l'intérieur du rayon causal. Ces fluctuations de densité générées à l'aide d'un champ stochastique gaussien intervenant

pendant l'inflation sont à l'origine des grandes structures observées aujourd'hui. On insiste également de plus en plus à l'heure actuelle sur le fait que l'inflation permet d'expliquer les conditions d'homogénéité et d'isotropie imposées par le formalisme de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker.

1.4 Cosmologie observationnelle

Après avoir montré comment l'Univers a pu être mis en équations à partir des années 1915, nous décrivons dans cette partie les grandes découvertes réalisées par l'observation au XX$^{\text{ème}}$ siècle. Celles-ci ont pu étayer les théories développées plus tôt ou parallèlement, et ont permis à la fois de donner du crédit à cette science en devenir, mais aussi de mettre des contraintes fortes sur la vision que nous avons de l'Univers aujourd'hui.

1.4.1 Abondance des éléments légers

L'histoire est restée célèbre. George Gamow et son étudiant Ralph Alpher travaillaient dans les années 1940 sur les réactions nucléaires dans un Univers primordial. Au moment de publier les résultats de leurs travaux, Gamow décida avec humour de rajouter en deuxième auteur l'éminent physicien Hans Bethe. Non pas que celui-ci ait contribué au travail, mais pour que l'énonciation des auteurs ressemble aux premières lettres de l'alphabet grec [Alpher *et al.* 1948]. Il n'hésita pas dès lors à parler de théorie *alpha, beta, gamma* pour faire référence à ce travail.

Cet article peut être considéré comme le fondement de la nucléosynthèse primordiale, puisqu'il suggère que les réactions nucléaires qui ont eu lieu dans un Univers jeune, donc dense et chaud, peuvent expliquer les abondances de tous les éléments observées aujourd'hui. Il s'avère que cette théorie fonctionne bien pour expliquer les abondances des éléments légers seulement. A l'heure actuelle, lorsqu'on parle de *nucléosynthèse primordiale*, on fait référence à la fabrique des éléments légers tels que l'hydrogène, le deutérium, certains isotopes de l'hélium et le lithium. Hans Bethe (qui se mit à travailler sur la nucléosynthèse primordiale après que son nom fut ajouté à ceux de Alpher et Gamow) mit en lumière comme Fred Hoyle le fait que tous les éléments plus lourds étaient exclusivement fabriqués par des réactions nucléaires au sein des étoiles ou par spallation [Bethe 1939, Burbidge *et al.* 1957].

Dans le cadre de la cosmologie moderne, les abondances des éléments légérs sont décrits par deux paramètres : le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons n/p, et le rapport du nombre de baryons (la matière composée de quarks) sur le nombre de photons $\eta = n_b/n_\gamma$. Le premier rapport est bien connu grâce aux mesures de la durée de vie du neutron. La deuxième quantité η peut être mesurée par l'abondance des éléments légers, et n_γ par la température du fond diffus cosmologique. On peut alors mettre une contrainte sur la densité de baryon dans l'Univers.

Dès lors, la question que les cosmologistes se posaient étaient la suivante : est-ce que les abondances des éléments légers peuvent s'expliquer par une seule valeur du rapport baryons-photons η ? De nos jours, grâce aux observations du fond diffus cos-

mologique, on cherche plutôt à déterminer si une gamme de valeurs pour η permet de rendre compte des observations (voir figure 1.7). Les mesures des abondances se font principalement dans des milieux astrophysiques peu évolués dont on considère que le taux de présence de tel ou tel élément équivaut à son taux primordial, ou bien par l'observation d'objets très lointains. Ainsi, l'abondance de l'^{3}He est à chercher plutôt dans le vent solaire, le milieu interstellaire ou dans la composition de certaines météorites. Le taux d'^{4}He se mesure plutôt dans les régions extragalactiques appelées régions HII qui sont de grands nuages moléculaires dans lesquels la formation d'étoiles a commencé il y a peu. L'abondance du deutérium peut se mesurer localement ou dans les lignes d'absorption des quasars lointains. Quant au ^{7}Li, on le trouve principalement dans les atmosphères des étoiles naines.

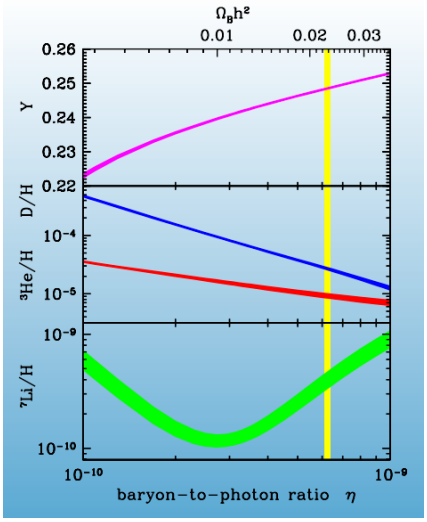


FIGURE 1.7 – Abondance des différents éléments légers en fonction du rapport baryon-photons. Il est ainsi possible de contraindre le taux de baryons dans l'Univers. En jaune, les observations de WMAP, compatibles avec celles de Planck. La figure est tirée d'un cours de Keith Olive.

La mesure la plus récente du rapport baryons-photons a été réalisée par WMAP-9 ans [Bennett *et al.* 2013], puis de manière indépendante après les résultats du satellite Planck [Coc *et al.* 2013] et les deux mesures sont en bon accord avec une valeur de $\eta = (6.19 \pm 0.14) \times 10^{-10}$. La température du fond diffus cosmologique nous donne $n_\gamma = 411$ photons.cm^{-3}, ce qui permet de calculer la densité de baryons n_b et donc de déterminer ρ_b, puis le paramètre de densité Ω_b. En effet, $n_b = \eta n_\gamma = 0.254$ baryons.m^{-3} et ainsi $\rho_b = n_b m_p = 4.25 \times 10^{-31}$ g.m^{-3}. On a donc une prédiction sur Ω_b donnée par la nucléosynthèse primordiale : $\Omega_b h^2 = 0.0226$, valeur en très bon accord avec ce que l'on peut lire dans les tables de paramètres produites par Planck [Planck Collaboration 2013k]. [1]

Il est difficile de remonter aux abondances réellement primordiales des éléments

1. L'estimation de Planck est $\Omega_b h^2 = 0.02207 \pm 0.00027$

légers de l'Univers. Les seules solutions sont d'observer des objets lointains comme les quasars, ou d'étudier des milieux astrophysiques dans lesquels la formation stellaire intervient très peu. Il reste toujours à l'heure actuelle un problème concernant le ^{7}Li. Les mesures des satellites observant le fond diffus indiquent en effet une abondance plus petite (par un facteur entre 2 et 4) que ce qui est prédit par la nucléosynthèse primordiale, alors que les prédictions des abondances des autres éléments sont compatibles avec les observations [Coc *et al.* 2013]. Il pourrait s'agir d'une méconnaissance des taux de réactions nucléaires dans l'Univers primordial, mais d'autres hypothèses plus exotiques comme la décroissance du gravitino (le partenaire super-symétrique du graviton) ou une variation des constantes de structure fine sont à l'étude.

D'autres types de travaux sont également réalisés pour étudier des éléments plus lourds comme l'oxygène ou le fer, dans le but de faire une interpolation vers un Univers plus jeune et de connaître leur abondance.

1.4.2 Découverte du rayonnement de fond cosmologique

Au-delà des prédictions faites par certains cosmologistes dans les années 1940 (le terme de cosmologiste est alors probablement anachronique) de l'existence d'une température de l'Univers de quelques degrés au-dessus du zéro absolu, la prédiction de l'existence d'un fond diffus cosmologique peut être attribuée à Alpher et Herman en 1948 [Alpher et Herman 1948]. Ils parlent alors de la température d'un rayonnement de l'ordre de 5K, réévaluée deux ans après à 28K en prenant en cause une mauvaise estimation de la constante de Hubble, rayonnement qui emplirait l'Univers et témoignerait d'une phase dense et chaude de l'Univers primordial. Entre la fin des années 1940 et les années 1960, la température de cette radiation ne cesse d'être ré-évaluée, on estime même qu'il est possible de la détecter.

Alors qu'en 1964, Robert Dicke, Jim Peebles et David Wilkinson élaboraient un radiomètre dans le but de détecter le fond diffus prédit par Alpher et Herman, le même type d'antenne est construit 60 km plus loin par les astronomes Arno Penzias et Robert Wilson. Leur antenne de 6m de diamètre devait simplement servir à faire de la radioastronomie ainsi qu'à la communication entre satellites. Après avoir nettoyé leur signal le plus possible, ils doivent se rendre à l'évidence et constater qu'ils sont en présence d'un bruit de fond isotrope, non polarisé et invariable dans le temps avec une température de l'ordre de 3.5K. Etant mis au courant par un de leurs amis de l'existence d'un article non publié de Peebles traitant de la possibilité de la mesure d'un tel rayonnement, Penzias et Wilson contactent Dicke, Peebles et Wlikinson et se mettent d'accord sur la marche à suivre. Les premiers publieront un article sur la découverte de ce signal isotrope, qui peut être expliqué par le rayonnement prédit par les seconds dans un article concomitant [Dicke *et al.* 1965, Penzias et Wilson 1965]. Cette découverte amorça le succès de la théorie du Big-Bang décrite dans les parties précédentes, mais ce ne fut établi pour de bon seulement dans les années 1970. En effet, le rayonnement de fond diffus suit une loi de corps noir quasi parfaite, ce que la théorie d'un Univers stationnaire est incapable de prédire.

Penzias et Wilson obtinrent le prix Nobel en 1978 pour cette découverte majeure.

C'est en 1989 avec la première génération de satellites dédiés entre autres à l'observation du fond diffus cosmologique que des mesures plus précises purent avoir lieu. Le premier d'entre eux fut le satellite COBE (pour *cosmic background explorer*) qui, par son instrument FIRAS (pour *far infrared absolute spectrophotometer*) permit une mesure du spectre de corps noir (figure 1.8) dont la température est estimée à $T_{\rm cmb} = 2.735 \pm 0.06$ K [Mather *et al.* 1990].

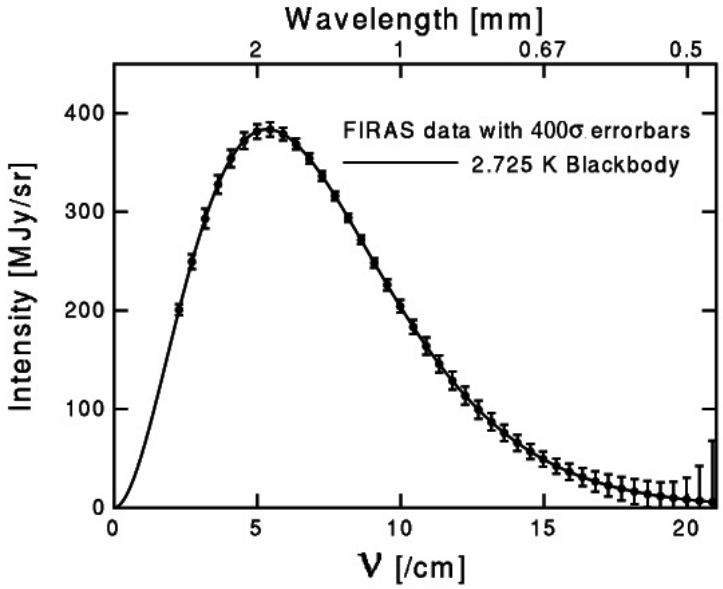


FIGURE 1.8 – Spectre de corps noir obtenu par l'instrument FIRAS sur le satellite COBE avec des barres d'erreur à 400σ !

En 1992, l'instrument DMR (pour *differential microwave radiometer*) permit la découverte d'un autre phénomène déjà prédit par les physiciens Edward Harrison, Jim Peebles, et Yakov Zel'dovich dans les années 1970 [Harrison 1970, Peebles et Yu 1970, Zeldovich 1972]. Il s'agit des anisotropies du fond diffus cosmologique, estimées entre 10^{-4} et 10^{-5} par les trois premiers et dont les empreintes sur le rayonnement furent théorisées dans [Sunyaev 1978]. Une vingtaine d'années plus tard, l'instrument DMR mesura des inhomogénéités de l'ordre de $\Delta T/T_{\rm cmb} \sim 10^{-5}$ sur des échelles angulaires de l'ordre de 7° [Wright *et al.* 1992]. Cette découverte fut à l'origine d'un autre prix Nobel, accordé à George Smoot et John Mather en 2006 [Smoot *et al.* 1991]. Les différences dans la température des photons du fond diffus cosmologique sont dues aux inhomogénéités de la distribution de matière à l'époque du découplage des photons. On pense que ces inhomogénéités sont à l'origine de la formation des grandes structures que l'on observe de nos jours.

Depuis, les générations suivantes de satellites (WMAP [Bennett *et al.* 2013] et Planck [Planck Collaboration 2013b]) n'ont fait qu'améliorer la résolution des cartes de fond diffus, permettant une vision de plus en plus fine des anisotropies

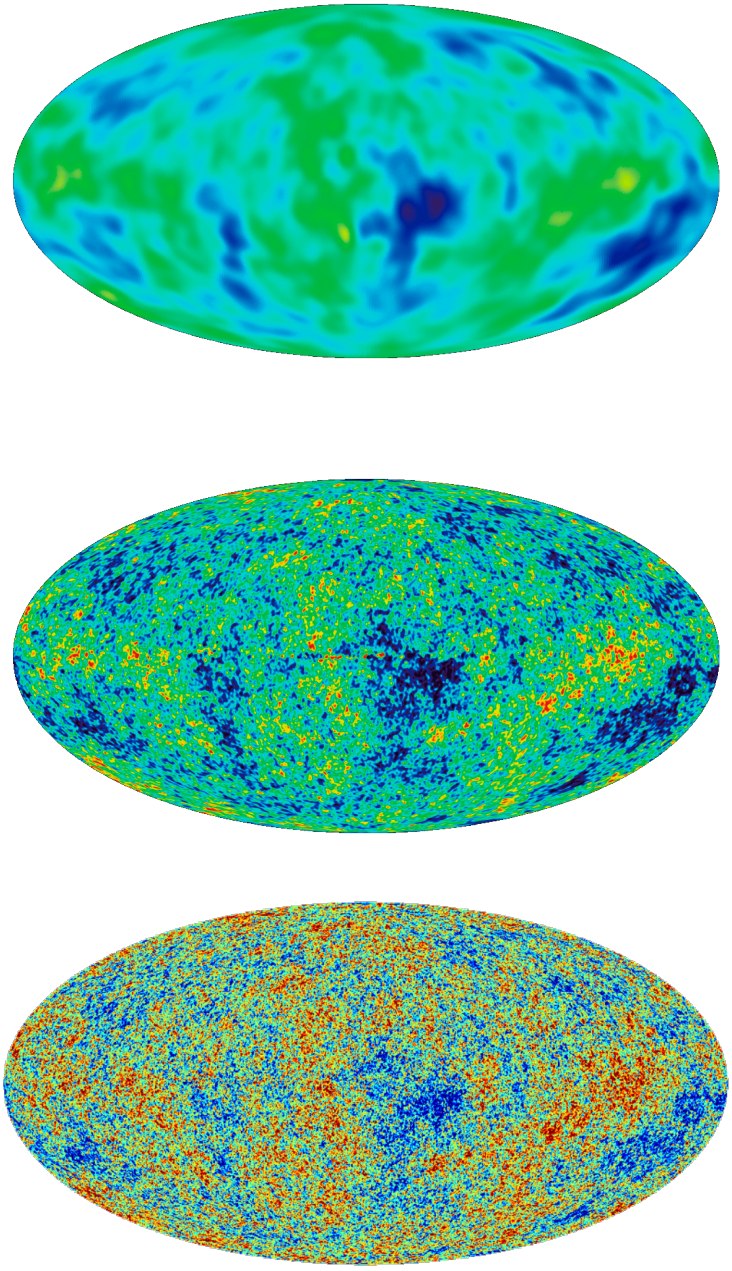


FIGURE 1.9 – Carte des anisotropies de température du fond diffus cosmologique tel qu'il est observé par COBE (en haut), par WMAP (milieu) et Planck (en bas). L'échelle de température est ± 200 μK. Les deux premières figures sont tirées du site de WMAP http://wmap.gsfc.nasa.gov/m_ig/030653/index.html, celle de Planck est la carte publique disponible sur http://www.sciops.esa.int/index.php?project=planck&page=Planck_Legacy_Archive.

(figure 1.9). Après COBE, une série d'expériences en ballon (Archeops [Benoit *et al.* 2002], Boomerang [Jones *et al.* 2006], Maxima [Rabii *et al.* 2006]) ou au sol (ACBAR [Reichardt *et al.* 2009]) obtinrent une amélioration de la précision de la mesure de température du fond cosmologique, mais aussi une détermination du premier pic acoustique. Il s'agit des oscillations à grande échelle du plasma primordial, résultant en une série de pics acoustiques qui nous renseignent sur le contenu en masse/énergie de l'Univers (nous reviendrons en détail sur la physique des anisotropies dans la section 2.1). Avec WMAP en 2004 [Page *et al.* 2003], on put réaliser une détection du second pic acoustique, ainsi que la mise en place de barres d'erreur sur le troisième, sans pour autant le détecter. Planck, dont les données ont été rendues publiques en mars 2013, a une précision telle que les cinq premiers pics acoustiques sont détectés à plusieurs déviations standard, et le sixième est encore visible à l'oeil [Planck Collaboration 2013b]. La figure 1.10 récapitule 40 ans de mesures du spectre de puissance de la température du rayonnement de fond depuis les premières expériences en ballon jusqu'aux plus récents résultats des missions spatiales et des télescopes à petite échelle. La somme de toutes ces observations nous apporte deux résultats fondamentaux : l'Univers est très proche d'un Univers spatialement plat, et l'inflation est confortée pour la génération des fluctuations de densité.

Dans la suite de ce document, on appellera le fond diffus cosmologique par son acronyme anglais CMB (*cosmic microwave background*).

1.4.3 Le secteur noir

Dès 1933, Fritz Zwicky observa un écart important entre la vitesse orbitale observée d'une galaxie au sein d'un amas et la vitesse attendue par les modèles en vigueur [Zwicky 1933]. Il formula alors le problème de la *masse manquante*. Depuis, une quantité d'autres sondes cosmologiques parvinrent à la même conclusion, à savoir qu'une partie de la matière présente dans l'Univers interagit très peu gravitationnellement et se trouve sous une autre forme que la matière baryonique qui nous compose.

Cette *matière noire* est mise en évidence par l'observation grâce à l'effet de lentille gravitationnelle. Sur le trajet entre une source lointaine et nous peut se trouver un important amas de galaxies qui détourne le trajet des rayons lumineux provenant de la source. Cet effet permet de mesurer la masse de l'amas de galaxies faisant office de lentille, et seule la présence de matière noire peut expliquer la masse mesurée des amas.

L'étude du spectre de puissance du fond diffus cosmologique montre également qu'il faut rajouter de la masse manquante afin d'expliquer l'amplitude des pics acoustiques ainsi que le rapport d'amplitude entre les pics. Comme nous le verrons dans la section 2.1, avant l'émission des photons du CMB, la radiation présente dans le plasma primordial est couplée à la matière baryonique, mais pas avec la

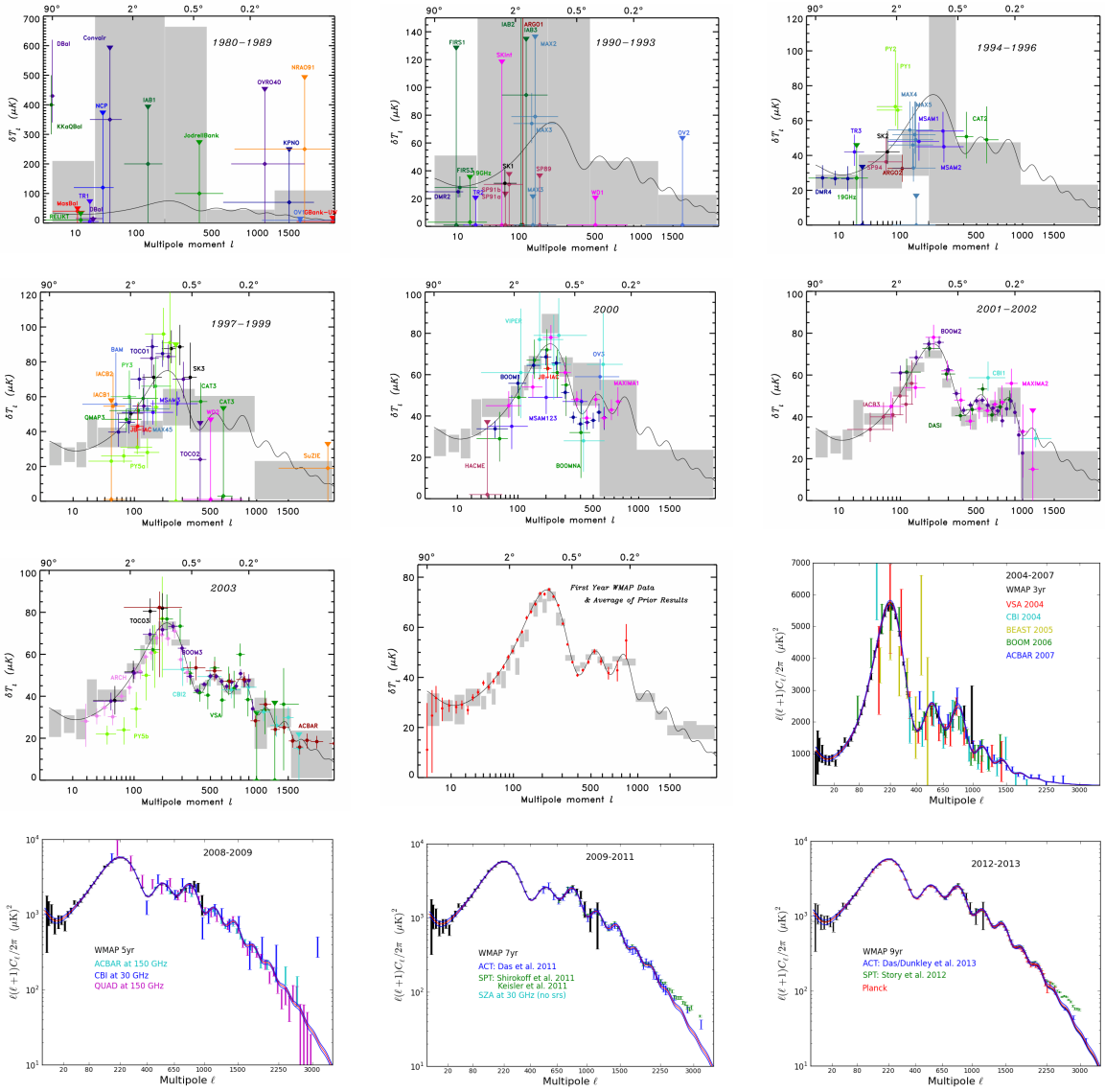


FIGURE 1.10 – Historique de la mesure des spectres de puissance en température du CMB depuis les années 1980 (en haut à gauche) jusqu'aux derniers résultats de Planck parus en mars 2013 (en bas à droite). La puissance est montrée en fonction de l'échelle angulaire. Les figures sont tirées d'une présentation publique de Lyman Page à la conférence de l'ESLAB en 2013.

matière noire qui n'interagit que (et faiblement) par gravitation. Cela crée le phénomène d'oscillations au centre des perturbations de densité où se trouve la matière noire, et l'on retrouve cette caractéristique dans l'analyse du spectre de puissance du rayonnement de fond.

Enfin, la preuve la plus importante de la présence de matière noire est probablement l'observation de l'amas du Boulet. Il s'agit du reste de la collision entre deux amas de galaxies, dont on a pu reconstruire la distribution de masse à l'aide de l'effet de lentille gravitationnelle décrit plus haut [Clowe *et al.* 2006]. En la comparant à la distribution de gaz chaud observé dans le domaine des rayons X [Markevitch 2006], on se rend compte que les deux distributions sont bien distinctes puisque le gaz reste localisé au niveau de la collision et la masse globale s'étend beaucoup plus loin (figure 1.11). Cela conforte le modèle standard de la cosmologie sur la présence d'un nouveau type de particule qui interagit très peu par gravitation.

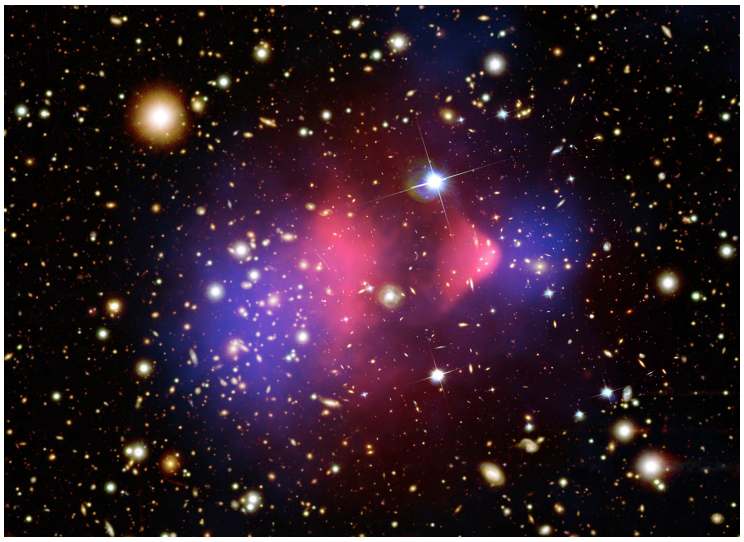


FIGURE 1.11 – L'amas du Boulet. La distribution de masse observée par effet de lentille gravitationnelle est vue en bleu, et le gaz chaud observé en X se trouve en rouge. La nature différente de la matière noire par rapport à la matière baryonique est flagrante ici. La carte de l'effet de lentille provient d'un assemblage de données provenant du sol et du télescope spatial Hubble [Clowe *et al.* 2006], et l'émission X est observée par Chandra [Markevitch 2006].

En 2011, le prix Nobel de la Physique fut attribué à Saul Perlmutter, Brian Schmidt, et Adam Riess *pour la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers par l'observation de supernovae distantes* [Perlmutter et Supernova Cosmology Project 1999, Riess *et al.* 1998]. Leurs travaux, datant de 1999, ont consisté à mesurer la distance de supernovae lointaines de type Ia au sein d'un projet nommé Supernova Cosmology Project. En effet, on connaît très bien la courbe de luminosité de ces étoiles en fin de vie car la taille et la masse des naines blanches donnant naissance au phénomène de supernovae sont plutôt standards. Mesurer leur distance

en fonction du temps permet donc de tracer l'évolution de l'expansion de l'Univers de manière précise. L'accélération de l'expansion de l'Univers va à l'encontre de notre compréhension classique des lois de la gravitation, puisque les objets massifs ont tendance à s'éloigner les uns des autres. Elle peut s'expliquer comme étant le résultat d'une constante cosmologique dans les équations de champ de la relativité générale (voir section 1.3.2), et on peut parler dans ce cas d'une densité d'énergie remplissant l'espace de manière homogène (ou énergie du vide). D'autres interprétations mènent à une description dynamique des champs scalaires mis en jeu (on parle alors de champs de quintessence). Pour l'heure, on sait seulement qu'il s'agit d'un fluide à pression négative, mais la nature de l'énergie noire reste un domaine entier à explorer.

Il existe d'autres sondes cosmologiques que les supernovae pour déterminer la nature et la quantité d'énergie noire présente dans l'Univers. Les perturbations de densité observées à l'aide du rayonnement de fond cosmologique indiquent, via son spectre de puissance, que l'Univers est très proche d'un Univers spatialement plat. Pour satisfaire cette condition, nous avons vu plus haut que la somme des paramètres de densité doit être égale à 1 (ou, de manière équivalente, que la somme des densités d'énergie des composantes de l'Univers doit être égale à la densité critique). Les récentes observations des anisotropies du CMB mesurées par Planck sont venues corroborrer les précédentes et ont montré une quantité totale de matière (noire et baryonique) de l'ordre de 30% [Planck Collaboration 2013k]. Il faut donc que 70% de l'Univers soit composé d'énergie noire.

	Planck+WP (limite à 68%)
$\Omega_b h^2$	0.02205 ± 0.00028
$\Omega_c h^2$	0.1199 ± 0.0027
$100 \times \theta$	1.04131 ± 0.00063
τ	$0.089^{+0.012}_{-0.014}$
n_s	0.9603 ± 0.0073
$\ln(10^{10} A_\mathrm{s})$	$3.089^{+0.024}_{-0.027}$
Ω_Λ	$0.685^{+0.018}_{-0.016}$
Ω_m	$0.315^{+0.016}_{-0.018}$
σ_8	0.829 ± 0.012
H_0 (km s^{-1} Mpc^{-1})	67.3 ± 1.2
Age (milliards d'années)	13.817 ± 0.048

TABLE 1.1 – Paramètres cosmologiques contraints avec l'analyse du fond diffus cosmologique par le satellite Planck en rajoutant l'information sur τ (la profondeur optique à l'époque de la réionisation) obtenue par WMAP (WP pour *WMAP polarisation*) [Planck Collaboration 2013k]. Les six premiers paramètres sont ceux du modèle ΛCDM, les autres sont des paramètres dérivés des six premiers. On est en présence d'un Univers proche de la densité critique avec 26.6% de matière noire, 4.9% de matière ordinaire (baryonique) ainsi que 68.5% d'énergie noire. On trouvera une description plus détaillée de ces paramètres ainsi que leur effet sur la statistique du fond diffus cosmologique dans la section 2.1.

Enfin, les plus grandes structures de l'Univers apparurent à une époque dominée par la matière, avant que l'énergie noire ne domine le total de la densité d'énergie présente, et ont évolué depuis pour devenir celles que l'on observe aujourd'hui. Détecter, compter et mesurer la distance entre nous et les galaxies ou amas de galaxies permet ainsi de déterminer l'histoire de l'expansion de l'Univers. Les grands relevés de galaxies (SDSS [Eisenstein *et al.* 2011], BOSS [Anderson *et al.* 2012a], WiggleZ [Blake *et al.* 2008]) contribuent donc fortement à l'étude de l'énergie noire. Plus récemment, la détection de l'hydrogène neutre dans les nuages présents dans le milieu interstellaire entre des quasars distants et nous (par mesure de leur forêt Lyman-α) a permis pour la première fois de mesurer le taux d'expansion de l'Univers à une époque où celui-ci décélérait [Busca *et al.* 2013]. La détection de l'hydrogène neutre par la raie à 21 cm est une autre méthode prometteuse pour de futures contraintes sur l'énergie noire [Loeb et Zaldarriaga 2004, Madau *et al.* 1997]. L'analyse des amas de galaxie par effet Sunyaev-Zel'dovich présentée dans ce document autorise également de mettre des contraintes sur le paramètre de l'équation d'état de l'énergie noire w ainsi que sur sa dépendance en redshift.

Le bilan complet de la densité d'énergie de l'Univers après les mesures de Planck est montré dans la table 1.1. Dans le prochain chapitre, nous verrons comment s'écrivent en détail les équations décrivant la physique des anisotropies primaires, et le formalisme nécessaire à la description du développement des grandes structures. La combinaison des deux permettra en effet d'aborder les anisotropies secondaires du fond diffus cosmologique.

Chapitre 2

De la dernière diffusion à l'Univers récent

Sommaire

2.1 Fond diffus cosmologique 43
2.1.1 Physique des anisotropies 43
2.1.2 Spectre de puissance 45
2.1.3 Dépendance du spectre avec la cosmologie 48
2.1.4 Polarisation 48
2.2 Développement des structures 49
2.2.1 Evolution des surdensités 49
2.2.2 Description statistique 51
2.2.3 Un modèle en halo 53

"Cela ressemble bien aux Américains d'imaginer un Big Bang à l'origine de nos univers."
Julien Green

Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment la relativité générale permettait de mettre l'Univers en équations, et comment la cosmologie est devenue petit à petit une science de précision grâce aux récentes découvertes par l'observation. Nous allons dans cette partie revenir en détail sur le fond diffus cosmologique, et sur la façon dont les paramètres cosmologiques agissent sur son spectre de puissance. Puis nous nous attacherons à décrire l'Univers plus récent, à travers l'évolution des structures qui le composent. Ainsi, tous les éléments nécessaires seront présents pour évoquer l'interaction entre le CMB et les grandes structures qui nous occupera dans le reste de ce document.

2.1 Fond diffus cosmologique

2.1.1 Physique des anisotropies

Nous avons déjà vu plus haut les raisons physiques de l'émission des photons du rayonnement de fond cosmologique. En effet, environ 380 000 ans après le Big Bang, l'Univers est constitué d'un plasma de baryons, d'électrons et de photons que l'on

peut considérer en équilibre thermodynamique en bonne approximation. A partir de cette époque, les électrons se combinent pour former des atomes d'hydrogène neutre via la réaction

$$H + \gamma \longleftrightarrow p + e^{-}. \tag{2.1}$$

Les photons, jusque là couplés à la matière par interaction Compton voient par conséquent leur taux d'interaction avec les électrons diminuer considérablement et devenir comparable au taux d'expansion de l'Univers. Dès lors, ceux-ci peuvent se propager librement pour la première fois de l'histoire de l'Univers et constituent un rayonnement de fond provenant de la *surface de dernière diffusion* à un redshift $z \approx 1090$ [Hinshaw *et al.* 2009]. Les photons du CMB dominent complètement le rayonnement présent dans l'Univers observable à un taux de 411 photons par centimètre cube.

Le fond diffus cosmologique est très homogène (les différences de température sont en moyenne de l'ordre de la dizaine de μK [Wright *et al.* 1992]). L'étude des anisotropies de température va nous renseigner sur la naissance et l'évolution des structures ainsi que sur le bilan énergétique de l'Univers grâce à la fonction de corrélation à deux points (voir [Bond et Efstathiou 1987, Hu et Dodelson 2002], ainsi que la revue récente [Lesgourgues 2013]). Pour commencer, écrivons les anisotropies de température de la façon suivante :

$$\Theta(\eta_0, -\hat{n}) = \frac{\delta T}{\overline{T}}(\hat{n}) \tag{2.2}$$

lorsqu'on regarde dans une direction $\hat{n}$ à un temps conforme $\eta_0 = dt_0/a(t_0)$ (dans une direction $\hat{n}$, nous voyons les photons voyager dans le sens $-\hat{n}$). Comme à l'époque de la recombinaison, les photons ne sont plus en équilibre thermique avec le plasma primordial, on ne peut plus utiliser les équations régissant les fluides en équilibre, mais plutôt l'équation de Boltzmann. Celle-ci fournit une équation du mouvement pour les anisotropies de température, qui intégrée de long de la ligne de visée donne, après groupement des termes qui nous intéressent :

$$\Theta_{\rm obs} = \underbrace{(\Theta_0 + \psi)_{\rm dec}}_{\rm SW} + \underbrace{\hat{n}.\vec{v}_{\rm dec}}_{\rm Doppler} + \underbrace{\int_{\eta_{\rm dec}}^{\eta_0} d\eta\ (\phi + \psi)}_{\rm ISW} \tag{2.3}$$

où *obs* signifie que la quantité est évaluée par l'observateur à un temps η_0 et selon une direction $-\hat{n}$, *dec* signifie le temps du découplage entre les photons et la matière, ψ est le potentiel gravitationnel, $\vec{v}$ la vitesse des baryons et des électrons dans le fluide primordial projetée sur la ligne de visée, enfin ϕ est la dilatation locale du champ gravitationnel (à grande échelle, $\phi = \psi$).

Le premier terme nous indique que l'anisotropie de température observée $\Theta_{\rm obs}$ est égale à cette même anisotropie évaluée au moment du découplage entre les photons et les baryons $\Theta_{\rm dec}$, mais qu'il faut aussi prendre en compte un effet gravitationnel à l'endroit de la dernière diffusion. Il s'agit du terme de Sachs-Wolfe (SW [Sachs et

Wolfe 1967]). Le deuxième terme est la correction Doppler due au mouvement propre du fluide de baryons et de photons le long de la ligne de visée. Le troisième terme est la correction due aux évolutions du champ gravitationnel le long de la trajectoire des photons du rayonnement de fond. Dans ce terme seront pris en compte les différents décalages gravitationnels vers le rouge ou vers le bleu lors du passage des photons à travers les puits de potentiel qu'ils rencontrent. Il s'agit de *l'effet Sachs-Wolfe intégré* (ISW).

A grande échelle (au-delà du rayon de Hubble), on peut dériver l'approximation suivante :

$$\Theta_{\rm obs} \approx \frac{1}{3}\psi_{\rm dec} \tag{2.4}$$

qui nous apprend que pour une sur-densité observée sur la carte du CMB (un puits de potentiel gravitationnel, donc $\psi < 0$), l'anisotropie de température correspondante est négative est c'est un point froid qui est mesuré. A l'inverse, une sous-densité (qui correspond à $\psi > 0$) est mesurée sous la forme d'un point chaud sur le CMB. Ceci n'est valable que lorsque les petites échelles sont lissées. En effet, en dessous du rayon de Hubble le terme de correction Doppler devient plus important et change ce résultat.

2.1.2 Spectre de puissance

L'inflation prédit la génération de fluctuations de densité distribuées de manière gaussienne. Pour traiter la statistique des anisotropies de température qui suivent cette loi de probabilité sur la sphère, il faut introduire la décomposition en harmoniques sphériques :

$$\Theta(\eta_0, -\hat{n}) = \frac{\delta T}{\overline{T}}(\hat{n}) = \sum_{\ell=2}^{\infty}\sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\hat{n}). \tag{2.5}$$

Les coefficients de la décomposition sont les $a_{\ell m}$ et les fonctions d'harmoniques sphériques les $Y_{\ell m}$. Ici, on a retiré de la décomposition le terme correspondant à $\ell = 0$ (le monopole, c'est-à-dire la température moyenne du CMB, $\overline{T}$) ainsi que le terme de dipole tel que $\ell = 1$. Ce terme vient principalement du fait que la Terre a un mouvement propre par rapport au référentiel pour lequel le CMB est fixe.

Les coefficients $a_{\ell m}$ sont eux aussi des variables aléatoires gaussiennes dont notre Univers est une des réalisations. Si on pouvait moyenner sur plusieurs réalisations (c'est-à-dire sur plusieurs Univers), on pourrait écrire :

$$\langle a_{\ell m} a^*_{\ell' m'} \rangle = C_\ell \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \tag{2.6}$$

et ainsi définir entièrement la statistique des anisotropies par le *spectre de puissance* C_ℓ (la propriété d'isotropie de l'espace permet de s'affranchir de l'indice m). Mais nous ne connaissons qu'une seule réalisation des $a_{\ell m}$, celle qui décrit l'Univers observable. Il faut donc construire un estimateur statistique du spectre de puissance :

$$\hat{C}_\ell = \frac{1}{2\ell+1}\sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2. \tag{2.7}$$

On peut montrer, toujours en considérant que les $a_{\ell m}$ sont distribués de manière gaussienne, que

$$\langle \hat{C}_\ell \rangle = C_\ell \quad \text{et} \quad \langle (\hat{C}_\ell - C_\ell)^2 \rangle = \frac{2}{2\ell+1} C_\ell^2. \tag{2.8}$$

D'une part $\hat{C}_\ell$ est un estimateur non biaisé du "vrai" spectre de puissance, et d'autre part on connaît l'écart entre le spectre théorique et les observations. En effet, la variance de l'estimateur $\hat{C}_\ell$ va comme l'inverse du multipole ℓ, donc augmente avec la taille angulaire ($\ell \sim \pi/\theta$). C'est ce que l'on appelle la *variance cosmique*, qui traduit l'incertitude fondamentale due au fait que nous n'avons à notre disposition qu'une seule réalisation des variables gaussiennes qui décrivent notre Univers. Quelle que soit la qualité des observations, le spectre de puissance sera toujours mal déterminé à bas multipole (grande échelle angulaire). A haut multipole (petite échelle angulaire), c'est l'incertitude expérimentale qui domine.

Tant que les électrons, les baryons et les photons sont fortement couplés les uns aux autres (avant la recombinaison et le découplage responsable de l'émission des photons du CMB), le fluide est agité par des oscillations se propageant à la vitesse du son dans ce milieu

$$c_\mathrm{s}^2 = \frac{\delta p_\gamma + \delta p_b}{\delta \rho_\gamma + \delta \rho_b} \tag{2.9}$$

qui traduisent l'équilibre des forces de gravité et de pression. En dérivant l'équation du mouvement du fluide primordial, on peut alors montrer que les anisotropies de température suivent une équation de propagation d'ondes acoustiques [Peebles et Yu 1970, Sunyaev et Zeldovich 1970a]. A ce point, on peut déterminer de manière théorique la forme que le spectre de puissance observé va prendre :

- le premier terme de l'équation 2.3 est le terme de Sachs-Wolfe qui trace les oscillations du fluide de baryons et de photons en dessous du rayon sonique. On s'attend à observer des pics acoustiques, dont une étude plus détaillée nous montre une asymétrie entre les pics pairs et impairs, les pics impairs étant d'amplitude plus grande. Comme il n'y a pas d'oscillations à grande échelle angulaire, le spectre théorique doit exhiber un plateau (appelé plateau de Sachs-Wolfe) à bas ℓ.
- juste avant le découplage, l'Univers est suffisamment froid pour que les photons aient un libre parcours moyen important et interagissent avec la matière. Ceux-ci se déplacent des régions sur-denses vers les régions sous-denses et tendent à rendre l'Univers moins anisotrope. Cette perte d'homogénéité se retrouve à petite échelle, où l'on s'attend que l'oscillation acoustique soit amortie exponentiellement.
- le deuxième terme de l'équation 2.3 contribue également. Au-delà du rayon sonique, il n'y a pas d'oscillations acoustiques et par conséquent pas de contribution du terme Doppler. En-dessous de cette échelle, les oscillations Doppler du fluide sont en opposition de phase par rapport à celles venant du terme de Sachs-Wolfe, avec une amplitude moindre.

– le troisième terme de l'équation 2.3 est le terme correspondant à l'effet Sachs-Wolfe intégré le long de la ligne de visée (ISW [Sachs et Wolfe 1967]). On peut distinguer deux effets agissant différemment sur le spectre de puissance et modifiant la métrique de l'espace-temps. L'effet EISW pour *early* ISW a lieu juste après le découplage des photons avec la matière, et n'est visible pour les échelles inférieures à l'horizon sonique. L'effet LISW pour *late* ISW a lieu au moment où l'énergie noire domine le bilan énergétique de l'Univers. Cet effet est visible à toutes les échelles, mais domine particulièrement pour les plus grandes échelles, là où l'effet de l'énergie noire est le plus important.
– autour de $z \sim 10$, la première génération d'étoiles ionise l'hydrogène neutre présent dans l'Univers. Les photons du CMB ont donc une probabilité plus grande de diffuser après cette époque, et on s'attend à une diminution de puissance après $\ell \sim 40$.

Les différentes contributions théoriques au spectre de puissance sont résumées dans la figure 2.1. Par comparaison, on peut se référer à la figure 1.10 pour l'historique de l'observation du spectre de puissance.

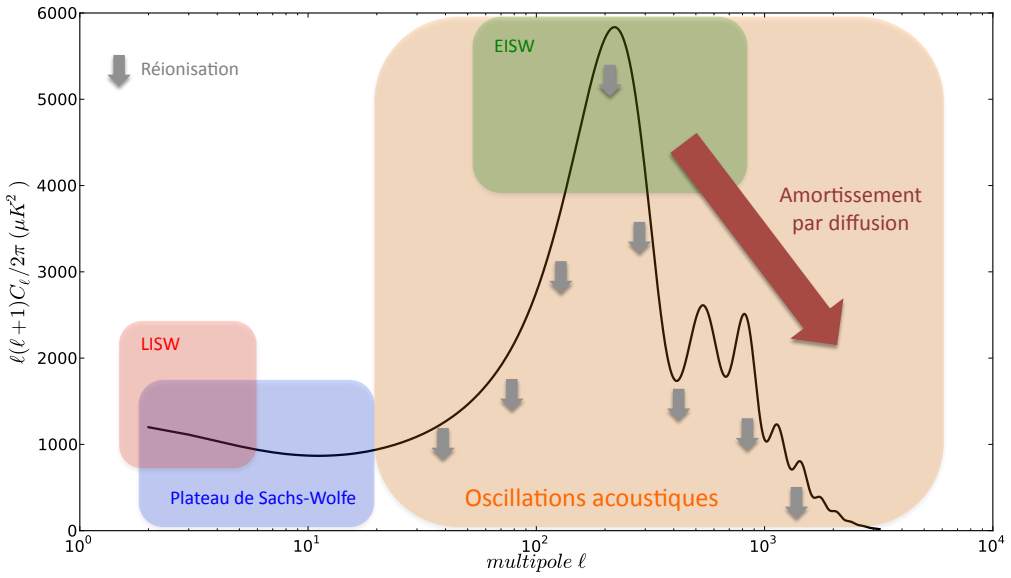


FIGURE 2.1 – Spectre de puissance théorique avec les différentes contributions détaillées dans le texte. On retrouve les oscillations acoustiques du plasma primordial, les différents effets Sachs-Wolfe intégrés, le plateau situé au-delà de l'horizon sonique, l'amortissement dû à la diffusion des photons, et l'effet de la réionisation.

Dans cette partie, nous avons vu comment les anisotropies dites *primaires* forment la structure du spectre de puissance du CMB (oscillations acoustiques, effet Sachs-Wolfe, effet Doppler, diffusion des photons). Le spectre est également affecté de manière moindre par les anisotropies *secondaires*[1] qui ont lieu sur le trajet

1. Sauf à petite échelle ($\ell \geq 3000$).

des photons du CMB entre la dernière diffusion et leur observation. On a vu l'effet Sachs-Wolfe intégré et la réionisation, mais pour être complet on peut rajouter le lentillage gravitationnel des photons croisant un amas de galaxies, ainsi que leur interaction Sunyaev-Zel'dovich (SZ). Pour les petites échelles ($\ell \sim 2000$), la puissance de l'effet SZ est comparable à celle du rayonnement de fond. Ce dernier point étant au centre de cette thèse, on en trouvera une description détaillée dans le reste du document.

2.1.3 Dépendance du spectre avec la cosmologie

Le modèle standard de la cosmologie ΛCDM suppose la présence d'énergie noire sous la forme d'une constante cosmologique et de matière noire de faible masse (froide). Avec six paramètres $\{\omega_m,\ \omega_b,\ \Omega_\Lambda,\ A_\mathrm{s},\ n_\mathrm{s},\ \tau\}$, on peut ajuster une courbe au spectre de puissance observé par les expériences terrestres et spatiales avec une grande précision. Le modèle comprend : la quantité totale de matière $\omega_m = \Omega_m h^2$, la proportion de baryons $\omega_b = \Omega_b h^2$, la densité d'énergie de la constante cosmologique Ω_Λ, l'amplitude A_s et l'indice spectral n_s du spectre de puissance de la matière, enfin la profondeur optique à l'époque de la réionisation τ (les paramètres ω_i ont la dimension d'une densité d'énergie). L'effet de chacun de ces paramètres sur le spectre de puissance C_ℓ est récapitulé dans la table 2.1.

Paramètre	Effet sur le spectre
ω_m	Amplitude globale des pics
ω_b	Rapport de l'amplitude des pics pairs/impairs
ω_m, ω_b, Ω_Λ	Position du premier pic acoustique
ω_m, ω_b, Ω_Λ	Amortissement
A_s	Amplitude globale
n_s	Inclinaison
τ	Amplitude après $\ell \sim 40$ (réionisation)
Ω_Λ	Amplitude de l'effet LISW

TABLE 2.1 – Effet des paramètres du modèle standard de la cosmologie ΛCDM sur le spectre de puissance des anisotropies de température.

2.1.4 Polarisation

Les photons du CMB diffusant pour la dernière fois avec les électrons sont polarisés linéairement. Si la radiation électromagnétique diffusant sur un électron arrive de manière isotrope ou avec une symétrie dipolaire, la polarisation résultante est nulle. Avec une symétrie quadrupolaire par contre, on obtient une polarisation non nulle après la diffusion Thomson. Une telle anisotropie quadrupolaire ne peut être réalisée que par deux types de perturbation : les perturbations scalaires (causées par les fluctuations de densité), ou les perturbations tensorielles (dont les ondes gravitationnelles générées par l'inflation sont la source). On sépare

la polarisation des photons du CMB en modes E et B par leurs propriétés de symétrie. Alors que les modes E peuvent être générés par des perturbations scalaires et tensorielles, les modes B quant à eux ne peuvent l'être que par les perturbations tensorielles et représentent la signature de ce type de perturbation. Les corrélations croisées entre la température et la polarisation sont extrêmement sensibles à l'histoire de l'Univers et par conséquent aux paramètres cosmologiques. Elles sont donc une sonde cosmologique supplémentaire et complémentaire. La recherche des modes B constitue un nouveau défi important, à la fois technologique puisqu'il faut pouvoir observer un signal situé à plusieurs ordres de grandeur en dessous du spectre de température, mais aussi scientifique. En effet, la détection des modes B de polarisation signe la présence d'ondes gravitationnelles primordiales et valide la théorie de l'inflation, supposée les générer. Le lecteur pourra se référer aux publications fondamentales telles que [Hu 2003] ou [Zaldarriaga 2004].

Pendant la rédaction de ce document, l'expérience BICEP2 parvint à détecter un signal pouvant correspondre aux modes B primordiaux de polarisation avec un rapport tenseur sur scalaire $r = 0.2^{+0.07}_{-0.05}$ (6 déviations standards au-dessus de zéro) [BICEP2 Collaboration 2014]. Le signal est plus fort qu'attendu [Planck Collaboration 2013k] mais si la détection est confirmée, il s'agit d'un des résultats majeurs de la cosmologie puisque l'inflation est confortée ainsi que la présence d'ondes gravitationnelles primordiales. La même semaine, POLARBEAR apporta une contrainte sur les modes B lentillés, à plus petite échelle angulaire [POLARBEAR Collaboration 2014].

2.2 Développement des structures

2.2.1 Evolution des surdensités

Les structures astrophysiques (des étoiles à très haut redshift jusqu'aux amas de galaxies à bas redshift) émergent de maxima locaux du champ de densité. Ces structures, observées aujourd'hui dans l'Univers proviennent directement de l'évolution gravitationnelle des petites inhomogénéités décrites par les fluctuations statistiques d'un champ de densité. Celui-ci est défini localement par la quantité $\rho(\vec{r}, t)$, qui diffère du champ de densité moyen $\overline{\rho} = \rho(t)$. Le champ moyen ne dépend pas de la distance propre $\vec{r}$ grâce à la propriété d'homogénéité de l'Univers. Il s'agit de la moyenne sur l'ensemble des réalisations d'Univers au point $\vec{r}$. Afin de décrire l'évolution des structures, on va travailler avec le contraste de densité, variable aléatoire de moyenne nulle :

$$\delta(\vec{r}, t) = \frac{\rho(\vec{r}, t) - \overline{\rho}}{\overline{\rho}}. \tag{2.10}$$

Nous allons nous placer dans le cadre de la théorie des perturbations pour étudier les fluctuations du champ de densité. Pour ce faire, on peut faire l'approximation newtonienne selon laquelle le fluide est non-relativiste (sa vitesse $u \ll c$), le champ gravitationnel Φ est faible, et l'on travaille à l'intérieur de l'horizon de Hubble.

On peut par conséquent considérer que la variable aléatoire $\delta(\vec{r},t)$ suit une loi gaussienne. Ces approximations sont tout à fait valables pour décrire la matière noire froide non-relativiste au début du processus de formation des structures. Aujourd'hui, l'approximation linéaire n'est valable qu'à grande échelle, et l'étude des petites échelles introduit des non-linéarités. De plus, il faut faire le calcul dans le cadre relativiste pour décrire le fluide de baryons et photons avant la période de domination de la matière.

Ainsi, on peut définir un fluide parfait de pression p, de densité d'énergie ρ, de vitesse $\vec{u}$ et d'équation d'état $p(\rho)$ [Peebles et Yu 1970]. Ce fluide est donc décrit par le jeu d'équations :

$$\dot{\rho} + \vec{\nabla}.\rho\vec{u} = 0 \; ; \tag{2.11}$$

$$\rho\dot{\vec{u}} + \rho(\vec{u}.\vec{\nabla})\vec{u} = -\rho\vec{\nabla}\Phi - \vec{\nabla}p \; ; \tag{2.12}$$

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G(\rho + 3p) - \Lambda. \tag{2.13}$$

La première équation est l'équation de continuité, qui traduit la conservation de la masse en mécanique des fluides. La deuxième équation décrit la dynamique du fluide et correspond donc à l'équation d'Euler. Enfin, la dernière est l'équation de Poisson du potentiel gravitationnel, modifiée pour prendre en compte la pression p du fluide et la constante cosmologique Λ.

Il faut ensuite appliquer la théorie des perturbations au champ de densité ρ et donc passer à la variable appelée contraste de densité telle que $\rho(\vec{x},t) = \overline{\rho}[1 + \delta(\vec{x},t)]$, comme décrit par l'équation 2.10, où l'on a choisi les coordonnées comobiles x telles que $\vec{r}(t) = a(t)\vec{x}$ avec $a(t)$ le facteur d'échelle. De même, on utilisera la vitesse particulière, c'est-à-dire la vitesse $\vec{v}$ du fluide corrigée de la composante due à l'expansion de l'Univers (*Hubble flow*). On considèrera également le potentiel gravitationnel perturbé $\phi = \Phi - \overline{\Phi}$, ainsi que le contraste de pression tel que $\delta p = p(\vec{x},t) - \overline{p}$. L'ordre zéro de la théorie linéaire des perturbations permet de retrouver les équations de Friedmann-Lemaître (Eqns. 1.46 and 1.47). Le premier ordre permet de décrire l'évolution des structures, et les Eqns. 2.11, 2.12 et 2.13 deviennent :

$$\dot{\delta} + \frac{1}{a}\vec{\nabla}.\vec{v} = 0 \; ; \tag{2.14}$$

$$\dot{\vec{v}} + \frac{\dot{a}}{a}\vec{v} = -\frac{1}{a}\vec{\nabla}\phi - \frac{1}{\overline{\rho}a}\vec{\nabla}\delta p \; ; \tag{2.15}$$

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\overline{\rho}\delta a^2. \tag{2.16}$$

On se retrouve avec trois équations décrivant l'évolution dans le temps de quatre quantités dont on étudie la perturbation par rapport à leur valeur moyenne. Pour fermer le système et trouver les solutions, il faut rajouter l'équation d'état du fluide $p = p(\rho)$. Les solutions sont divisées en deux classes, selon les composantes parallèles et transverses de la vitesse du fluide $\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$. La composante parallèle

peut s'écrire comme une quantité scalaire, et va satisfaire $\vec{\nabla} \times \vec{v}_{\parallel} = 0$. Quant à elle, la composante transverse peut s'écrire comme une quantité vectorielle et vérifier $\vec{\nabla}.\vec{v}_{\perp} = 0$. Cette décomposition est cruciale car les deux composantes ont un comportement différent. En prenant le rotationnel de l'équation 2.15, on élimine la composante scalaire et on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t}\vec{\nabla} \times \vec{v}_{\perp} + \frac{\dot{a}}{a}\vec{\nabla} \times \vec{v}_{\perp} = 0 \ ; \tag{2.17}$$

où l'on voit que la solution va comme $1/a(t)$. Les modes *vecteurs* décroissent avec le temps, et sont donc amortis au fur et à mesure de l'histoire de l'Univers. En éliminant les termes de vitesse, on obtient l'équation d'évolution que les perturbations *scalaires* satisfont :

$$\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta} = 4\pi G\overline{\rho}\delta + \frac{1}{\overline{\rho}a^2}\nabla^2\delta p. \tag{2.18}$$

Plaçons-nous dans le cadre de l'approximation linéaire, pour laquelle le contraste de densité est faible ($\delta \ll 1$), et dans le cas de perturbations à pression nulle ($\delta p = 0$). On peut alors, selon l'époque à laquelle on se trouve, décomposer la solution en une partie temporelle et une partie spatiale $\delta(\vec{x}, t) = A(\vec{x})\delta_g(t) + B(\vec{x})\delta_d(t)$. Selon l'histoire de l'Univers on peut identifier un terme responsable de la croissance des structures $\delta_g(t)$ (ou *growing factor*, on retrouvera ce terme dans la modélisation du comptage d'amas de galaxies) et un terme décroissant $\delta_d(t)$.

- Dans un Univers dominé par la **matière** ($a \propto t^{2/3}$), le contraste de densité s'écrit $\delta(\vec{x}, t) = A(\vec{x})t^{2/3} + B(\vec{x})t^{-1}$. Il y a donc un terme croissant $\delta_g(t) \propto t^{2/3}$ et un terme décroissant $\delta_d(t) \propto t^{-1}$.
- A l'époque où la **radiation** domine ($a \propto t^{1/2}$), on a $\delta_g(t) \propto cst$ et $\delta_d(t) \propto \ln(t)$. Il n'y a pas de mode permettant la croissance des structures dans ce cas.
- Dans l'Univers récent dominé par **l'énergie du vide** ($a \propto e^{Ht}$), on a $\delta_g(t) \propto cst$, $\delta_d(t) \propto 1/a^2$. Comme dans le cas de la radiation, il n'y a pas de mode croissant et les structures se diluent. Ainsi, on peut vérifier que Ω_Λ est non nul par effet ISW.

Le même type de calcul est intéressant à faire dans le cas d'un fluide dont la pression est non nulle, soumis à des oscillations adiabatiques. On trouve alors qu'à grande échelle (petit nombre d'onde k), la gravité domine et permet la croissance des structures. A petite échelle, les termes de pression sont plus importants et l'on assiste à des oscillations acoustiques témoignant de la balance entre gravité et pression. Les ondes acoustiques se propagent alors à la vitesse du son $c_s = \sqrt{\delta p/\delta\rho}$. Pour plus de détails, le lecteur consultera la revue [Bartlett 1999].

2.2.2 Description statistique

Nous avons écrit le champ de densité comme un champ aléatoire. Il est donc fondamental de trouver un outil statistique permettant la description complète des propriétés de ce champ. De la même façon que la statistique des fluctuations de température est entièrement contenue dans la fonction de corrélation à deux points, nous

utiliserons ici le même concept et définirons le *spectre de puissance de la matière*. La variance du champ aléatoire de densité s'exprime ainsi :

$$\langle \delta(\vec{r_1})\delta(\vec{r_2})\rangle = \xi(|r_1 - r_2|) \; ; \tag{2.19}$$

où l'on définit la fonction de corrélation spatiale de la matière ξ qui ne dépend pas du temps et ne dépend que de la différence entre les positions r_1 et r_2. Il s'agit ici d'une autre manifestation du principe cosmologique, stipulant que le mécanisme de formation des structures se fait également de manière homogène et isotrope.
Au lieu de travailler dans l'espace réel, on peut se placer dans l'espace de Fourier et définir le contraste de densité de la façon suivante :

$$\delta_{\vec{k}}(t) = \int \delta(\vec{x}, t) e^{i\vec{k}.\vec{x}} d\vec{x}. \tag{2.20}$$

De même, on peut écrire la variance de notre nouvelle variable aléatoire, qui est aussi de moyenne nulle :

$$\langle \delta_{\vec{k_1}} \delta_{\vec{k_2}} \rangle = (2\pi)^3 P(k) \delta_D(\vec{k_1} - \vec{k_2}) \tag{2.21}$$

avec

$$P(k) = \int dr^3 \xi(r) e^{i\vec{k}.\vec{r}} \tag{2.22}$$

le spectre de puissance de la matière et δ_D le symbole de Dirac. Les fluctuations de densité, supposées suivre une loi gaussienne au début du processus de formation des structures, sont donc entièrement décrites par le spectre de puissance $P(k)$.

Quand l'on cherche à étudier la statistique du nombre de structures liées par la gravitation dans l'Univers (c'est ce que l'on va faire pour modéliser les comptages d'amas de galaxies), on va s'intéresser aux fluctuations de densité lissées dans une sphère de rayon R, ou de manière équivalente pour une masse contenue à l'intérieur de ce rayon, soit la masse M telle que $R = \left[\frac{3}{4\pi}\frac{M}{\rho_0}\right]^{1/3}$. On calcule alors la variance correspondant aux fluctuations de densité à l'intérieur de cette sphère :

$$\sigma(M)^2 = \sigma(R)^2 = \frac{1}{2\pi^2} \int P(k) W(kR)^2 k^2 dk \tag{2.23}$$

où la fonction fenêtre s'écrit, dans l'espace de Fourier

$$W(kR) = \frac{3}{(kR)^2} \left[\frac{\sin(kR)}{kR} - \cos(kR) \right]. \tag{2.24}$$

La variance des fluctuations de densité $\sigma(M)$ va entrer dans la composition de la fonction de masse (voir section suivante) qui permet de calculer le nombre d'amas par unité de masse et de redshift.

Afin de normaliser le spectre de puissance de la matière $P(k)$, on choisit la quantité σ_8 définie pour une sphère de rayon $R_8 = 8\ h^{-1}$Mpc comobiles. Le paramètre σ_8, décrivant la variance des fluctuations de densité dans la sphère de rayon R_8, est donc particulièrement bien contraint en utilisant les grandes structures dans l'Univers, donc à l'aide des grands relevés de galaxies, ainsi que des amas de galaxies. C'est tout l'objet de la suite de ce document.

2.2.3 Un modèle en halo

Même si les pics de densité sont en majorité non-sphériques, on peut les décrire en première approximation comme isolés de leur environnement et de forme sphérique. On considère que les structures évoluent jusqu'à une taille maximum, puis subissent un effondrement gravitationnel (*collapse*). Une structure s'est alors formée, presque virialisée et presque en équilibre hydrostatique. Il s'agit d'un *halo sphérique*. Le critère d'effondrement, dans le cadre d'une évolution linéaire des fluctuations de densité, atteint une valeur critique $\delta(a) = \delta_c$, avec $\delta_c = 1.686$.
On trouve beaucoup d'auteurs qui ont contribué à établir ce modèle en halo sphérique pour décrire les grandes structures ([Press et Schechter 1974], [Bond *et al.* 1991], [Sheth et Tormen 1999]). Tous ont cherché à trouver une forme analytique pour la *fonction de masse*, outil de base dérivant du modèle de halo, permettant de trouver la densité de population des structures $n(z, M)$ par unité de volume comobile. Cette fonction, dont on suppose que la forme est universelle, est exprimée comme une différentielle de la masse :

$$\frac{dn}{d\ln M} = \frac{\rho_0}{M} \left| \frac{d\ln\sigma^{-1}}{d\ln M} \right| f(\sigma). \tag{2.25}$$

La fonction de masse dépend des paramètres cosmologiques à travers la quantité $\rho_0 = \Omega_m \rho_c$ où ρ_c est la densité de critique, mais aussi par la fonction $f(\sigma)$. Il s'agit d'une fonction de la variance des fluctuations de densité, qui dépend du spectre de puissance de la matière comme écrit à l'équation 2.23. Depuis les années 1970 et jusqu'aux années 90, la fonction $f(\sigma)$ fut dérivée de manière analytique en étudiant la condensation d'un gaz froid dans un Univers en expansion. La forme analytique était alors appuyée par des simulations numériques avec un nombre de particules allant de 10^3 à 10^7. En 2001, [Jenkins *et al.* 2001] apporta une fonction de masse ajustée à l'aide de seulement trois paramètres, et appuyée par des simulations numériques autorisant des cosmologies à géométrie plates et ouvertes. Tinker calcula plus tard [Tinker *et al.* 2008] une nouvelle fonction de masse à l'aide de trois codes indépendants, basée sur un jeu de 22 simulations numériques comportant chacune 10^9 particules et proposa l'ajustement suivant :

$$f(\sigma) = A \left[\left(\frac{\sigma}{b} \right)^{-a} + 1 \right] e^{-c/\sigma^2}. \tag{2.26}$$

On voit donc que la fonction de masse dépend fortement de la variance des fluctuations de densité, et par conséquent du spectre de puissance de la matière $P(k)$. Le nombre de halos prédit par la fonction de masse de Tinker est précis à 5% pour une cosmologie ΛCDM et à $z = 0$. Dans la modélisation du nombre d'amas de galaxies mesurés par le satellite Planck, nous choisirons la fonction de masse de Tinker que l'on extrapolera à tout redshift à l'aide du facteur de croissance des structures $\delta_g(z)$ décrit plus haut. Nous reviendrons en détail sur la façon dont la fonction de masse entre dans le modèle de comptage d'amas de galaxies mis au point dans le cadre de ma thèse.

Chapitre 3

L'effet Sunyaev-Zel'dovich des amas de galaxies

Sommaire

3.1 Effet SZ thermique 56
3.2 Effet SZ cinétique 59
3.3 Polarisation du signal SZ 61
3.4 Modéliser les amas de galaxies 62
3.4.1 Formation 62
3.4.2 Profil de pression universel 64
3.4.3 De la masse X à la vraie masse 67
3.4.4 Comptages 71
3.4.5 Spectre de puissance angulaire 74
3.5 Détecter les amas en SZ 78
3.6 Principaux résultats expérimentaux hors Planck 80
3.6.1 South Pole Telescope 81
3.6.2 Atacama Cosmology Telescope 83
3.6.3 Résultats hors SZ et récapitulatif 85

"Ce sont les paroles les moins tapageuses qui suscitent la tempête et les pensées qui mènent le monde arrivent sur des ailes de colombe."
Friedrich Nietzsche

Lors de leur trajet entre la surface de dernière diffusion et leur observation sur Terre, les photons du CMB ont une probabilité d'environ 1% d'interagir avec le gaz distribué à l'intérieur des grandes structures (nous verrons comment obtenir ce résultat plus loin). Les amas de galaxies, dont la masse atteint entre 10^{14} et 10^{15} masses solaires, piègent de manière gravitationnelle en leur sein un gaz chaud d'électrons pouvant atteindre de 1 keV jusqu'à environ 15 keV. La fraction du gaz présent dans l'amas est de l'ordre de $\frac{\Omega_b}{\Omega_m} \sim 0.15$ et rend compte d'environ un quart de la masse de celui-ci [1]. Ces électrons rayonnent dans le domaine de longueur d'onde des X par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*), mais peuvent aussi diffuser les photons du fond cosmologique par diffusion Compton inverse. L'effet qui découle de cette

1. La première indication que l'Univers ne vérifie pas $\Omega_m = 1$ vient de l'étude de la fraction de gaz dans les amas de galaxies [White *et al.* 1993].

interaction est appelé *effet Sunyaev-Zel'dovich* [Sunyaev et Zeldovich 1970b,c, 1972] (effet SZ dans la suite du document). Nous verrons dans cette section les différents types d'effets SZ (thermique, cinétique, polarisés) ainsi que la teneur des corrections relativistes dans le cas où le gaz d'électrons est particulièrement chaud. Ensuite, nous décrirons comment notre connaissance de la physique des amas (apportée par des observations complémentaires) permet la modélisation de leur distribution sur le ciel et de leur fonction de corrélation. Puis nous aborderons l'aspect observationnel et montrerons une revue des principaux résultats cosmologiques hors Planck obtenus grâce à l'effet SZ.

3.1 Effet SZ thermique

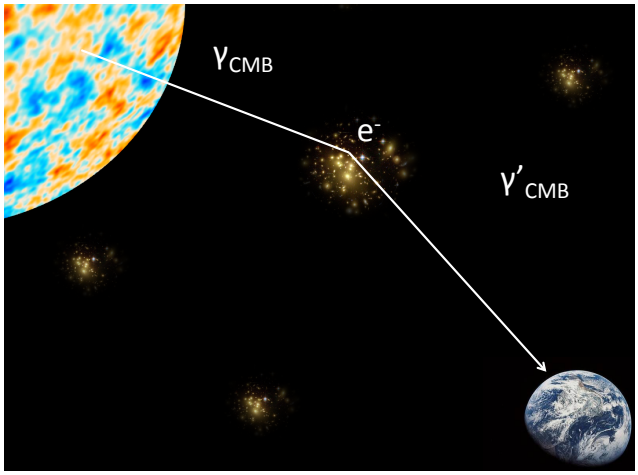


FIGURE 3.1 – Vue schématique de l'interaction Compton inverse d'un photon du CMB sur le gaz chaud d'électrons contenu au sein d'un amas. Il s'agit de l'effet SZ. Le dessin n'est évidemment pas à l'échelle.

L'effet SZ thermique (*t*SZ) est dû à l'interaction Compton inverse entre un photon du fond diffus cosmologique et une distribution *thermique* d'électrons, avec une température du gaz importante (de l'ordre du keV en moyenne, supérieure à la dizaine de keV pour les amas très chauds et donc massifs). Dans ce cadre, on ne considère donc que l'agitation thermique des électrons et on ne considère pas la vitesse particulière des amas, donnant lieu à l'effet SZ cinétique (voir partie 3.2). On peut trouver une représentation schématique de l'interaction donnant lieu au signal SZ à la figure 3.1. L'effet dû à l'agitation thermique des électrons est plus important que tous les autres types d'effet SZ, et son amplitude est du même ordre de grandeur que celui des anisotropies primaires décrites plus haut, causant des différences de température inférieures au mK. Contrairement aux anisotropies du fond diffus cosmologique qui sont distribuées aléatoirement et avec une statistique gaussienne sur le ciel, l'effet SZ est localisé au niveau de tous les

amas présents dans l'Univers. On préfèrera alors utiliser la statistique de Poisson pour décrire la répartition des amas sur le ciel. Il existe aussi un effet SZ thermique causé par une population d'électrons dont la vitesse est proche de la vitesse de la lumière et donc considérés comme relativistes. Dans l'annexe A, on trouvera le calcul relativiste basé sur la revue de [Birkinshaw 1999] et les travaux de [Nozawa *et al.* 2000], dont les formules se simplifient grandement en passant à la limite non-relativiste, dont l'approche directe de Kompaneets est décrite dans l'annexe B. Les corrections relativistes qu'il faut prendre en compte lorsque l'on considère cette limite sont de l'ordre du pourcent dans la partie basse fréquence du spectre (domaine Rayleigh-Jeans).

Comme on le voit en faisant le calcul relativiste, l'effet SZ crée une distorsion du spectre de corps noir du fond diffus cosmologique. En effet, après l'interaction avec les électrons constituant le gaz piégé au sein des amas, le spectre suivant initialement une loi de Planck presque parfaite subit un décalage vers les fréquences plus élevées. La différence des deux spectres (avant et après interaction) donne une signature spectrale bien particulière, illustrée à la figure 3.2 que nous décrivons plus bas. La limite non-relativiste développée par Kompaneets en 1956 permet l'écriture d'un formalisme plus simple pour décrire le décalage spectral. En étudiant la variation du nombre d'occupation des photons n au cours d'un processus de diffusion, on aboutit à la variation d'intensité spécifique suivante :

$$\frac{\Delta I(x)}{I_0} = y x^4 \frac{e^x}{(e^x-1)^2}\left[x\left(\frac{e^x+1}{e^x-1}\right)-4\right]; \tag{3.1}$$

sachant que le rayonnement incident est celui d'un corps noir suivant la loi de Planck (le fond diffus cosmologique) :

$$I_0 = \frac{2h}{c^2}\left(\frac{k_B T_{\rm cmb}}{h}\right)^3 \left(\frac{x^3}{e^x-1}\right). \tag{3.2}$$

De manière équivalente, cette équation peut s'écrire directement comme une anisotropie secondaire du CMB, le lien entre intensité spécifique et température se faisant via la dérivée du spectre de corps noir $|dI_0/dT|$:

$$\frac{\Delta T_{\rm cmb}}{T_{\rm cmb}} = y\left[x\left(\frac{e^x+1}{e^x-1}\right)-4\right]. \tag{3.3}$$

Dans tout ce qui précède, on aura défini x comme étant la fréquence sans dimension des photons telle que :

$$x = \frac{h\nu}{k_B T_{\rm cmb}} \tag{3.4}$$

et y le paramètre sans dimension appelé *paramètre de Compton* :

$$y = \int n_e \sigma_T \frac{k_B T_e}{m_e c^2} dl = \frac{\sigma_T}{m_e c^2}\int P_e dl \tag{3.5}$$

représentant l'intégrale sur la ligne de visée de la pression du gaz d'électrons ayant interagi avec les photons du fond diffus cosmologique. Ce paramètre est représentatif du temps passé par les photons à l'intérieur de la distribution du gaz intra-amas, puisque le libre parcours moyen d'un photon dans ce milieu diffusant est proportionnel à $1/\sigma_T n_e$. Le paramètre de Compton varie avec la température du gaz d'électrons et est directement proportionnel à la profondeur optique de la distribution (dans le cas d'un amas isotherme) définie comme $\tau_e = \int n_e \sigma_T dl$. Pour une valeur intermédiaire de la température $T_e = 5$ keV ainsi que pour des profondeurs optiques caractéristiques des amas de galaxies $\tau_e \sim 10^{-2}$, le paramètre de Compton est proche de 10^{-4}.

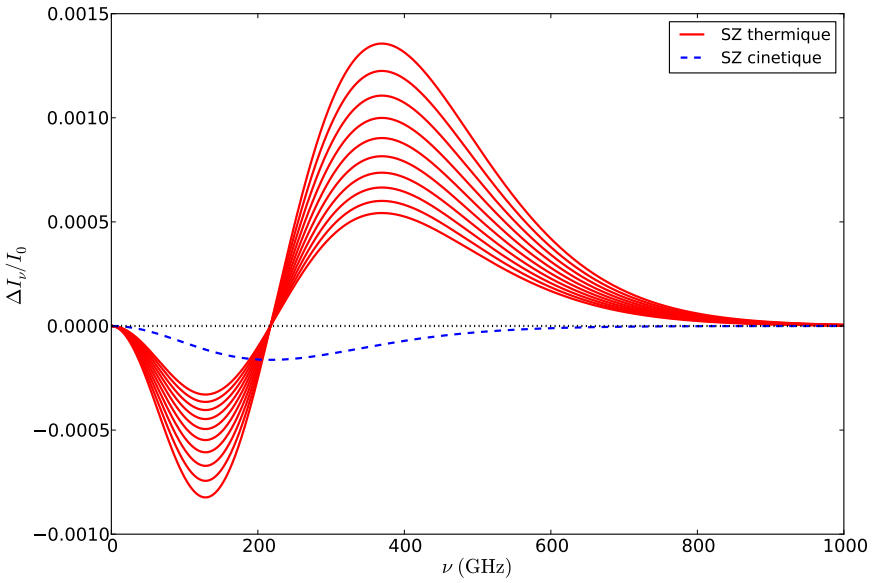


FIGURE 3.2 – Distorsions spectrales dues aux effets SZ thermique et cinétique en terme d'intensité spécifique. Pour l'effet SZ thermique, j'ai représenté la distorsion spectrale pour plusieurs valeurs du paramètre Compton réparties de manière logarithmique entre $y = 8\times10^{-5}$ (courbe rouge d'amplitude la plus basse) et $y = 2\times10^{-4}$ (courbe rouge d'amplitude la plus haute). Pour l'effet SZ cinétique (bleu), j'ai pris le cas d'un amas s'éloignant de nous avec une vitesse particulière radiale $v = 1000$ km.s^{-1}. La valeur choisie pour la vitesse est grande, mais permet de se rendre compte de l'amplitude de l'effet.

L'examen de l'équation 3.1, calculée dans l'approximation non-relativiste, nous apprend que l'effet SZ thermique est *indépendant du redshift*. En effet, l'expression de la distorsion du spectre du fond diffus cosmologique ne dépend que de paramètres liés au rayonnement incident (x) ou aux propriétés du gaz d'électrons intra-amas (y). On peut s'en convaincre également en regardant l'équation 3.3. La température du CMB dépend du redshift avec la loi suivante $T_{\rm cmb}(z) = T_{\rm cmb,0}(1+z)$, donc toute distorsion du spectre du CMB, calculée par définition en utilisant $\Delta T_{\rm cmb}/T_{\rm cmb}$,

n'a pas de dépendance en redshift. On est donc en présence d'un effet puissant, capable en principe d'être utilisé pour détecter les amas à n'importe quel redshift. Cela est particulièrement utile pour tester le modèle standard de la cosmologie ΛCDM, car la présence d'un amas en dehors d'une région bien définie dans le plan $z-M$ contredirait les prédictions du modèle [2], mais aussi pour sonder les propriétés astrophysiques des ces structures sur de larges gammes de redshift.

A la figure 3.2, on trouve la représentation graphique de la distorsion spectrale due à l'effet SZ dans le cadre de la limite non-relativiste pour différentes valeurs du paramètre de Compton. Cette approximation est utile car elle permet une écriture simple de la distorsion, mais permet également de fixer le zéro et les extrema de la fonction. En effet, ceux-ci ne dépendent pas de la température T_e alors qu'ils en dépendent dans le cas relativiste [Nozawa *et al.* 2000]. La figure montre par contre que l'amplitude de l'effet est directement proportionnel à la valeur de y, et donc à T_e. On a, pour un gaz d'électrons vérifiant $T_e < 20$ keV :

- le minimum à $\nu_{\text{min}} \sim 128$ GHz ;
- le zéro à $\nu_{\text{zero}} \sim 217$ GHz ;
- le maximum à $\nu_{\text{max}} \sim 369$ GHz.

Afin de détecter l'effet SZ thermique des amas de galaxies, on peut imaginer une expérience couvrant des bandes en fréquences centrées sur ces trois valeurs, et ainsi utiliser cette signature spectrale spécifique pour séparer le signal venant du SZ, des autres émissions du ciel (fond diffus cosmologique, émission galactique et extra-galactique). L'instrument ayant une bande en fréquence centrée autour du zéro de l'effet SZ pourra également, en principe, séparer les effets thermique et cinétique.

3.2 Effet SZ cinétique

L'agitation thermique des électrons crée l'effet SZ le plus fort en amplitude, mais le mouvement d'ensemble de ceux-ci, par rapport au référentiel dans lequel le fond diffus cosmologique est au repos, ajoute une effet supplémentaire séparable du premier et se situant environ un ordre de grandeur plus bas. Il s'agit de l'effet SZ cinétique (kSZ [Sunyaev et Zeldovich 1980]). En effet, le milieu diffusant se déplace à grande vitesse par rapport au CMB à cause de la vitesse particulière des amas de galaxies (ici seule la vitesse le long de la ligne de visée compte, en moyenne environ 300 km.s^{-1}, mais n'excédant pas 1400 km.s^{-1}). La population d'électrons va donc "voir" le rayonnement du fond diffus de manière anisotrope. De la même manière que nous voyons un dipôle dû principalement à notre mouvement propre par rapport au référentiel du CMB (beaucoup plus faible que celui des amas dont nous parlons), le dipôle vu par les électrons dans les amas va rendre anisotrope le rayonnement incident. Dans le référentiel de l'observateur, au repos par rapport au *Hubble flow*,

2. En particulier les amas récents peu massifs et les amas massifs à $z > 1$ [Harrison et Coles 2012].

le rayonnement n'est plus isotrope mais comporte des structures dans la direction des milieux diffusants. L'effet SZ cinétique qui en découle modifie le spectre du fond diffus cosmologique, qui va garder un spectre de Planck, mais à une température légèrement différente. En comptant la *vitesse particulière radiale positive dans le sens observateur-amas*, la température du spectre de corps noir augmente lorsque l'amas se rapproche ($v_r < 0$, effet SZ cinétique positif) et devient plus faible si l'amas s'éloigne ($v_r > 0$, effet SZ cinétique négatif). Par conséquent, l'amplitude de l'effet va dépendre directement de la vitesse particulière radiale v_r.
En passant directement à la limite non-relativiste (le rapport entre la vitesse particulière des amas et la vitesse de la lumière est très petit devant l'unité), on trouve l'amplitude de l'effet SZ cinétique qui a pour expression [Birkinshaw 1999] :

$$\frac{\Delta I(x)}{I_0} = -\beta_r \tau_e \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \tag{3.6}$$

où l'on a $\beta_r = v_r/c \ll 1$, $x = h\nu/k_B T_{\rm cmb}$, la profondeur optique sur la ligne de visée est toujours :

$$\tau_e = \int n_e \sigma_T dl \ , \tag{3.7}$$

et le rayonnement de corps noir incident (le fond diffus cosmologique) s'écrit comme à l'équation 3.2. Comme expliqué plus haut, on peut exprimer le décalage spectral en terme de température du CMB plutôt qu'en terme d'intensité spécifique. On obtient alors la forme simple :

$$\frac{\Delta T_{\rm cmb}}{T_{\rm cmb}} = -\beta_r \tau_e. \tag{3.8}$$

On vérifie bien en écrivant ces équations que l'effet SZ cinétique, et donc la variation de température du fond diffus cosmologique, est négatif (positif) lorsque l'amas s'éloigne (se rapproche) de nous. L'effet SZ cinétique, dans le cas où un amas s'éloigne à une vitesse radiale $v_r = 1000$ km.s^{-1}, est représenté en même temps que l'effet thermique à la figure 3.2.

On a ainsi la possibilité, en utilisant cet effet, de mesurer les vitesses particulières radiales des amas de galaxies. Pour ce faire il faut utiliser le canal en fréquence à 217 GHz, pour lequel l'effet SZ thermique est nul, afin de séparer les deux effets SZ. Comme le spectre du SZ cinétique a la même forme que le spectre du fond diffus cosmologique avec une amplitude un ordre de grandeur inférieure, une bonne résolution instrumentale est nécessaire afin de le séparer du CMB, ou bien en utilisant une information complémentaire. En mesurant le SZ thermique, on peut localiser les amas sur le ciel et ainsi chercher l'effet SZ cinétique directement aux endroits où se trouvent les amas de galaxies. Il est également possible de détecter le dipôle de l'effet SZ cinétique, exact équivalent du dipôle du CMB, dû principalement à notre mouvement par rapport au référentiel dans lequel les amas sont au repos. Dans la partie 3.6, on fera un état des lieux des principaux résultats expérimentaux hors Planck obtenus par mesure de ces deux effets SZ.

3.3 Polarisation du signal SZ

Jusqu'ici on a toujours considéré, pour décrire les effets thermique et cinétique, le paramètre de Stokes I de la température. Mais il existe également plusieurs effets SZ polarisés, décrits à l'aide des autres paramètres de Stokes Q (la différence d'intensité vue par deux polariseurs orientés perpendiculairement), U (la même différence mais avec des polariseurs tournés de 45°) et V (polarisation circulaire). Une première mention de l'effet se trouve dans [Sunyaev et Zeldovich 1980], mais on consultera [Nagirner et Poutanen 1993] pour plus de détails.

Le premier type d'effet SZ polarisé est dû au caractère anisotrope de la distribution d'électrons qui diffuse les photons du fond diffus cosmologique. Si on considère une source non polarisée placée derrière un milieu diffusant, le rayonnement diffusé va présenter un motif de polarisation dépendant de la géométrie du milieu en question, donc de τ_e dans notre cas. Pour l'effet SZ, on va donc trouver des motifs concentriques dans la partie haute fréquence pour laquelle l'amas apparaît en positif (source), et des motifs radiaux pour la partie basse fréquence où l'amas apparaît en négatif (trou). Le pic de la polarisation induite se trouve environ deux ordres de grandeur en-dessous de l'effet SZ thermique, avec un niveau proportionnel à τ_e fois le signal du tSZ et donc τ_e^2 fois le signal venant du CMB. Typiquement, pour un amas massif avec $\tau_e \sim 10^{-2}$, l'effet SZ polarisé crée des différences de température d'environ 0.1μK. On pense que ces différences sont maximales au bord des amas, points pour lesquels la distribution d'électrons est particulièrement anisotrope dans la direction du centre de l'amas. Avec cet effet, uniquement dû à la composante quadrupolaire du champ de rayonnement, il est théoriquement possible de séparer τ_e de la température du gaz T_e.

Deux autre types de polarisation sont causées par le mouvement transverse de l'amas dans le référentiel pour lequel le fond diffus cosmologique est au repos. On a une polarisation de type quadrupolaire due au décalage Doppler induit par ce mouvement, causant des anisotropies de température de l'ordre de la dizaine de nK, très en-dessous de ce que les générations actuelles d'instruments peuvent détecter. Il existe aussi une polarisation induite par le quadrupole du CMB lui-même, vu par la population d'électrons au sein des amas. Celle-ci distord le spectre du CMB d'environ 50 nK, là aussi très en-dessous des limites expérimentales [3]. On peut noter que les effets SZ polarisés sont des effets purement quadrupolaires, alors que l'effet SZ cinétique est, quant à lui, purement dipolaire.

L'intérêt pour l'observateur est de pouvoir mesurer les vitesses transverses des amas, ce qui en complément de l'effet SZ cinétique permettrait de caractériser complètement le champ de vitesses des grandes structures de l'Univers. On peut aussi imaginer de tracer l'évolution du quadrupole du CMB en fonction du temps. Mais comme on l'a vu, ceci n'est que théorique puisqu'il faudra attendre les générations d'instruments atteignant le nK en terme de sensibilité.

3. Dans les deux cas, il est cependant possible de moyenner le signal de plusieurs objets afin de détecter le signal SZ polarisé.

3.4 Modéliser les amas de galaxies

3.4.1 Formation

On a vu à la section 2.2.1 comment le contraste de densité évolue dans le temps afin de donner naissance aux grandes structures. Afin de considérer la formation des amas de galaxies, il faut se pencher sur des régions de l'Univers qui sont hautement inhomogènes et on a dès lors besoin de simulations à N-corps pour résoudre les équations complexes associées. Dans cette partie, nous allons utiliser un modèle simple, décrivant bien la réalité et permettant de saisir les principes de base de la formation des amas de galaxies. Il s'agit du *modèle sphérique* de [Gunn et Gott 1972] qui postule la présence d'une surdensité ($\rho > \rho_c$) sphérique dans un Univers plat où la densité moyenne est la densité critique ($\rho = \overline{\rho} \sim \rho_c$) comme illustré à la figure 3.3. Il n'y a pas de constante cosmologique dans le modèle, seule la matière domine le bilan de densité d'énergie.

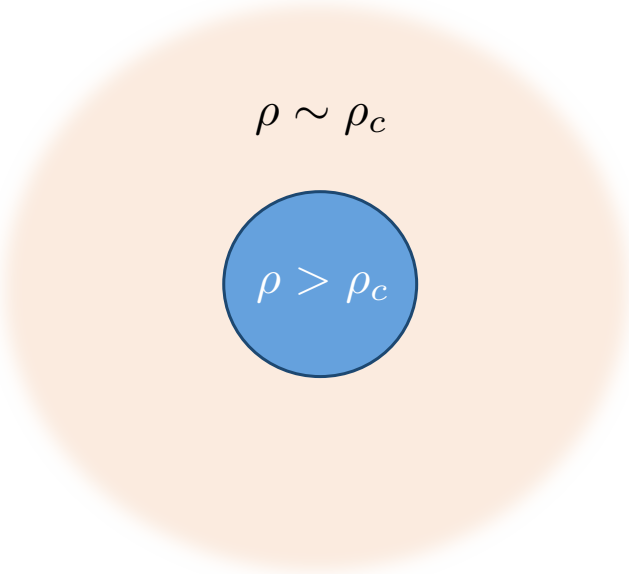


FIGURE 3.3 – Surdensité dans un Univers presque plat pour lequel la densité d'énergie est proche de la densité critique. Par définition, la densité au sein de la structure est plus élevée.

Les surdensités étant considérées comme à symétrie sphérique, isotropes et homogènes elles-mêmes, on peut parfaitement appliquer les équations de Friedmann-Lemaître 1.46 et 1.47 au système défini par celles-ci. Au cours du temps, elles vont évoluer avec un facteur d'échelle différent du reste de l'Univers et vont suivre une trajectoire indépendante dans l'espace-temps. En utilisant l'expression simple de l'évolution du rayon r de la surdensité de masse M (la masse reste à tout moment

constante à l'intérieur du rayon r) :

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2}, \tag{3.9}$$

on trouve une solution $r(t)$ qui se décompose en deux solutions $r(\theta)$ et $t(\theta)$ paramétrisées par un angle θ. Pour le rayon, la solution est une sinusoïde s'écrivant comme suit

$$r(\theta) = A(1 - \cos(\theta)) \tag{3.10}$$

avec A une constante d'intégration. On peut donc en déduire la signification physique de cette solution et ainsi définir les moments essentiels de la formation des amas.

La structure au départ a un facteur d'échelle $a > 0$ et croît, indépendamment du reste de l'Univers. Lorsque l'on arrive à la situation pour laquelle $\theta = \pi$, on assiste à ce que l'on appelle le *turnaround* et le rayon de la surdensité est maximal ($r_{\max} = 2A$). A ce moment précis, le contraste de densité obtenu dans l'approximation linéaire (défini à l'équation 2.10) vaut $\delta \approx 1.06$. Pour les angles $\theta > \pi$, la structure s'effondre petit à petit jusqu'à atteindre le *collapse* lorsque $\theta = 2\pi$. Gunn et Gott appellent ce moment particulier de l'évolution des surdensités la "catastrophe". Le rayon r est nul, et la surdensité est considérée comme ponctuelle. Si l'on calcule le contraste de densité et que l'on applique l'approximation linéaire dans ce cas, on trouve que $\delta_{lin} \approx 1.69$. On utilisera cette valeur dans le calcul de la fonction de masse, comme on le verra dans la partie 3.4.4 consacrée à la modélisation des comptages d'amas. Bien évidemment, il s'agit ici d'une solution mathématique ne correspondant à rien de physique. En réalité, les structures ne sont pas ponctuelles et leur rayon ne décroît pas jusqu'à zéro. Cela est dû au fait que les inhomogénéités de densité au sein de la structure font que celle-ci ne présente pas exactement une forme sphérique. Le phénomène appelé *relaxation violente* entre en jeu après le turnaround, créant un état d'équilibre au sein de la surdensité. La structure qui se trouve dans un tel équilibre vérifie les mêmes équations pour son énergie mécanique qu'un système composé de N-corps en interaction gravitationnelle et stable. Cela s'écrit :

$$E_m = E_c + E_p = -E_c. \tag{3.11}$$

avec E_c son énergie cinétique et E_p son énergie potentielle. Elle vérifie le *théorème du viriel*, et on parle alors de structure virialisée, pour signifier qu'elle est assimilable à un système stable de particules en interaction (ici les galaxies composant l'amas). On considère par conséquent que la structure est contenue à l'intérieur de $r_{\rm vir} = r_{\max}/2$ pour $\theta = 3\pi/2$. En extrapolant le modèle sphérique vers cette valeur de θ, on trouve que le contraste de densité dans l'approximation linéaire vaut $\delta_{lin} \approx 1.58$. En définissant un nouveau contraste de densité noté Δ_c et calculé par rapport à la densité critique ρ_c tel que

$$\Delta_c = \frac{\rho_{\rm sphere}}{\rho_c}, \tag{3.12}$$

on trouve que la virialisation se produit pour $\Delta_c^{\rm vir} \approx 178$. On rencontrera également cette écriture pour caractériser la fonction de masse des amas de galaxies, où l'on

choisira $\Delta_c = 500$ par convention, valeur correspondant aussi à un rayon observable en X [Evrard *et al.* 1996].

On a travaillé ici avec un Univers de type Einstein-de Sitter et pour des surdensités à symétrie sphérique, ce qui fonctionne en bonne approximation. En réalité, nous sommes en présence d'énergie noire, probablement sous forme de constante cosmologique, et les surdensités ne sont pas exactement sphériques. Le temps de virialisation des structures va donc dépendre de tous ces paramètres, mais le raisonnement précédent est strictement le même. La fonction de masse nous indiquera le nombre de structures virialisées présentes dans le ciel.

3.4.2 Profil de pression universel

Afin de poursuivre plus loin la modélisation des amas de galaxies, il est nécessaire de caractériser certaines grandeurs physiques qui leur sont propre (masse, pression, densité, température) grâce à l'observation du gaz présent en leur sein. Comme on l'a vu, d'un point de vue de observationnel, l'effet Sunyaev-Zel'dovich ne permet pas la mesure du redshift et la taille des amas (donc leur masse) n'est pas précisément déterminée avec les résolutions actuelles. Par conséquent, il est impératif d'utiliser des observations complémentaires. Grâce au rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) très intense dans le domaine des rayons X des électrons constituant le milieu *intra-amas* (que l'on appellera ICM pour *intra-cluster medium* en anglais), il est possible d'avoir accès à ces grandeurs physiques. Ainsi, on peut mettre au point un modèle décrivant la physique des amas de galaxies, nourri par les observations X (en particulier les satellites XMM-Newton, Chandra) et les grandes simulations numériques à N-corps.

La détection des amas de galaxies dans le domaine de longueur d'onde des X donne une estimation de la masse totale (baryons et matière noire) des amas à l'intérieur d'un rayon quelconque. En effet, l'imagerie X permet de déterminer un flux S_X (ou, de manière équivalente, une luminosité L_X) proportionnel à $n_e^2\sqrt{T_e}$. L'utilisation de la spectroscopie permet la mesure de la température du gaz d'électrons $T_e \approx T_X$, ainsi il suffit de combiner les deux résultats pour obtenir une estimation indépendante de n_e et T_X. A l'aide de cette méthode, on trouve la masse de gaz contenue dans le rayon choisi puisque $M_{\rm gaz} \propto \int n_e$, puis l'hypothèse que le puits de potentiel de matière noire suit la distribution de gaz en équilibre hydrostatique donne accès à la masse totale. Une autre hypothèse importante faite dans le contexte de l'analyse en X est la *self-similarité*. Celle-ci suppose, à partir de processus gravitationnels uniquement [Nagai *et al.* 2007], et en se plaçant dans le cadre de l'évolution linéaire des structures que nous avons explicité plus haut, que leur évolution se déroule de la même façon quelle que soit la taille des surdensités mises en jeu. Ainsi, il est toujours possible de mettre à la même échelle les profils de densité et de température (donc de pression) pour comparer les amas entre eux. On peut le voir aussi comme une similarité d'évolution dans le temps des structures, indépendante de l'échelle considérée, dans un schéma de construction des grosses surdensités à partir

des plus petites [Press et Schechter 1974].

En se basant sur l'évolution standard, supposant la *self-similarité*, on obtient la pression du gaz contenue dans R_{500}, rayon qui englobe une surdensité 500 fois supérieure à la densité critique ($\Delta_c = 500$) :

$$P_{500} = 1.65 \times 10^{-3} E(z)^{8/3} \left[\frac{M_{500}^{\rm HE}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_\odot} \right]^{2/3} h_{70}^2 {\rm keV.cm}^{-3} \tag{3.13}$$

dans les unités adaptées (HE symbolisant l'hypothèse d'équilibre hydrostatique, et $E(z)$ est la constante de Hubble normalisée $E(z) = H(z)/H_0$).

Les observations dans le domaine des X nous renseignent sur la loi d'échelle suivante :

$$\frac{P(r)}{P_{500}} = \mathcal{P} \left[\frac{M_{500}^{\rm HE}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_\odot} \right]^{\varepsilon} \tag{3.14}$$

qui relie le profil radial de pression $P(r)$, normalisé par P_{500} (équation 3.13), et la masse $M_{500}^{\rm HE}$ contenue dans R_{500}. La pente ε entre la pression et la masse est caractéristique de la déviation par rapport à la self-similarité ($\varepsilon = 0$ dans le cas self-similaire, $\varepsilon = 0.12$ dans [Arnaud *et al.* 2010]). Ainsi, toute variation des profils de pression avec la masse peut être interprétée comme une évolution non-standard, déviant de la self-similarité. Est déduite également la relation suivante entre la quantité $Y_X = M_{\rm gaz} T_X$, l'observable principale à ces longueurs d'onde, et la masse :

$$Y_X \propto \left[M_{500}^{\rm HE} \right]^{\xi} \tag{3.15}$$

où $\xi = 5/3$ si l'on suppose la self-similarité et avec $\varepsilon = \xi - 5/3$. La self-similarité n'est qu'une approximation, basée uniquement sur des processus gravitationnels. En réalité, il existe des processus non-gravitationnels au sein des amas de galaxies, en particulier dans les régions externes qui font que les structures peuvent évoluer différemment selon l'échelle. Afin de complètement prendre en compte ces effets qui dépendent aussi du rayon de l'amas, on peut imaginer une dépendance en masse du profil de pression normalisé qui s'écrit :

$$\frac{P(r)}{P_{500}} = \mathcal{P} \left[\frac{M_{500}^{\rm HE}}{3 \times 10^{14} h_{70}^{-1} M_\odot} \right]^{\varepsilon + \varepsilon(x)} \tag{3.16}$$

où x est le rayon remis à l'échelle $x = r/R_{500}$, et $\varepsilon(x)$ représente la part de la déviation par rapport à la self-similarité qui dépend de la position au centre de l'amas. Le modèle est plus complexe mais il est en revanche davantage précis. Dans les équations précédentes, j'ai utilisé la quantité $\mathcal{P}$, qui représente le profil de pression de Navarro Frenk et White généralisé ([Navarro *et al.* 1996] appelé GNFW dans la suite) qui permet de caractériser complètement l'écriture analytique du profil de pression universel. Celui-ci est basé sur les observations de Chandra et est en bon accord avec les simulations numériques [Nagai *et al.* 2007]. Il a pour expression :

$$\mathcal{P} = \frac{P_0}{(c_{500} x)^\gamma [1 + (c_{500} x)^\alpha]^{(\beta - \gamma)/\alpha}} \tag{3.17}$$

où P_0 est une pression de normalisation, $x = r/R_{500}$, c_{500} est appelé le *paramètre de concentration* et représente, comme son nom l'indique, la concentration du gaz au sein de l'amas. Les paramètres (γ, α, β) représentent respectivement la pente au centre de l'amas ($r \ll r_s$), la pente intermédiaire ($r \sim r_s$) et la pente à la périphérie ($r \gg r_s$) où $r_s = R_{500}/c_{500}$.

Dans un article d'importance pour l'analyse de Planck [Arnaud *et al.* 2010], les auteurs ajustent le profil GNFW grâce au catalogue *REXCESS* composé de 33 amas locaux ($z < 0.2$) observés avec XMM-Newton, mais aussi avec trois jeux d'amas simulés pour lesquels $M > 10^{14} M_\odot$. Ceux-ci proviennent de simulations cosmologiques hydrodynamiques à N-corps, incluant du refroidissement radiatif, les effets de formation d'étoiles ainsi que le *feedback* (injection d'énergie après-coup) des explosions de supernovae. Le meilleur ajustement est obtenu avec les paramètres GNFW récapitulés dans la table 3.1 pour les deux types d'évolution des structures (standard et non-standard). Dans cette même table, je montre également les paramètres GNFW obtenus par l'analyse Planck sur 62 amas sélectionnés en SZ, combinés avec les observations XMM-Newton de ces mêmes amas [Planck Collaboration 2013q].

La figure 3.4 montre le profil de pression obtenu par Planck avec l'effet tSZ [4] et le compare avec le profil obtenu par l'observation du satellite XMM-Newton sur le même échantillon d'amas de galaxies (figure du haut). Les données sont comparées avec le modèle GNFW non-standard ajusté par [Arnaud *et al.* 2010] et celui dérivé par l'analyse Planck. Les deux modèles sont en bon accord entre eux, et décrivent très bien les profils de pression observés au-delà du coeur et jusqu'à $3 \times R_{500}$. En-dessous de $0.15 R_{500}$, le modèle obtenu par Planck est significativement plus bas que celui de [Arnaud *et al.* 2010]. Cela peut être expliqué par le fait que les amas observés par XMM-Newton et utilisés dans l'analyse ne sont pas les mêmes que ceux du catalogue *REXCESS* de [Arnaud *et al.* 2010]. Les amas dans le cas de Planck sont sélectionnés en SZ, et sont par conséquent sujets à des variations de morphologie (*disturbed clusters* en anglais), car la sélection par effet SZ contient tous les types possibles d'amas pour une masse donnée (*sélection en masse*) alors que la sélection en X favorise plutôt les amas relaxés, donc plutôt sphériques. Au-delà du rayon de viriel, le profil Planck est relativement en excès par rapport au profil GNFW, mais reste dans les barres d'erreur.

Dans la figure 3.4 en bas, on voit la comparaison entre les profils radiaux de pression observés par Planck et XMM-Newton, et ceux provenant de simulations numériques. Les simulations appelées "B04+N07+P08" sont celles utilisées pour dériver le profil généralisé dans l'article [Arnaud *et al.* 2010]. Les autres simulations, plus récentes, incluent notamment l'injection d'énergie des noyaux actifs de galaxies (AGN pour *active galactic nuclei*). Dans la partie centrale des amas, les points de données se situent à mi-chemin entre les simulations incluant le feedback des AGN, et celles ne l'incluant pas. Au-delà du rayon de viriel, on constate un léger excès de pression dans les données lorsque l'on compare aux simulations, même si

4. Le profil de pression SZ est obtenu en faisant du *stacking* (empilement) sur des amas supposés sphériques.

globalement l'accord est plutôt bon (les points se situent dans les barres d'erreur représentées par les aires colorées). En revanche, l'écart entre les différentes simulations semble indiquer qu'il manque une compréhension précise du comportement du gaz loin de R_{500}, région que l'effet SZ est plus prompt à sonder.

De manière générale, l'analyse Planck confirme le bon accord entre les observations X et SZ concernant les propriétés de l'ICM dans la partie virialisée des amas de galaxies. L'accord est tout aussi bon entre les observations et les modèles théoriques utilisés dans les simulations sur une plus grande gamme de valeurs pour le rayon. Il reste à comprendre le comportement thermodynamique du gaz dans les régions périphériques des amas, où l'équilibre hydrostatique n'est plus assuré et où la pression n'est plus uniquement thermique (probablement à cause de champs magnétiques ou de la présence de rayons cosmiques). Malgré ses imperfections, nous prendrons ce modèle de profil de pression universel pour la suite de notre analyse.

	P_0	c_{500}	γ	α	β
Arnaud 2010 (non-standard)	8.89	1.18	0.308	1.05	5.49
Arnaud 2010 (standard)	8.60	1.16	0.33	1.06	5.48
Planck 2013	6.41	1.81	0.310	1.33	4.13

TABLE 3.1 – Paramètres des profils de pression NFW généralisés obtenu par [Arnaud *et al.* 2010] pour une évolution non-standard et standard, ajustés sur les observations de XMM-Newton ainsi que sur des simulations numériques. Ceux-ci sont comparés aux tout derniers paramètres GNFW mesurés par Planck sur une combinaison des données obtenues à partir des observations X et SZ [Planck Collaboration 2013q].

3.4.3 De la masse X à la vraie masse

Nous allons déterminer maintenant le lien entre la masse déduite des observations en X et la vraie masse, afin d'obtenir une loi d'échelle entre les observables de l'effet SZ, la masse et le redshift. Dans ce but, il reste principalement à faire le lien entre le profil de pression normalisé, la masse, et la quantité Y_X. Par définition de la pression comme $P(r) = n_e(r)T_e(r)$, et sachant que $P_{500} \propto M_{500}^{2/3}$ et $Y_X = M_{gaz}T_X \propto n_e(r)T_X M_{500}$, on peut établir la relation de proportionnalité suivante :

$$\frac{P(r)}{P_{500}} \propto Y_X \left[M_{500}^{\rm HE}\right]^{-5/3}. \tag{3.18}$$

Ainsi, on vérifie bien que lorsque l'on suppose une évolution standard des structures ($Y_X \propto M_{500}^{5/3}$), le profil de pression normalisé est indépendant de la masse dans R_{500}. Une faible dépendance en masse indiquera une déviation par rapport à la self-similarité. La détermination des paramètres du profil GNFW sur les observations X ou SZ permet ainsi de trouver une loi d'échelle reliant l'observable X et l'estimation de la masse en équilibre hydrostatique, en relâchant l'hypothèse de self-similarité :

$$E(z)^{-2/3}Y_X = 10^{\rm A\pm\sigma_A}\left[M_{500}^{\rm HE}\right]^{\rm B\pm\sigma_B} \tag{3.19}$$

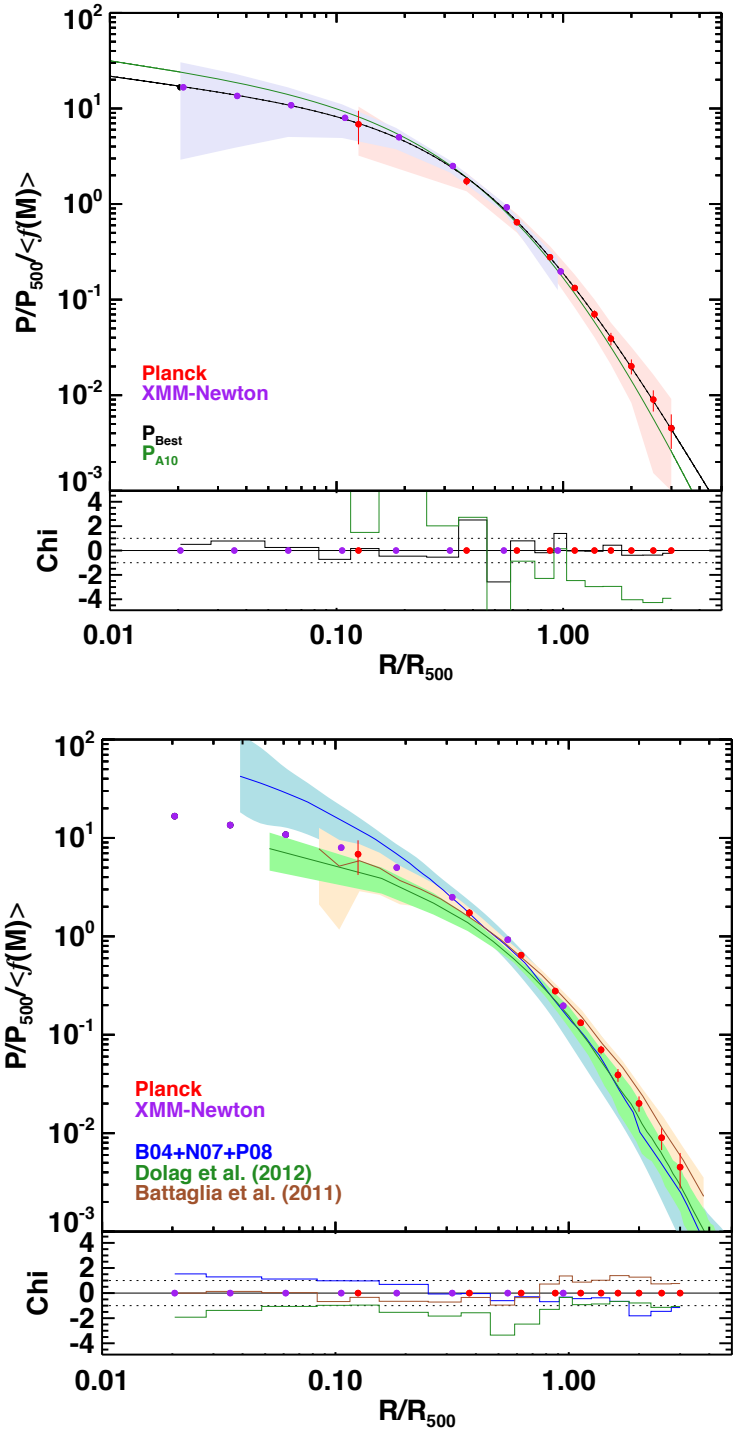


FIGURE 3.4 – Profil radial de pression mesuré par Planck (points rouges), et par XMM-Newton (points violets) sur le même échantillon d'amas. Figure du haut : le meilleur ajustement GNFW obtenu par [Arnaud *et al.* 2010] correspond à la courbe verte, celui de Planck [Planck Collaboration 2013q] en noir. Les dispersions par rapport aux profils SZ et X sont représentées par les aires bleues et rouges respectivement. Figure du bas : les mêmes points de données sont comparés à trois jeux de simulations (bleu, vert et marron) avec les incertitudes représentées par les aires colorées. Dans chaque figure, les panneaux du bas montrent la déviation par rapport au modèle (figure du haut) et aux simulations (figure du bas). Ces figures sont tirées de l'article de Planck [Planck Collaboration 2013q].

où $\sigma_{\rm A}$ et $\sigma_{\rm B}$ représentent les erreurs statistiques sur la normalisation et la pente respectivement. Or, comme l'hypothèse d'équilibre hydrostatique ne se vérifie pas pour tous les amas, il faut rajouter un paramètre dans la loi d'échelle qui relie la masse dite "hydrostatique" à la vraie masse :

$$M_{500}^{\rm HE} = (1-b)M_{500}. \tag{3.20}$$

En réalité, le *biais hydrostatique* b prend en compte tous les possibles biais observationnels qui se produisent dans notre cas (déviations de l'équilibre hydrostatique, effets d'étalonnage des instruments, inhomogénéités de température du gaz d'électrons). Il s'agit donc du biais *moyen* sur la détermination de la vraie masse des amas de galaxies. L'équation 3.19 se ré-écrit :

$$E(z)^{-2/3}Y_X = 10^{{\rm A}\pm\sigma_{\rm A}}\left[(1-b)M_{500}\right]^{{\rm B}\pm\sigma_{\rm B}}. \tag{3.21}$$

Pour étalonner la loi recherchée entre l'observable X et la vraie masse (relation $Y_X - M_{500}$), il est nécessaire de passer par une valeur intermédiaire de la masse appelée *masse proxy*. Celle-ci est calculée de manière itérative à partir des mesures des profils de température et de densité des amas, en prenant le meilleur ajustement de la relation $Y_X - M_{500}^{\rm HE}$. La masse proxy est la quantité notée $M_{500}^{Y_X}$ qui, par définition, suit la loi d'échelle sans dispersion :

$$E(z)^{-2/3}Y_X = 10^{\rm A}\left[M_{500}^{Y_X}\right]^{\rm B} \tag{3.22}$$

et par conséquent, étalonner la relation $Y_X - M_{500}$ revient strictement à étalonner la relation $M_{500}^{Y_X} - M_{500}$ entre la masse proxy et la masse vraie. On en déduit que l'étalonnage à obtenir a pour expression :

$$M_{500}^{Y_X} = 10^{\pm\sigma_{\rm A}/{\rm B}}\left[M_{500}^{\rm HE}\right]^{1\pm\sigma_{\rm B}/{\rm B}} = 10^{\pm\sigma_{\rm A}/{\rm B}}\left[(1-b)M_{500}\right]^{1\pm\sigma_{\rm B}/{\rm B}}. \tag{3.23}$$

En plus du biais sur la masse, on a donc des incertitudes sur la pente et la normalisation de la relation $Y_X - M_{500}$, qui s'ajoute à la dispersion intrinsèque autour de la loi $Y_X - M_{500}^{\rm HE}$.

Dorénavant, il faut appliquer ces lois d'échelle, calculées à partir des observations X, à l'étude des amas de galaxies en tSZ. Pour ce faire, on estime le signal tSZ dans un rayon R autour du pic de l'observation X. Il nous faut définir un nouveau paramètre de Compton Y intégré sur la géométrie de l'amas, que l'on suppose sphérique en bonne approximation :

$$Y_{\rm sph}(R) = \frac{\sigma_T}{m_e c^2}\int_0^R 4\pi P(r) r^2 dr; \tag{3.24}$$

et l'on prendra les conventions suivantes (valables pour le profil standard) :

$$Y \equiv Y_{\rm SZ} = Y_{\rm sph}(5R_{500}) \approx 1.814\ Y_{\rm sph}(R_{500}) \equiv 1.814\ Y_{500}. \tag{3.25}$$

Dans l'analyse cosmologique des amas de galaxies sélectionnés par l'effet SZ dans Planck, sur laquelle je vais revenir longuement plus bas, la loi d'échelle entre l'observable du SZ (Y_{500}) et la masse proxy a été établie sur 71 amas de l'échantillon cosmologique de Planck. Elle s'écrit :

$$E(z)^{-2/3}\left[\frac{D_{\rm A}^2(z)Y_{500}}{10^{-4}{\rm Mpc}^2}\right] = 10^{\alpha\pm\sigma_\alpha}\left[\frac{M_{500}^{Y_X}}{6\times10^{14}M_\odot}\right]^{\beta\pm\sigma_\beta}, \tag{3.26}$$

dépend de la distance de diamètre angulaire $D_{\rm A}(z)$, et est corrigée des incertitudes liées à l'extraction des amas (voir partie 3.5), celles dues au choix de rayon R_{500}, ainsi que du biais de Malmquist. Ce dernier en effet stipule qu'en astronomie observationnelle, on a plus de facilité à détecter les objets intrinsèquement plus brillants, et donc à biaiser la sélection des objets dans un échantillon donné.
Reste maintenant à passer de la masse proxy $M_{500}^{Y_X}$ à la masse vraie M_{500}. Le résultat ne change pas la valeur du meilleur ajustement pour la pente et la normalisation (β et α), mais augmente l'incertitude sur ces deux quantités. A la fin, on obtient la loi d'échelle suivante :

$$\boxed{E(z)^{-2/3}\left[\frac{D_{\rm A}^2(z)}{10^{-4}{\rm Mpc}^2}\right]Y_{500} = 10^{\alpha\pm\sigma'_\alpha}\left[\frac{(1-b)M_{500}}{6\times10^{14}M_\odot}\right]^{\beta\pm\sigma'_\beta}} \tag{3.27}$$

avec, pour les amas Planck [Planck Collaboration 2013m] :

$$\begin{cases} \alpha\pm\sigma'_\alpha = -0.186\pm0.011 & \text{pour la normalisation ;}\\ \beta\pm\sigma'_\beta = 1.79\pm0.06 & \text{pour la pente.}\end{cases}$$

Cette loi permet de relier directement l'observable de l'effet tSZ (le paramètre de Compton intégré Y_{500}) à la masse et au redshift de l'amas ; on l'utilisera dans notre modèle de comptage. On peut par ailleurs noter que le fait de passer de la masse proxy à la masse vraie a doublé l'incertitude sur la normalisation de la loi d'échelle, et l'incertitude sur la pente (sur la dépendance en masse) a augmenté de 40%. Par ailleurs, une autre loi d'échelle utile pour la suite relie la taille angulaire de l'amas dans R_{500} à sa masse inscrite dans le même rayon. Comme $M_{500} = 500\times4\pi\rho_c R_{500}^3/3$ et que $\theta_{500}^{Y_X} = \theta_{500} = R_{500}/D_{\rm A}(z)$, on a finalement [Planck Collaboration 2013m] :

$$E(z)^{2/3}\left[\frac{D_{\rm A}(z)}{500{\rm Mpc}}\right]\theta_{500} = \theta^*\left[\frac{(1-b)M_{500}}{3\times10^{14}M_\odot}\right]^{1/3}; \tag{3.28}$$

avec θ^* une constante à calculer analytiquement.

Afin de compléter ce modèle, qui va nous permettre de connaître la distribution d'amas sur le ciel, il nous faut aussi estimer la valeur que peut prendre le biais sur la masse défini par $(1-b)$. En se basant sur des simulations numériques suffisamment réalistes, on peut tenter de trouver l'erreur faite sur la masse en faisant l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique et en négligeant d'autres effets plus subtils (inhomogénéités de la distribution de température). Le seul problème est

que la valeur obtenue va dépendre également de détails techniques de l'analyse des données, qui va être substantiellement différente de ce que l'on utilise sur simulations. En dénotant *vrai* la quantité simulée et *obs* la quantité observée, on a d'une part

$$M_{500}^{\rm obs} = (1-b) M_{500}^{\rm vrai} \text{ et } R_{500}^{\rm obs} = (1-b)^{1/3} R_{500}^{\rm vrai}; \tag{3.29}$$

mais aussi les lois d'échelle

$$Y(< R_{500}^{\rm vrai}) = A_{\rm vrai} \left[M_{500}^{\rm vrai}\right]^{5/3} \text{ et } Y(< R_{500}^{\rm obs}) = A_{\rm obs} \left[M_{500}^{\rm obs}\right]^{5/3} \tag{3.30}$$

en négligeant la déviation par rapport à la self-similarité. On peut ainsi estimer le biais en faisant le rapport des normalisations :

$$\frac{A_{\rm vrai}}{A_{\rm obs}} \propto (1-b)^{17/12}. \tag{3.31}$$

Pour l'ensemble des jeux de simulations utilisés pour l'analyse Planck, et en prenant la valeur de la masse pivot à $M = 6\times10^{14} M_\odot$, on obtient un biais médian de $(1-b) = 0.81^{+0.16}_{-0.07}$, avec une dispersion assez élevée. Cette valeur est en bon accord avec celle prédite par d'autres auteurs sur des jeux de simulations numériques différents [Kay *et al.* 2012, Nagai *et al.* 2007, Piffaretti et Valdarnini 2008, Rasia *et al.* 2012] et pour les effets de déviations par rapport à l'équilibre hydrostatique uniquement (ils obtiennent un biais hydrostatique entre 10 et 20%). Dans la littérature, on trouve également une estimation de l'ordre de 10 à 15% de la contribution des inhomogénéités de la distribution de température au sein de l'amas [Rasia *et al.* 2012]. Enfin, les différences de calibration entre les satellites Chandra et XMM-Newton donnent lieu à des incertitudes de l'ordre de 5% sur l'estimation de Y_X, ce qui donne 10% quand on propage l'incertitude jusqu'à la masse. On prendra pour l'analyse Planck une valeur pour le biais en masse qui est en bon accord avec tout cela et qui couvre toute notre ignorance de la mesure de la masse des amas, à savoir :

$$\boxed{(1-b) = 0.8^{+0.2}_{-0.1}} \tag{3.32}$$

Pour plus de détails, on consultera l'annexe de l'article de Planck décrivant l'analyse menant aux contraintes cosmologiques qui proviennent des comptages d'amas en redshift [Planck Collaboration 2013m].

3.4.4 Comptages

Nous avons maintenant tous les ingrédients nécessaires pour écrire les comptages d'amas de galaxies attendus sur le ciel. Si on s'intéresse au nombre d'amas N par intervalle de redshift et de masse, alors il faut utiliser la fonction de masse, décrite à la section 2.2.3. Celle-ci donne la relation entre la densité d'amas n et une fonction de $\sigma = \sigma(z, M)$, la variance des fluctuations de densité contenues à l'intérieur d'une

surdensité de masse M à un redshift donné [5]. On peut écrire :

$$\frac{dN}{dz d\ln M} = f(\sigma)\frac{\rho_0}{M}\left|\frac{d\ln\sigma^{-1}}{d\ln M}\right|\frac{dV}{dz} \tag{3.33}$$

où la fonction $f(\sigma)$ vaut

$$f(\sigma) = A\left[\left(\frac{\sigma}{b}\right)^{-a}+1\right]e^{-c/\sigma^2} = \frac{M}{\rho_0}\left(\frac{dN}{dV d\ln\sigma^{-1}}\right). \tag{3.34}$$

L'ajustement des paramètres $\{A,a,b,c\}$ pour un contraste de densité critique $\Delta_c = 500$, se calcule en interpolant entre les valeurs trouvées par Tinker [Tinker *et al.* 2008] (par exemple) pour $200 < \Delta_{\rm moyen} < 3200$. Dans cette publication, c'est le contraste de densité moyen qui est utilisé. En choisissant $\Delta_c = 500$, il faut par conséquent passer de l'un à l'autre en utilisant la relation $\Delta_{\rm moyen} = \Delta_c/\Omega_m(z)$. A un redshift nul et pour $\Omega_m = 0.3$, on trouve $\Delta_{\rm moyen} \approx 1667$ et :

$$\{A,a,b,c\} = \{0.260523, 2.32498, 1.45565, 1.99574\}. \tag{3.35}$$

Les paramètres de la fonction d'ajustement doivent donc être recalculés pour chaque cosmologie et pour chaque valeur de redshift. Dans la pratique, les comptages théoriques obtenus par la fonction de masse de Tinker doivent être corrigés de la *fonction de sélection* de l'instrument, nous permettant de savoir si un amas dans le modèle peut être détecté par l'instrument en question ou non. La fonction de sélection va directement mettre en jeu les observables de l'analyse SZ, dont nous avons établi les lois d'échelle avec la masse dans la partie précédente. Nous verrons comment construire cette quantité dans le cas de Planck. En attendant, on peut obtenir les comptages théoriques en fonction de la masse et du redshift en prenant une cosmologie de concordance $\{\Omega_m = 0.3,\ \Omega_\Lambda = 0.7,\ h = 0.7,\ \sigma_8 = 0.8,\ w = -1\}$.

La fonction de masse obtenue est représentée à la figure 3.5. On voit que pour ce modèle cosmologique plutôt standard, on observe peu d'amas dans un Univers à bas redshift par effet de volume, mais l'on trouve de nombreux amas massifs à des décalages spectraux autour de $z = 0.4$. Enfin, à plus haut redshift, les amas de galaxies n'ont pas encore eu le temps de se former et par conséquent on observe une décroissance drastique du nombre d'amas attendus après $z \approx 0.6$.

Afin d'illustrer la façon dont la fonction de masse dépend des paramètres cosmologiques, j'ai tracé les comptages d'amas en fonction du redshift uniquement, c'est-à-dire en intégrant suivant $d\ln M$ entre 10^{13} et 10^{15} masses solaires, et sur un degré carré (figure 3.6). J'ai également fait varier le modèle de concordance et en particulier trois paramètres qui changent indépendamment les uns des autres. Une variation de $\pm 10\%$ autour de la valeur de concordance pour le paramètre d'équation d'état de l'énergie noire w est représentée par la surface colorée en vert. Une variation d'environ 16% pour Ω_m est illustrée par la surface bleue, et

5. Comme on l'a vu, la variance des fluctuations de densité $\sigma(z,M)$ est aussi l'amplitude du spectre de puissance de la matière. Celle-ci est calculée à partir du spectre $P(k)$ à $z = 0$, puis extrapolée vers un redshift quelconque z à l'aide du *growth factor* $\delta_g(z)$ vu à la section 2.2.1.

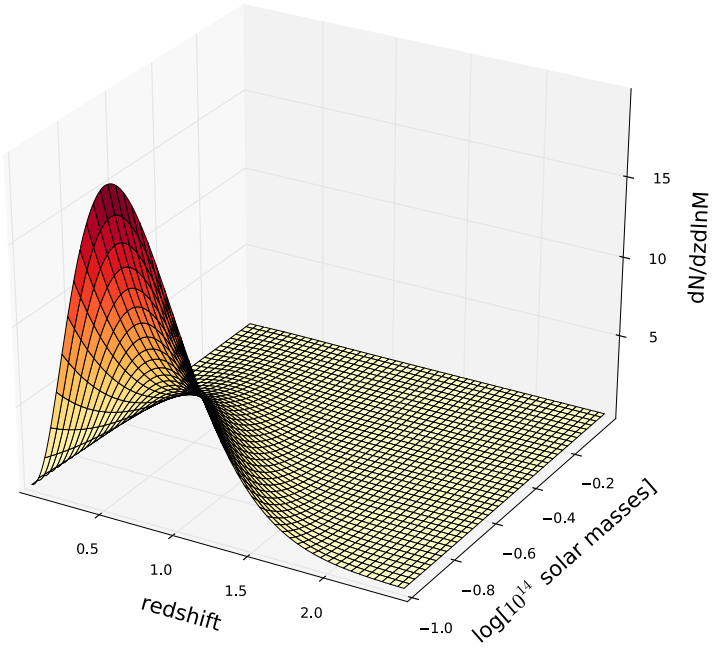


FIGURE 3.5 – Comptages théoriques donnés par la fonction de masse de Tinker, en fonction du redshift et de la masse (exprimée en $10^{14} M_{\odot}$). J'ai choisi de prendre ici le modèle de concordance.

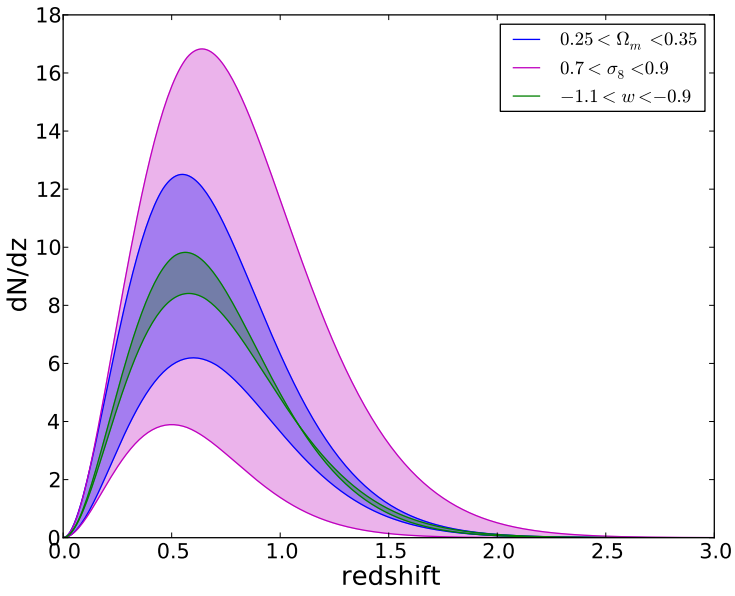


FIGURE 3.6 – Comptages théoriques donnés par la fonction de masse de Tinker et intégrés sur la masse, avec des modèles cosmologiques pour lesquels j'ai fait varier Ω_m, σ_8 et w indépendamment.

enfin une variation de 12.5% en σ_8 est montrée par la surface en violet. On voit que pour un changement du même ordre de grandeur pour les trois paramètres, la variance des fluctuations de densité σ_8 est le paramètre ayant le plus d'impact sur les comptages. En regardant l'équation 3.34 on s'en rend bien compte puisque l'amplitude du spectre de puissance de la matière $P(k)$, directement reliée à σ_8, entre en exponentielle dans l'écriture de la fonction de masse. La quantité de matière (noire et baryonique) Ω_m rentre dans l'expression de la fonction de masse via le paramètre $\rho_0 = \rho_m$ ainsi que dans le calcul du covolume, elle fait donc varier également l'amplitude du spectre de la matière dans une moindre mesure. Enfin, la nature de l'énergie noire représentée par w va agir sur la capacité de la matière à se regrouper en amas, et donc sur les comptages. On constate qu'il sera moins aisé, une fois des barres d'erreur expérimentales ajoutées à cette figure ($\propto \sqrt{N}$), de mettre des contraintes fortes sur w.

Compter le nombre d'amas de galaxies permet de tracer l'histoire de la distribution de matière dans l'Univers. Nous allons donc nous servir de cet outil puissant, en particulier avec l'effet SZ qui permet l'observation d'amas indépendamment du redshift, afin de mettre des contraintes indépendantes sur les paramètres cosmologiques pertinents.

3.4.5 Spectre de puissance angulaire

Outre les comptages des amas de galaxies en SZ, qui doivent être détectés individuellement et à qui on doit attribuer une valeur de redshift grâce aux observations complémentaires à notre disposition et pour lesquels l'information sur la masse est importante, il est possible de s'intéresser à la partie diffuse du signal SZ (ici je ne considère que la distribution thermique d'électrons, donc l'effet SZ thermique car il s'agit de l'effet dominant). En effet, étudier les structures non résolues permet de s'affranchir d'une mesure de la masse, ainsi que des effets de sélection qui peuvent entrer en compte lorsque l'on s'intéresse aux comptages. Grâce au même formalisme que pour l'étude de la statistique à deux points du fond diffus cosmologique, on peut calculer un modèle pour le spectre de puissance angulaire du SZ par décomposition du paramètre Compton y en harmoniques sphériques :

$$y(\hat{n}) = \sum_{\ell=2}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} y_{\ell m} Y_{\ell m}(\hat{n}), \tag{3.36}$$

puis en moyennant sur plusieurs réalisations, obtenir l'information statistique du signal (qui n'est pas complète puisque la statistique n'est pas gaussienne ici)

$$\langle y_{\ell m} y^*_{\ell' m'} \rangle = C_\ell^{\mathrm{SZ}} \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} \tag{3.37}$$

et trouver un estimateur statistique qui tient compte du fait que nous n'observons le signal SZ que pour une seule réalisation :

$$\hat{C}_\ell^{\mathrm{SZ}} = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |y_{\ell m}|^2. \tag{3.38}$$

Les coefficients de la décomposition en harmoniques sphériques $y_{\ell m}$ sont les stricts équivalents des $a_{\ell m}$ du CMB.

Dans le formalisme du halo, qui fait l'objet d'une très bonne revue dans [Cooray et Sheth 2002], et en supposant valable l'approximation de Limber [6] [Limber 1953] qui ne s'applique que pour les multipoles $\ell \gtrsim 100$, il est possible de décomposer le spectre de puissance angulaire en deux contributions :

$$C_\ell^{\rm SZ} = C_\ell^{\rm 1halo} + C_\ell^{\rm 2halos}. \tag{3.39}$$

Le premier terme *1halo* représente la corrélation angulaire interne au halo considéré, on l'appelle aussi contribution poissonienne au spectre SZ. Il s'agit du terme dominant et il provient principalement de la population d'amas massifs à bas redshift. Celui-ci a pour expression :

$$C_\ell^{\rm 1halo} = \int_0^{z_{\rm max}} dz \frac{dV}{dz d\Omega} \int_{M_{\rm min}}^{M_{\rm max}} dM \frac{dn(z,M)}{dM} |\tilde{y}_\ell(z,M)|^2 \tag{3.40}$$

et dépend du volume comobile, de la fonction de masse $dn(z,M)/dM$ et de la transformée de Fourier à deux dimensions du profil radial de pression (ou, de manière équivalente, du paramètre Compton) :

$$\tilde{y}_\ell(z,M) = 4\pi D_A(z) \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int_0^\infty P_e(z,M,\theta) \frac{\sin(\ell\theta)}{\ell\theta} \theta^2 d\theta. \tag{3.41}$$

Dans l'équation précédente, $P_e(z,M,\theta)$ correspond à la pression du gaz d'électrons évaluée à un angle θ du centre et pour un amas de masse M à un redshift z. En résumé, le terme de corrélation intra-halo est simplement le carré de la transformée de Fourier du profil de paramètre Compton y, pondéré par la probabilité $n(z,M)dMdV/dzd\Omega$ de trouver un amas de masse M à un redshift z dans l'angle solide $d\Omega$.
Le second terme *2halos* prend en compte la corrélation entre deux halos de matière noire différents :

$$C_\ell^{\rm 2halos} = \int_0^{z_{\rm max}} dz \frac{dV}{dz d\Omega} P(k,z) \left[\int_{M_{\rm min}}^{M_{\rm max}} dM \frac{dn(z,M)}{dM} |\tilde{y}_\ell(z,M)| B(z,M) \right]^2. \tag{3.42}$$

La contribution au spectre de puissance SZ de la corrélation inter-halos dépend directement du spectre de puissance de la matière $P(k,z)$ pour un nombre d'onde k et à un redshift z donné, mais aussi du facteur de biais linéaire $B(z,M)$ entre la fonction de corrélation des amas et celle de la distribution de matière (à ne pas confondre avec le biais sur la masse défini plus haut). Celle-ci apporte de la puissance à bas multipole, mais est sous-dominante par rapport à la contribution poissonienne.

6. Il s'agit d'une approximation puissante qui permet le calcul de la projection d'une fonction de corrélation angulaire entre deux champs aléatoires. Les calculs numériques sont plus simples dans l'approximation de Limber.

On pourra négliger le terme de corrélation inter-halos en bonne approximation pour les multipoles $\ell \gtrsim 300$ (voir un exemple figure 3.7 en bas).
Si l'on regarde la contribution des amas au spectre en fonction de leur redshift et de leur masse (de la même façon que dans [Komatsu et Seljak 2002]), on trouve que :

- les amas à bas redshift et très massifs (autour de $z \sim 0.5$ et $M \sim 10^{15} M_\odot$) contribuent au spectre à $\ell \sim 500$;
- les amas à redshift et masse intermédiaires (autour de $z \sim 1$ et $10^{14} M_\odot < M < 10^{15} M_\odot$) contribuent au spectre à $\ell \sim 3000$;
- les amas à haut redshift et peu massifs (autour de $z \sim 2$ et $M < 10^{14} M_\odot$) contribuent au spectre à $\ell > 5000$.

Nous pouvons noter également que pour le terme *1halo* comme pour le terme *2halos*, il est nécessaire de faire un choix préalable d'un fonction de masse, ainsi que d'un profil de pression. Le spectre SZ, ainsi que l'estimation des paramètres cosmologiques qui peut en être tirée, est par conséquent très dépendant du modèle sous-jacent de physique des amas.

Aux fréquences pour lesquelles le signal SZ est le plus élevé (autour de 130 GHz et 370 GHz), l'émission du fond diffus cosmologique domine à grande échelle et aux échelles intermédiaires ($\ell \lesssim 2000$) par rapport au spectre angulaire du SZ. A plus petite échelle angulaire ($\ell \gtrsim 2000$), l'émission diffuse provenant des sources SZ non résolues commence à être plus importante que celle du CMB. Malheureusement, dans cette région du spectre les sources extra-galactiques contribuent beaucoup, et l'on trouve également des traces de contamination due à la poussière galactique. C'est aussi la région où les effets des lobes instrumentaux et du bruit sont les plus importants. La détection du spectre angulaire de l'effet SZ thermique représente donc un défi. On le voit bien à la figure 3.7 en haut, où sont représentées les composantes majeures de l'émission du ciel (CMB, galaxie, sources extra-galactiques, et SZ), que j'ai produites grâce à une simulation du Planck Sky Model [Delabrouille *et al.* 2013] et pour le cas d'un auto-spectre à 353 GHz (la corrélation du spectre en température à 353 GHz avec lui-même). A bas multipole, l'émission du ciel est dominée par le fond diffus cosmologique et la galaxie, et à plus haut multipole ce sont les sources extra-galactiques qui dominent. Ici aucun effet instrumental n'est présent, et le bruit n'est pas inclus dans la simulation. Le spectre de l'effet SZ est sous-dominant pour toute la gamme de multipole (jusqu'à $\ell \sim 2500$). C'est pourtant cet intervalle en ℓ que l'on devra utiliser pour l'extraction du spectre SZ des simulations.

A la figure 3.7 en bas, je représente le spectre de la composante SZ thermique issue de la même simulation du Planck Sky Model, non intégrée dans une bande de fréquence donnée. Ce spectre est comparé au modèle décrit ci-dessus et calculé à partir des équations précédentes, où l'on voit clairement les différentes contributions des termes poissonien et de corrélation entre sources. La fonction de masse de Tinker [Tinker *et al.* 2008] est choisie dans les deux cas, ainsi que le profil de pression universel obtenu dans [Arnaud *et al.* 2010]. Par ailleurs, il est important

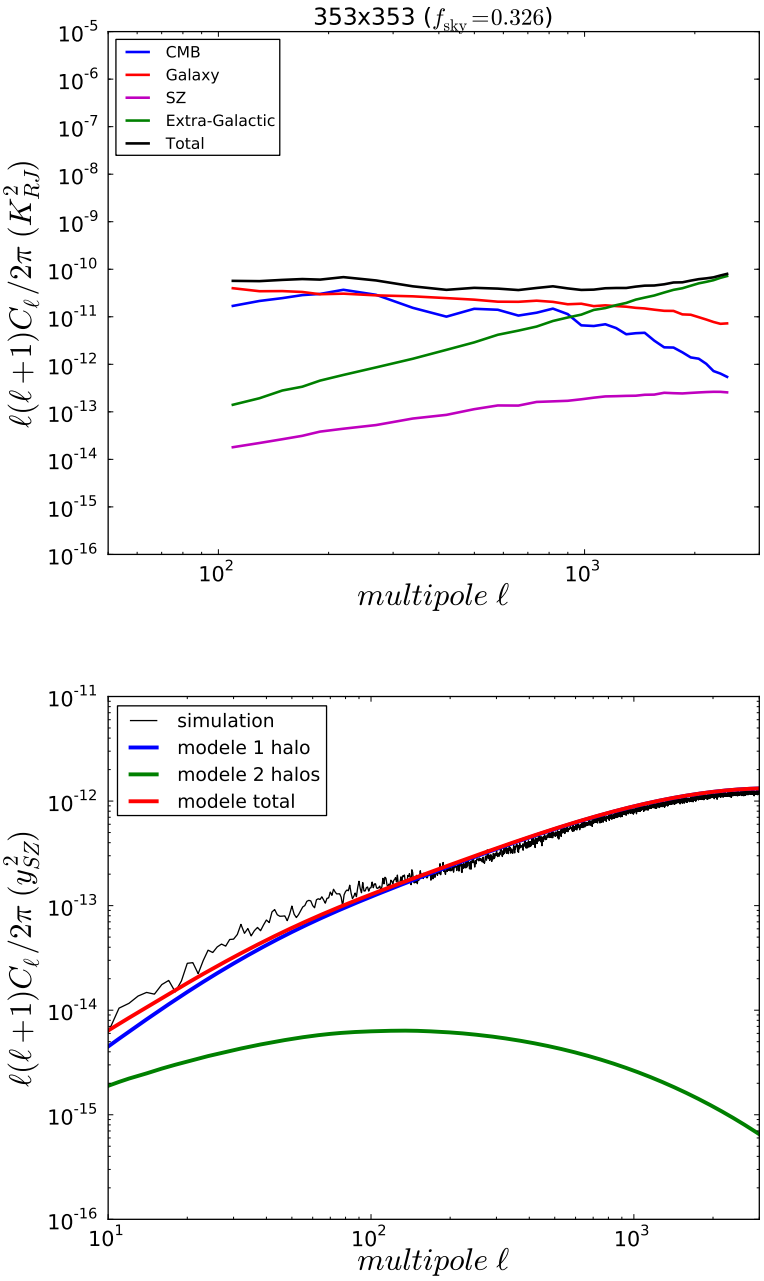


FIGURE 3.7 – Haut : auto-spectre à 353 GHz de composantes provenant d'une simulation masquée du Planck Sky Model à un modèle cosmologique ΛCDM donné (la fraction de ciel restant est de 0.326). On y voit le spectre à cette fréquence du CMB (bleu), de la galaxie (rouge), du SZ (violet), des sources extra-galactiques (vert), ainsi que la somme (noir). Bas : pour la même cosmologie, comparaison entre le spectre de puissance angulaire de l'effet SZ thermique calculé sur une carte de composante issue de la même simulation du Planck Sky Model et celui venant du modèle. Le terme de corrélation inter-halos est représenté en vert, celui de corrélation intra-halo est en bleu. La somme des deux est montrée par la courbe rouge. L'accord est globalement bon sur une large gamme de multipole, sauf à plus grande échelle angulaire à cause de la variance cosmique.

de choisir également la masse limite de la population d'amas dont on souhaite connaître l'émission diffuse, fixée ici à $M_{\rm lim} = 5 \times 10^{13} M_\odot$. Le spectre obtenu sur simulation (en noir) est comparé au modèle du spectre SZ (modèle total, courbe rouge), et on voit que l'accord est globalement bon entre les deux. La déviation entre la simulation et le modèle que l'on constate pour $\ell \lesssim 100$ est due à la variance cosmique du spectre SZ. Cette simulation en particulier contient probablement plus d'amas proches.

3.5 Détecter les amas en SZ

Maintenant que le modèle décrivant la physique des amas est établi, il faut une méthode pour détecter et extraire le catalogue d'amas dans le cadre d'une expérience donnée. Des méthodes existent pour détecter des sources étendues qui sont superposées à un bruit de fond que l'on souhaite retirer. On peut citer par exemple l'algorithme appelé *SExtractor* [Bertin et Arnouts 1996] qui groupe les pixels brillants d'une carte qui se situent au-dessus d'un bruit de fond, estimé par ailleurs. Dans notre cas, avec des observations dans le millimétrique qui font intervenir les anisotropies du fond diffus cosmologique ainsi que l'émission galactique, le bruit de fond est plus difficile à estimer. De plus, il est utile de se servir du comportement spectral bien connu de l'effet SZ des amas de galaxies. Dans ce qui va suivre, nous allons introduire la notion de *filtre adapté*, dont de plus amples détails sont donnés dans [Herranz *et al.* 2002, Melin *et al.* 2006]. Il s'agit du filtrage spatial de données (qui peuvent être un jeu de cartes du ciel observées à différentes fréquences) afin de rendre maximal le rapport signal sur bruit pour une taille de filtrage donnée. Cela requiert une connaissance préalable des caractéristiques spectrales et spatiales du signal. La méthode de filtrage adapté dépend par conséquent du profil radial de pression des amas, ainsi que des caractéristiques spectrales de l'effet SZ. C'est un avantage car l'information utilisée permet l'efficacité de la méthode, mais celle-ci reste dépendante du modèle utilisé.

Le modèle spatial utilisé dans notre cas va représenter le profil moyen de l'émission SZ et s'écrire :

$$T_{\theta_c} = \left\langle \frac{y(\mathbf{x})}{y_0} \right\rangle_c \tag{3.43}$$

où $y(\mathbf{x})$ est le paramètre de Compton estimé à la position $\mathbf{x}$ sur le ciel, y_0 est ce même paramètre pour le centre de l'amas, et la moyenne est réalisée sur un ensemble d'amas de même taille θ_c. Il est nécessaire de décrire la dépendance du paramètre de Compton avec la position $\mathbf{x}$. Pour cela, on utilise le *profil sphérique* β qui a pour expression

$$y(\mathbf{x}) = y_0 \left(1 + \frac{|\mathbf{x}|^2}{\theta_c^2}\right)^{-(3\beta-1)/2} \tag{3.44}$$

avec $\beta = 2/3$ et qui ne dépend que de la taille de l'amas considéré. Ce choix de modèle pour l'évolution spatiale du paramètre de Compton, supposant une symétrie

sphérique de l'amas, va affecter l'efficacité de détection. En effet, dans la réalité les amas ont des morphologies plus complexes, et l'on prendra le profil GNFW lors de l'analyse Planck.
On considère alors que l'écriture mathématique des cartes d'observation peut se faire sous la forme d'un vecteur $\mathbf{M}$ qui contient autant de rangées que de nombre de fréquences utilisées. Les cartes contiennent le signal SZ, ainsi que du bruit instrumental et de la contamination astrophysique (CMB, émission galactique diffuse, sources extra-galactiques) :

$$\mathbf{M}(\mathbf{x}) = y_0 \ \mathbf{g}_\nu \ T_{\theta_c}(\mathbf{x} - \mathbf{x_0}) + \mathbf{N}(\mathbf{x}). \tag{3.45}$$

Le premier terme caractérise l'amplitude du signal de l'effet SZ, où $\mathbf{g}_\nu$ est la fonction spectrale associée, déjà écrite à l'équation 3.1, $\mathbf{x_0}$ est un point arbitraire sur le ciel, et $\mathbf{N(x)}$ représente tout ce qui n'est pas du signal SZ (bruit instrumental et signal astrophysique). La méthode permet de reconstruire une estimation du paramètre de Compton au centre de l'amas :

$$\hat{y}_0 = \int d\mathbf{x}^2 {\psi_{\theta_c}}^{\mathrm{T}}(\mathbf{x} - \mathbf{x_0}).\mathbf{M}(\mathbf{x}). \tag{3.46}$$

avec le symbole T tel que A^{T} représente la matrice transposée de A et ψ_{θ_c} le filtre adapté pour la taille θ_c. L'évaluation du paramètre Compton fonctionne donc en créant une combinaison linéaire des cartes de fréquence, convoluées par un filtre spécifique qui dépend de la taille. Connaissant à la fois la forme spectrale du SZ ainsi que le modèle spatial, l'estimation du paramètre y rend maximal le rapport signal sur bruit à une taille donnée. C'est dans ce sens que le filtrage est *adapté*. De plus, l'estimateur $\hat{y}_0$ est non biaisé, ce qui signifie que lorsqu'on fait la moyenne sur plusieurs réalisations de bruit, $\langle \hat{y}_0 \rangle_c = y_0$.
Le filtre est identifié de manière unique, avec une variance minimale. La variance de la carte filtrée s'écrit :

$$\sigma_{\theta_c} = \left[\int d\mathbf{k}^2 \left(\mathbf{g}_\nu T_{\theta_c}(\mathbf{k})\right)^{\mathrm{T}} \mathcal{P}(\mathbf{k})^{-1} \mathbf{g}_\nu T_{\theta_c}(\mathbf{k}) \right]^{-1/2} \tag{3.47}$$

où $\mathcal{P}(\mathbf{k})$ est la matrice des spectres croisés du bruit tel que

$$\left\langle \mathbf{N}_i(\mathbf{k}) \mathbf{N}_j^*(\mathbf{k}') \right\rangle = \mathcal{P}_{ij}(\mathbf{k}) \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}'). \tag{3.48}$$

Le rapport signal sur bruit est donc directement déterminé par le rapport :

$$q = \frac{\hat{y}_0}{\sigma_{\theta_c}}. \tag{3.49}$$

L'extraction des amas des cartes d'observation se passe ainsi en trois étapes, dont les deux dernières sont répétées jusqu'à un certain seuil en rapport signal sur bruit :

- les cartes en fréquence sont convoluées par N_{θ_c} filtres adaptés de taille θ_c ;
- le *candidat amas* ayant le rapport signal sur bruit q le plus fort est détecté dans une des N_{θ_c} cartes ;

– ce candidat est masqué dans l'ensemble des cartes filtrées et ajouté au catalogue de détections.

En répétant les deux dernières étapes, on s'assure que les amas émettant plus faiblement en SZ soient détectés. De manière plus concrète, deux jeux de cartes sont obtenus après la première étape : le premier jeu va permettre le calcul de l'amplitude du signal SZ, l'autre du rapport signal sur bruit. Ainsi, la taille du filtre adapté correspondant à la carte d'extraction est attribuée au candidat amas, le paramètre de Compton intégré est donné grâce au premier jeu de données pour la même taille de filtre et tel que

$$Y = \hat{y}_0 \int d\mathbf{x}\; T_{\theta_c}(\mathbf{x}), \tag{3.50}$$

puis son niveau de détection est déterminé par le deuxième jeu de données. L'erreur sur le paramètre de Compton intégré Y vient par conséquent à la fois de l'erreur faite sur l'estimation de l'amplitude du signal SZ $\hat{y}_0$, mais aussi de l'erreur sur la taille du candidat amas θ_c. Dans [Melin *et al.* 2006], de nombreux tests sont effectués sur des simulations pour lesquelles les amas ont tous un profil sphérique β mais l'impact, sur l'estimation du flux et de la taille, de morphologies plus complexes est également étudié. En effet, la déviation du profil sphérique β apporte un flux résiduel dans les cartes. Il est montré dans cette publication que l'effet apporte un biais dans la loi d'échelle $Y - M$, biais qui est supprimé lorsque cette relation est calibrée sur des observations externes ou lorsqu'un profil plus réaliste est supposé (le profil GNFW par exemple).

On peut donc avoir confiance en cette méthode pour extraire un catalogue d'amas de galaxies à l'aide d'une expérience multi-fréquences et obtenir des tailles pour les amas ainsi qu'un rapport signal sur bruit. Afin de faire des analyses cosmologiques avec le catalogue obtenu, il faut supposer un profil de pression réaliste ou directement mesuré par Planck. En réalité, l'algorithme d'extraction utilisant le profil GNFW sur les données Planck montre une sur-estimation de la taille, et donc du flux, qui reste à comprendre.

3.6 Principaux résultats expérimentaux hors Planck

La difficulté majeure pour l'analyse cosmologique à l'aide des amas de galaxies est de traiter le problème de l'estimation de leur masse, et en particulier de la relation entre les observables et la masse. Deux approches principales existent : faire un relevé relativement petit d'amas de galaxies avec un suivi très poussé des amas choisis et utiliser des données existantes sur ce petit nombre d'amas afin d'estimer la masse. L'autre façon de faire est d'effectuer de plus grands relevés, mais comme le suivi demanderait trop de temps, l'idée est de contraindre à la fois les paramètres cosmologiques et les paramètres relevant de la loi entre les observables et la masse dans la même analyse. Les deux approches se valent et nous allons en trouver quelques exemples dans les parties qui vont suivre.

3.6.1 South Pole Telescope

Le *South Pole Telescope* (SPT [Carlstrom *et al.* 2011]) est un télescope grégorien de 10 mètres de diamètre situé à 1 kilomètre de distance du pôle sud géographique, à la station de Amundsen-Scott. Doté d'un champ de vue d'un degré carré, il a été pensé afin d'explorer l'astronomie dans le millimétrique sur 2500 degrés carrés sur le ciel au maximum. Situé à 2800 mètres d'altitude, et avec une température très basse, le télescope peut observer un ciel assez peu contaminé par la vapeur d'eau de l'atmosphère. Sa localisation au pôle sud permet d'observer les objets d'intérêt pendant un temps très long, puisque SPT est positionné très près de l'axe de rotation de la Terre. En revanche, sa stratégie de balayage ne permet pas de croiser les observations. Le télescope peut observer à trois fréquences (95 GHz, 150 GHz et 220 GHz), et ainsi tenter de caractériser les anisotropies du fond diffus cosmologique dans le millimétrique, ainsi que l'effet SZ thermique en sondant le maximum et le zéro de l'émission. Pour chacune des trois fréquences, l'instrument observe avec un lobe d'environ 1 minute d'arc (1.6', 1.1' et 1.0' respectivement), échelle angulaire caractéristique des amas de galaxies.

Les premières contraintes utilisant l'effet SZ provenant du *South Pole Telescope* ont été publiées en 2011 avec un catalogue de 18 amas de galaxies détectés sur un échantillon de ciel de 178 degrés carrés [Benson *et al.* 2013] à l'aide de la technique des filtres adaptés (voir section 3.5). En utilisant la même analyse, mais avec 720 degrés carrés sur le ciel observés pendant les hivers australs 2008 et 2009, 224 amas sont détectés dont 100 sont choisis pour effectuer les contraintes sur les paramètres cosmologiques [Reichardt *et al.* 2013].

La fonction de masse de [Tinker *et al.* 2008] est adoptée, avec un contraste de densité critique $\Delta_c = 500$. Afin de mettre des contraintes sur la calibration de la masse en même temps que sur la cosmologie, les comptages d'amas sont calculés en fonction du redshift (20 intervalles logarithmiques entre $z = 0$ et $z = 2.5$), de l'observable Y_X, et d'une quantité ζ représentative de la loi d'échelle entre l'observable SZ et la masse M_{500}, et correspondant au niveau de détection moyen d'un amas (la moyenne étant calculée sur plusieurs réalisations de bruit). De plus, une fonction de sélection en redshift est réalisée à l'aide d'une fonction de type Heaviside centrée sur le redshift d'un amas donné.

La fonction de vraisemblance quant à elle est calculée à partir du formalisme dérivé par [Cash 1979], utilisant la statistique de Poisson [7]. A l'aide d'un code adapté pour la cosmologie qui utilise des Monte-Carlo par chaînes de Markov (CosmoMC [Lewis et Bridle 2002]), les 6 paramètres de base du modèle standard de la cosmologie ΛCDM, et 9 paramètres liés aux lois d'échelle sur la masse peuvent être contraints en fixant la profondeur optique de la réionisation à $\tau = 0.08$ (cette quantité n'est pas bien contrainte par l'analyse des amas de galaxies). L'incertitude sur la mesure des paramètres cosmologiques, comme attendu, est largement dominée

7. Nous reverrons tout cela dans le cadre de l'analyse Planck.

par l'incertitude sur la masse. Les résultats de SPT [8] donnent, pour les paramètres qui nous intéressent dans le cadre de l'étude des amas de galaxies [Reichardt *et al.* 2013]

$$\begin{cases} \sigma_8 = 0.798 \pm 0.017 \text{ (CMB + SZ)}; \\ \Omega_m = 0.255 \pm 0.016 \text{ (CMB + SZ)}; \end{cases}$$

en utilisant une combinaison des contraintes venant à la fois de l'analyse des amas en SZ, et de l'analyse des anisotropies primaires du fond diffus cosmologique (le CMB vu par SPT). Par ailleurs, la vraisemblance provenant des observations du CMB primaire par WMAP 7 ans est également ajoutée. Les barres d'erreur sur σ_8 sont 30% meilleures lorsque l'analyse venant des amas de galaxies en SZ est ajoutée à l'analyse du CMB primaire. Pour le paramètre Ω_m, l'amélioration se porte à près de 40%.

En plus de cela, des déviations du modèle ΛCDM sont testées dans l'étude de SPT. La première extension vise à poser le paramètre d'équation de l'énergie noire w comme constant avec le temps et différent de -1 (*ie* une équation d'état différente de $\rho = -p$, et une énergie noire qui serait autre chose qu'une constante cosmologique). La forme de la fonction de masse et donc les comptages d'amas seront affectés par une modification de w à travers l'histoire de l'expansion de l'Univers. L'étude de SPT apporte une mesure de $w = -1.01 \pm 0.058$ en combinant leurs données du CMB primaire, des amas SZ, ainsi que celles provenant des oscillations acoustiques des baryons (BAO [Percival *et al.* 2010]), de la mesure de la constante de Hubble H_0 [Riess *et al.* 2011] et des supernovae [Amanullah *et al.* 2010] (SPT+BAO+SN+H_0). Le résultat montre que le modèle ΛCDM avec constante cosmologique ($w = -1$) est parfaitement compatible avec l'observation. Ici encore, la barre d'erreur est 20% plus petite en additionnant les contraintes venant des grandes structures.

L'autre déviation du modèle standard testée ici suppose la présence de neutrinos massifs dans l'Univers. En effet, ceux-ci auraient tendance à diluer la formation des structures, à modifier la position du pic du spectre de puissance de la matière, ainsi qu'à agir sur son amortissement. Toujours en combinant une vraisemblance du type SPT+BAO+H_0, l'analyse montre une limite supérieure pour la somme des masses des neutrinos massifs de $\sum m_\nu < 0.38$ eV (limite à 95% de confiance), une amélioration de 14% environ par rapport à la limite supérieure donnée par l'étude des anisotropies primaires du fond diffus uniquement. Il existe même une légère préférence des données pour une masse totale des neutrinos non nulle, avec $\sum m_\nu = 0.17 \pm 0.13$ eV, mais celle-ci n'est pas statistiquement significative.

Les deux approches étant dégénérées dans le cas des amas, chaque extension du modèle standard de la cosmologie est exécutée indépendamment de l'autre.

8. Si rien n'est précisé dans le texte, les résultats sont donnés avec des barres d'erreur à 68% de niveau de confiance.

Avec un catalogue encore plus complet (la couverture totale de SPT est de 2500 degrés carrés, soit 6% du ciel environ) et avec le but d'obtenir une calibration de la masse des amas meilleure que 5% (à l'aide d'observations en X par le satellite Chandra), on peut s'attendre à de solides contraintes cosmologiques à venir par les analyses CMB primaire et SZ du *South Pole Telescope*.

3.6.2 Atacama Cosmology Telescope

Situé dans la partie nord du Chili dans le désert d'Atacama à 5200 mètres d'altitude, l'*Atacama Cosmology Telescope* (ACT [Kosowsky 2003]) est un télescope de 6 mètres de diamètre observant l'équateur céleste. Son plan focal est sensible à trois fréquences (148, 218 et 277 GHz) avec une résolution de l'ordre de la minute d'arc (respectivement 1.37', 1.00' et 0.87' pour les lobes moyens), ce qui est comparable à SPT. Pendant les saisons 2009 et 2010, ACT observa le ciel sur une couverture de 504 degrés carrés, dont 270 sont également recouverts par les observations profondes du *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), et plus spécifiquement sa région S82. Ainsi, il est possible de faire une confirmation dans le domaine de l'optique des amas de galaxies détectés par effet SZ, mais aussi de déterminer le redshift par spectroscopie pour une majorité d'entre eux. Les amas n'ayant pas de redshift spectroscopique se voient attribués un redshift photométrique. De plus, les données dans le domaine des X obtenues par le satellite ROSAT permettent de déterminer l'observable Y_X des amas trouvés par ACT. Au total, 68 amas de galaxies font partie du catalogue SZ de l'expérience ACT, dont 19 sont de nouveaux amas. Pour effectuer les contraintes cosmologiques, 15 amas parmi les 68 sont utilisés.

Afin de calculer les comptages d'amas de galaxies, nous avons vu qu'il est nécessaire de définir un modèle de profil radial de pression du gaz d'électrons constituant le milieu intra-amas, et de mettre en place des lois d'échelle reliant la masse aux observables. Le profil de pression universel (UPP), tel que défini dans ce document et par [Arnaud *et al.* 2010], est choisi comme point de départ de l'analyse ACT [Hasselfield *et al.* 2013]. Comme nous l'avons vu plus haut, pour ce modèle la forme du profil dépend de la masse et a été calibrée sur les observations d'amas proches dans le domaine des X. L'accent est mis sur l'impact de certaines déviations par rapport au profil de pression universel sur les paramètres cosmologiques, en se basant sur des profils de pression estimés par des simulations numériques. C'est en cela que l'analyse diffère de celle de SPT, pour laquelle la calibration de la masse à partir du profil de pression universel est marginalisée dans l'étude cosmologique.
Les amas de galaxies sont détectés grâce à un jeu de filtres adaptés dont le modèle spatial est directement basé sur le profil de pression universel, et pour des tailles de filtre allant de 1.18' à 27'. Une fois les sources extra-galactiques brillantes masquées et un catalogue de candidats créé à partir des cartes de bruit dérivant des filtres adaptés (ici la limite en signal sur bruit est prise à 4 pour le catalogue plus large,

5 pour l'échantillon cosmologique), les lois d'échelle, la masse des amas ainsi que les paramètres cosmologiques ne sont évalués que pour une taille de filtre $\theta_c = 5.9'$. La taille des autres amas est évaluée à partir de la première en se servant de la loi d'évolution de la taille d'un amas avec son redshift et sa masse (équation 3.28). D'après les arguments avancés par ACT [Hasselfield *et al.* 2013], n'utiliser qu'une seule taille de filtre permet notamment de faciliter la comparaison entre les différentes observations. De plus, tous les effets de distance de diamètre angulaire, de lobes instrumentaux et de filtrage des données sont exprimés uniquement en terme de taille angulaire des amas. Le modèle ainsi défini, appelé *Profile Based Amplitude Analysis*, permet de trouver une estimation du paramètre de Compton basée sur une étude non-relativiste uniquement et qui donne l'équivalent de l'équation 3.27 :

$$E(z)^{-2}\hat{y}_0 = 10^{A+A_0} m^{1+B+B_0} Q(z, M, \theta), \tag{3.51}$$

avec

$$Q(z, M, \theta_{500}) = Q\left[\left(\frac{1+z}{1.5}\right)^{C} \frac{\theta_{500}}{m^{C_0}}\right], \tag{3.52}$$

fonction permettant le calcul de la taille d'un amas quelconque connaissant sa taille dans le filtre $\psi_{5.9'}$, et en définissant $m = M/M_{\rm pivot}$. Avec cette écriture, les paramètres de lois d'échelle des amas de galaxies sont vérifiés grâce à la mesure de $\hat{y}_0$, de la masse m et du redshift z. Ainsi, on peut fixer les paramètres A_0, B_0 et C_0 comme correspondant à ceux du profil de pression universel, et par conséquent pour ce même profil il est nécessaire que $A = B = C = 0$. Trois types de lois d'échelle sont mises à l'épreuve ici en se basant sur les mêmes simulations à N-corps. Celles-ci modélisent l'évolution du milieu intra-amas en équilibre hydrostatique, calibrée sur des observations en X ou en optique, avec des halos de matière noire virialisés qui sont détectés par un algorithme adapté. On a :

- les lois d'échelle dérivant directement du jeu de simulations décrit ci-dessus (B12) ;
- les lois d'échelle dérivant des mêmes simulations, mais en supposant que 20% de la pression hydrostatique ne provient pas de processus thermiques, donc moins de signal SZ est attendu (NT) ;
- les lois d'échelle dérivant d'une mesure de *masse dynamique*, estimée à l'aide de la dispersion de vitesse des amas (Dyn).

Dans un premier temps, le modèle standard cosmologique ΛCDM est adopté. Les résultats obtenus avec les différentes lois d'échelle (UPP, B12, NT et Dyn), ainsi qu'en combinant les vraisemblances SZ et CMB primaire de WMAP 7 ans montrent que :

$$\begin{cases} \Omega_m = 0.250 \pm 0.012 & \sigma_8 = 0.786 \pm 0.013 & (\Lambda\text{CDM+UPP}); \\ \Omega_m = 0.285 \pm 0.014 & \sigma_8 = 0.824 \pm 0.014 & (\Lambda\text{CDM+B12}); \\ \Omega_m = 0.303 \pm 0.016 & \sigma_8 = 0.839 \pm 0.014 & (\Lambda\text{CDM+NT}); \\ \Omega_m = 0.292 \pm 0.025 & \sigma_8 = 0.829 \pm 0.024 & (\Lambda\text{CDM+Dyn}); \end{cases}$$

On voit bien que selon le choix de calcul des lois d'échelle, donc selon la physique en jeu dans le milieu intra-amas, les contraintes sur les paramètres pertinents pour

l'analyse des grandes structures varient significativement. ACT trouve une sous-estimation des deux paramètres Ω_m et σ_8 lorsque le profil de pression universel est utilisé. La calibration de la masse des amas, comme dans SPT, est le facteur limitant de l'analyse.
ACT envisage également deux possibilités d'aller au-delà de ce modèle en faisant varier le paramètre d'équation d'état de l'énergie noire w (wCDM, en ajoutant les données venant des supernovae [Amanullah *et al.* 2010]), puis la somme des masses des neutrinos $\sum m_\nu$ (νCDM, en ajoutant les contraintes BAO [Percival *et al.* 2010] et sur la mesure de H_0 [Riess *et al.* 2011]). Les contraintes obtenues avec la loi d'échelle construite à partir de la mesure dynamique de la masse, ainsi qu'en combinant les vraisemblances SZ et CMB primaire de WMAP 7 ans sont :

$$\begin{cases} w = -1.011 \pm 0.052 & (w\text{CDM+Dyn}); \\ \sum m_\nu < 0.29 & (\nu\text{CDM+Dyn}). \end{cases}$$

L'ensemble de ces résultats sont en très bon accord avec l'analyse SPT notamment si le profil de pression universel est choisi pour calculer les lois d'échelle. Nous allons voir dans la partie suivante comment cela se compare aux contraintes cosmologiques venant des analyses optiques et dans les X, puis comment l'ensemble de ces mesures se comparent entre elles pour mesurer Ω_m et σ_8 notamment.

3.6.3 Résultats hors SZ et récapitulatif

Pour compléter cette revue des principaux résultats cosmologiques obtenus par analyse des amas de galaxies, il faut noter les récentes contraintes obtenues dans le domaine des X [Vikhlinin *et al.* 2009]. Les observations du satellite Chandra des amas de galaxies détectés ultérieurement en X par ROSAT ont permis de construire deux catalogues distincts. Le premier à bas redshift ($z < 0.15$) contient 49 amas détectés sur tout le ciel, et le deuxième à plus haut redshift ($z > 0.35$) en contient 37. Ces derniers ne sont observés que sur une portion de ciel de 400 degrés carrés. L'analyse cosmologique, basée sur l'évolution avec les paramètres cosmologiques de la fonction de masse de Tinker [Tinker *et al.* 2008], est sujette aux incertitudes liées à la calibration de la masse (ici réalisée à partir de la température T_X). Leur estimation de la masse, supposant l'équilibre hydrostatique du gaz d'électrons au sein de l'amas, est comparée à celle obtenue par effet de lentille gravitationnelle dans une analyse portant sur les mêmes amas que ceux de l'échantillon X. En effet, la masse mesurée par effet de lentille est moins soumise aux complexités de la physique du milieu intra-amas dans R_{500}. Une deuxième incertitude vient de la possibilité de déviations par rapport à l'évolution standard de la relation $T_X - M$. Au total, ces deux incertitudes sont estimées à 9% et 6% pour $z < 0.5$. Avec le catalogue complet contenant 86 amas au total, les paramètres sont donnés par :

$$\begin{cases} \sigma_8 = 0.803 \pm 0.011; \\ \Omega_m = 0.255 \pm 0.043; \end{cases}$$

où les barres d'erreurs données ne correspondent qu'à des erreurs statistiques. De la même façon que pour les analyses SZ, les extensions par rapport aux 6 paramètres

du modèle standard sont explorées. Les auteurs étudient le cas d'un modèle cosmologique avec un Univers non plat, ce qui permet de mettre des contraintes sur la densité d'énergie de la constante cosmologique. Les résultats basés sur l'analyse en X des amas de galaxies uniquement, et donc sur la forme de la fonction de masse, montrent qu'avec un niveau de confiance de 5 déviations standard le paramètre Ω_Λ est non nul. Dans une autre étude, le paramètre d'équation d'état de l'énergie noire peut varier, et par conséquent ce sont les modèles sans constante cosmologique qui sont testés ici. L'analyse obtient $w = -1.14 \pm 0.21$ avec les amas de galaxies seulement puis $w = -0.991 \pm 0.045$ si les vraisemblances de WMAP (CMB primaire), des oscillations acoustiques des baryons (BAO) et des supernovae sont rajoutées. De plus, les barres d'erreur diminuent d'un facteur 2 par rapport au cas où les amas de galaxies ne sont pas inclus dans l'analyse. Comme on l'a vu, si l'on donne une masse aux neutrinos qui se propagent dans l'Univers entre la surface de dernière diffusion et l'observation, moins de structures se forment et on peut mesurer cet effet avec les amas de galaxies. Dans ce travail avec les X, le résultat donne $\sum m_\nu < 0.33$ eV, soit $\sum m_\nu = 0.10 \pm 0.12$ eV quand tous les jeux de données sont combinés (WMAP+amas+BAO+SNe). Ces contraintes sont aussi en bon accord avec les analyses SZ présentées plus haut, et confortent le modèle avec constante cosmologique ΛCDM.

Les paramètres cosmologiques peuvent également être mesurés par l'analyse des amas de galaxies dans le domaine optique. Nous nous concentrerons ici sur les résultats obtenus avec le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) [Rozo *et al.* 2010]. L'idée ici est de mettre des contraintes à la fois sur la cosmologie et sur la relation entre la masse des amas et les observables, sans connaissance *a priori* sur la forme que prend cette relation. Dans le cas de cette analyse l'observable est la *richesse* N_{200}, c'est-à-dire le nombre de galaxies dans les amas à l'intérieur d'un rayon R_{200}. Le grand relevé de 7400 degrés carrés réalisé par SDSS est utilisé et permet d'observer environ 14000 amas de galaxies (échantillon maxBCG), dont les redshifts sont mesurés par photométrie entre $z = 0.1$ et $z = 0.3$. La population d'amas qui va servir à l'analyse cosmologique se situe à plus bas redshift que toutes les autres présentées ci-dessus. Cela est spécifique à l'observation en optique, beaucoup plus limitée par la distance à laquelle se trouve l'objet d'intérêt. Les comptages d'amas sont calculés en fonction de la richesse optique, et le modèle trouve naturellement une diminution monotone du nombre d'amas avec la richesse. La mesure de la masse en fonction de la richesse est effectuée indépendamment par une analyse se servant de l'effet de lentille gravitationnelle. Plus précisément, toutes les paires amas-galaxies dans un intervalle de richesse donné sont considérées comme servant de lentille à une source éloignée. Pour un amas isolé l'effet est relativement faible, mais le fait de pouvoir moyenner dans un intervalle de richesse augmente le rapport signal sur bruit et permet une mesure de la masse par effet de lentille. La cosmologie est donc contrainte en même temps que la relation observable-masse (ici la loi richesse optique-masse $N_{200} - M$) grâce à un modèle contenant 6 paramètres : σ_8, Ω_m, deux lois richesse-masse évaluées pour deux valeurs de masse différentes, un

paramètre représentant la dispersion autour de ces relations, ainsi qu'un biais sur la masse. Ce biais β, similaire à celui que nous avons présenté dans la partie 3.4.4, est l'incertitude sur la mesure de la masse par effet de lentille ($M_{\rm obs} = \beta M_{\rm vrai}$ donc $\beta \Leftrightarrow 1 - b$). En combinant la vraisemblance provenant des amas de galaxies seulement avec celle provenant du CMB primaire (WMAP 5 ans), les auteurs obtiennent [Rozo *et al.* 2010] :

$$\begin{cases} \sigma_8 = 0.807 \pm 0.020; \\ \Omega_m = 0.269 \pm 0.018; \end{cases}$$

Leur étude montre également que le paramètre σ_8 correspondant à la variance des fluctuations de densité de matière est celui qui est le plus dégénéré avec la relation $N_{200} - M$. C'est une constatation que nous serons amenés à faire pour l'analyse Planck, avec une autre observable. La contrainte mise sur ces paramètres souffre de deux incertitudes systématiques principales. Avec un peu moins de 14000 amas au total, l'échantillon peut présenter des fausses détections, c'est-à-dire que certains éléments du catalogue ne sont peut-être pas de vrais amas. D'après leur analyse, une incertitude de l'ordre de 5% sur la *pureté* de l'échantillon cosmologique se propage jusqu'aux paramètres et implique une différence de 10% dans leur mesure. La deuxième systématique, semblable à toutes les autres analyses, concerne l'incertitude sur la mesure de la masse par effet de lentille. Comme le biais β prend cela en compte, l'effet d'un doublement du *prior* gaussien sur ce paramètre est testé : les barres d'erreur sont 36% plus grandes en ne considérant que les amas seuls, et de 15% si l'on ajoute la vraisemblance du CMB primaire. Il s'agit encore une fois d'une incertitude non négligeable.

En ouvrant le modèle à la possibilité de varier w, l'analyse optique trouve $w = -0.989 \pm 0.053$ en combinant les amas de galaxies, le CMB primaire, les BAO et les supernovae. Les contraintes sur w sont 21% meilleures avec les amas que sans, et sont même 84% meilleures que si l'on ne considère que le CMB primaire. Afin d'améliorer ce type d'analyse, il est nécessaire de rendre meilleure la connaissance du biais sur la masse mesurée par effet de lentille, ainsi que la connaissance de la dispersion de la relation $N_{200} - M$. Si l'on divise par 6 la barre d'erreur sur le biais en masse et par 3 l'erreur sur la dispersion, les contraintes peuvent être améliorées de 50%. Si seulement l'un des deux objectifs est atteint, les barres d'erreur diminuent par conséquent de 25%. Pour réaliser cela, il est nécessaire d'intensifier le suivi spectroscopique et en X des amas de galaxies. En tous les cas, les résultats obtenus grâce à l'analyse en optique montrent des contraintes en très bon accord avec celles obtenues dans le domaine des X et en SZ. Cela n'était pas évident au départ car les analyses sont radicalement différentes et sujettes à des systématiques qui ne sont pas semblables. Il est donc démontré que l'étude des amas de galaxies permet de faire de la cosmologie de précision.

La figure 3.8 récapitule toutes les contraintes cosmologiques obtenues avec les amas de galaxies décrites dans cette partie. En bleu on retrouve les résultats du *South Pole Telescope*, où les points de mesures représentés par un carré concernent les contraintes venant du CMB primaire uniquement, et par un rond celles qui ad-

ditionnent CMB primaire et effet SZ des amas. En rouge nous avons les différentes mesures obtenues par ACT, où l'on a le même code pour les points, avec les points ronds représentant les contraintes utilisant les lois d'échelle dérivant du profil de pression universel. On trouve en plus les points relatifs aux lois d'échelle calculées sur simulation (pentagone), en rajoutant une part de pression non-thermique (triangle bas) et en considérant des mesures dynamiques de masses (losange). Quant à elles, les mesures dans le domaine des X sont en vert et celles détectant les amas en optique en violet. Pour ces deux dernières, seule la contrainte obtenue en combinant CMB primaire, et analyse des amas, est représentée. Si l'on s'intéresse au paramètre d'équation d'état de l'énergie noire w pour ACT, seul le point de mesure des masses dynamiques est disponible. De plus, les vraisemblances externes provenant des oscillations acoustiques des baryons, de la mesure de H_0 et des supernovae sont utilisées. Enfin, les limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la masse des neutrinos sont également montrées (la longueur des flèches ne véhicule aucune information). Pour ce paramètre, non contraint dans l'analyse optique, seule la mesure combinant amas de galaxies et CMB primaire (flèche épaisse) est disponible dans l'analyse X. Là aussi les vraisemblances externes sont rajoutées.

A travers cette figure, on constate que l'accord entre les expériences est assez frappant. Concernant ACT et SPT, l'objet d'étude est le même (l'effet SZ des amas), mais la philosophie de l'analyse est différente. On voit par ailleurs très bien que lorsque l'on s'écarte du profil de pression universel, l'accord se dégrade un peu dans les contraintes sur Ω_m et σ_8 et on voit apparaître une tension à plus d'une déviation standard. Nous reviendrons en détail sur ces considérations. Le paramètre w est assez bien contraint lorsque les vraisemblances venant des supernovae sont ajoutées. Le fait que celles-ci représentent des chandelles standard permettant de calibrer la mesure de la distance leur confère un grand pouvoir pour tester la nature de l'énergie noire.

Toutes les observations utilisant les grandes structures restent compatibles avec un modèle cosmologique avec énergie noire sous forme d'une constante cosmologique et comportant de la matière noire froide. Enfin, les expériences utilisant les amas de galaxies peuvent de mieux en mieux évaluer l'impact des neutrinos massifs et ainsi voir diminuer la limite supérieure associée. Nous verrons dans les parties suivantes comment tous ces résultats se comparent avec l'analyse du satellite Planck que j'ai effectuée.

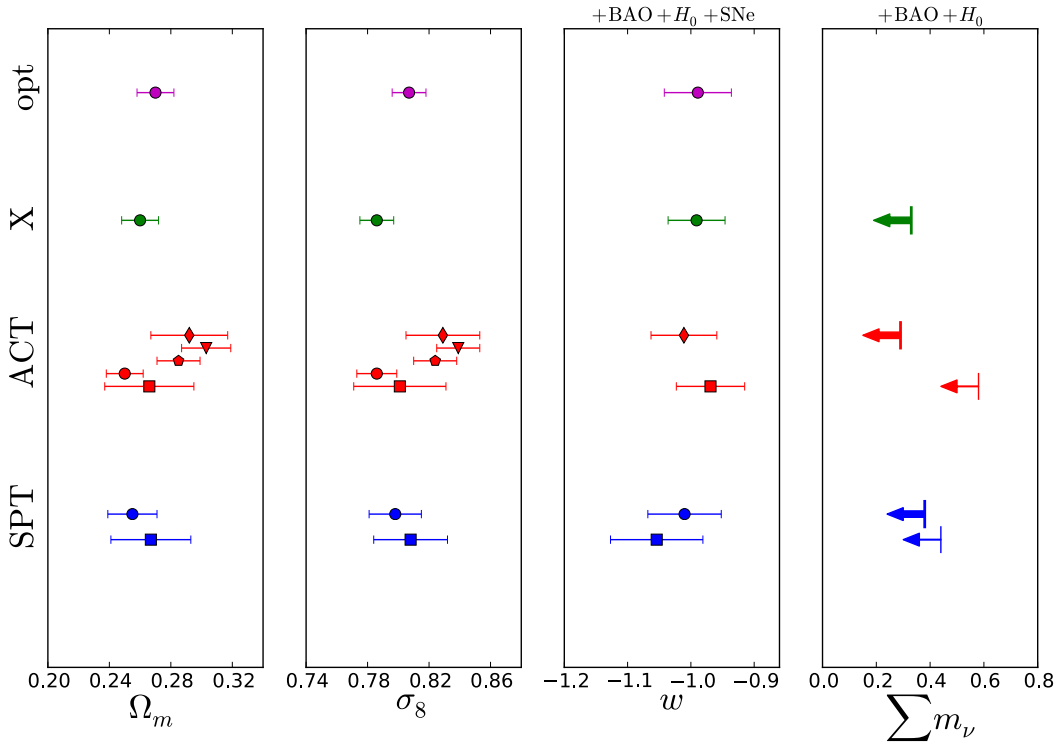


FIGURE 3.8 – Contraintes obtenues par SPT [Reichardt *et al.* 2013] (bleu) et ACT [Hasselfield *et al.* 2013] (rouge) en SZ, dans les X [Vikhlinin *et al.* 2009] (vert) et en optique [Rozo *et al.* 2010] (violet). Les résultats n'utilisant que la vraisemblance provenant du CMB primaire sont représentés par des carrés. Ceux utilisant en plus les amas de galaxies sont montrés par des ronds. Dans le cas particulier d'ACT, différentes lois d'échelle sont utilisées. Quand il s'agit de celles dérivant du profil de pression universel, les mesures sont représentées par des ronds. Lorsqu'il s'agit des lois d'échelle calculées sur simulations, ce sont des pentagones. Le triangle vers le bas symbolise l'apport de pression non-thermique dans les simulations, et enfin le losange représente les résultats utilisant les masses mesurées grâce à la dispersion des vitesses des amas. Les flèches épaisses correspondent à la situation pour laquelle l'analyse des amas est ajoutée à l'analyse du CMB primaire.

Chapitre 4

Mission Planck et résultats de l'analyse CMB

Sommaire

4.1 La mission Planck 92
4.1.1 Objectifs scientifiques 92
4.1.2 Les instruments et le système optique 94
4.1.3 Stratégie de balayage 96
4.2 Premiers résultats de Planck avec le CMB primaire 98
4.2.1 Spectre de puissance et vraisemblance 98
4.2.2 Contraintes sur le modèle ΛCDM 101
4.2.3 Extensions du modèle ΛCDM 103
4.2.4 Effet de lentille 104
4.2.5 Modes tenseurs et inflation 104

"Il suivait son idée. C'était une idée fixe, et il était surpris de ne pas avancer."
Jacques Prévert

Mon travail de thèse s'est effectué au sein de la collaboration Planck. Ce qui est devenu la mission Planck fut en premier lieu imaginé comme deux missions séparées, *COBRAS* et *SAMBA*, et ce dès 1993. Les deux instruments furent réunis en un seul, puis le nom de Planck fut adopté en 1996. Les deux missions imaginées au départ donnèrent lieu aux instruments à basse et haute fréquence de Planck (voir figure 4.1). Par la suite, la phase de construction dura approximativement de 1996 à 2007 et après de nombreux tests au sol, il ne resta plus qu'à préparer le vol au sein du lanceur d'Ariane 5. Planck partit donc de Kourou le 14 mai 2009 dans la coiffe d'Ariane 5, juste en-dessous du satellite Herschel, afin d'atteindre le point de Lagrange L2 et son orbite finale en juillet. Le satellite put ainsi observer le ciel complet pendant presque deux fois le temps de mission nominal. Dans cette partie, nous décrirons plus en détail la mission Planck, puis verrons dans le chapitre suivant comment les amas de galaxies observés en SZ par le satellite permettent de contraindre la cosmologie. Les résultats obtenus par Planck avec le CMB primaire seront également abordés, et nous découvrirons que les deux analyses ne sont pas en accord parfait, ce qui sera expliqué et analysé. En attendant, ce chapitre se concentrera uniquement sur les résultats publiés en 2013 obtenus avec les anisotropies primaires du CMB.

4.1 La mission Planck

Ici nous allons voir quels objectifs cosmologiques ont motivé l'établissement de la mission Planck, quelle stratégie d'observation fut adoptée, quels instruments et quel type de détecteurs ont été installés à bord afin de parvenir aux objectifs fixés.

4.1.1 Objectifs scientifiques

Après la découverte, puis la mesure des anisotropies primaires du fond diffus cosmologique par COBE et WMAP, Planck a été pensé afin d'obtenir un spectre du CMB uniquement limité par la variance cosmique à grande échelle, et par les émissions astrophysiques à petite échelle. Dit autrement, le bruit instrumental de Planck doit être inférieur aux niveaux des émissions diffuses de la galaxie et des sources extra-galactiques. Ainsi, l'objectif principal est de déterminer les paramètres du modèle standard de la cosmologie ainsi que ses extensions par l'étude de la température du CMB. De plus, Planck est sensible à la polarisation des photons du fond diffus cosmologique grâce à la technologie des détecteurs embarqués (nous verrons les détails dans la partie suivante). En effet, l'étude de la polarisation par Planck peut permettre de mettre des contraintes sur la proportion de modes tenseurs générés par les ondes gravitationnelles primordiales. On peut également rajouter que l'étude de la corrélation croisée entre la température et la polarisation (les spectres TE et EE notamment) sont moins sensibles à la contamination des avants-plans galactiques que la température seule. Ces spectres croisés constituent donc une sonde cosmologique intéressante.

Comme nous l'avons déjà expliqué plus haut, le CMB est suffisamment homogène pour être bien décrit par un champ aléatoire gaussien. Cependant, la réalité est légèrement différente et l'on peut s'attendre à observer avec Planck des déviations par rapport à la "gaussianité" du CMB. Premièrement, les sources extra-galactiques constituent une source de *non-gaussianités* car la statistique à deux points des déviations de température n'est pas gaussienne comme pour le CMB. Mais Planck a été imaginé également pour placer des contraintes sur le niveau de non-gaussianités primordiales à travers le paramètre f_{NL}. Celles-ci sont obtenues en étudiant la statistique à trois points (le bispectre) du fond diffus cosmologique, qui doit être nulle si celui-ci suit parfaitement la loi gaussienne. L'étude des non-gaussianités par Planck permet de mettre des contraintes sur les modèles d'inflation, supposés générer divers types de non-gaussianités.

La mission Planck permet également la détermination de l'effet de lentille sur le fond diffus cosmologique. En estimant une carte de potentiel gravitationnel à partir des observations de Planck en traçant la matière, on peut arriver à dé-lentiller la carte (et donc le spectre) du CMB. L'étude de l'effet de lentille permet notamment de briser la dégénérescence entre la profondeur optique à la réionisation τ et l'amplitude du spectre A_{s}, mais aussi d'améliorer les contraintes sur le paramètre de courbure.

Enfin, grâce aux 9 fréquences avec lesquelles Planck observe le ciel, le satellite est l'instrument actuel le plus capable de capturer toute la complexité des émissions

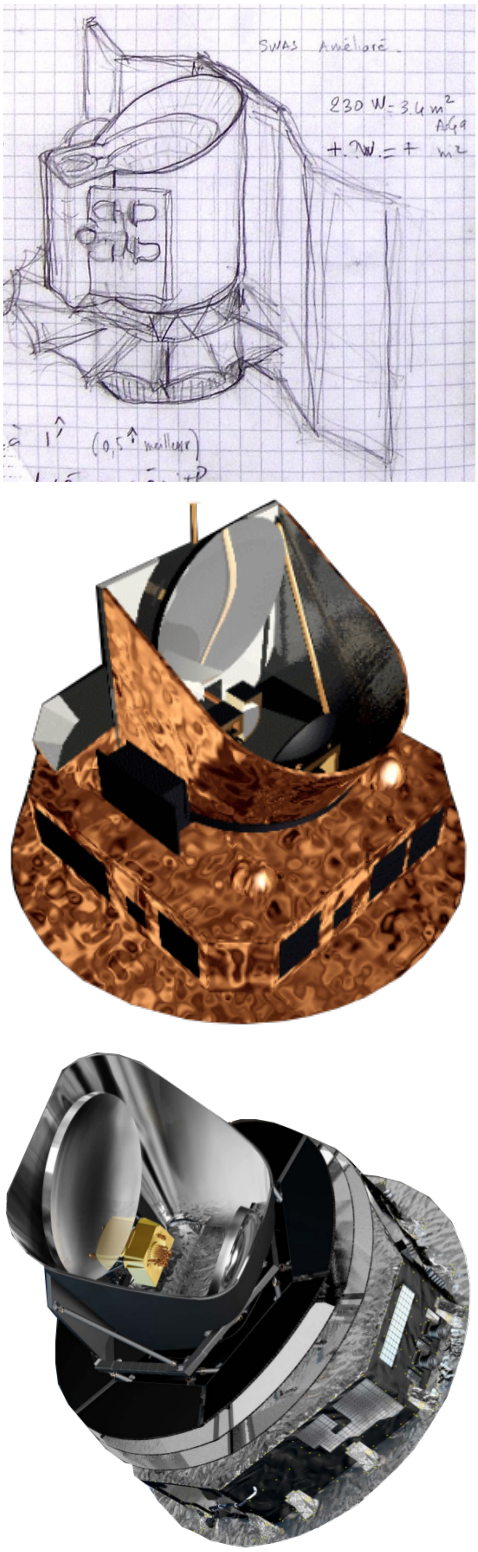


FIGURE 4.1 – Le design du satellite Planck, des premiers schémas dessinés par Jean-Michel Lamarre en 1993 en passant par la mission COBRAS/SAMBA (de haut en bas). Le dessin vient du site web http://planck.cf.ac.uk/mission/timeline/planck/concept, les deux vues d'artiste sont tirées de présentations ayant eu lieu lors de la conférence publique de l'ESLAB en 2013.

d'avant-plan et il possède une sensibilité suffisamment élevée pour pouvoir exploiter des résultats astrophysiques en plus de ceux du fond diffus cosmologique. Les émissions galactiques d'avant-plan sont mieux caractérisées avec Planck qu'elles ne l'ont jamais été avec les générations précédentes de satellites, en particulier la poussière thermique et les lignes d'émission du CO.

En pratique, la séparation de toutes les composantes du ciel est un défi particulièrement difficile à relever, même avec autant de fréquences disponibles (on en aura un aperçu dans les chapitres 6 et 7). C'est la raison pour laquelle l'analyse cosmologique que nous décrivons dans les lignes suivantes ne peut être effectuée qu'à deux fréquences seulement et sur environ 40% du ciel.

Planck vise à fournir également un catalogue étendu de sources compactes galactiques en mesurant leur flux, en calculant leur position sur le ciel ainsi que leur niveau de détection. Puis en ce qui concerne directement mon travail de thèse, Planck possède assez de fréquences et une couverture du ciel suffisamment grande pour construire le plus grand catalogue existant d'amas de galaxies détectés en SZ. L'émission diffuse du SZ sur tout le ciel est également accessible pour la toute première fois.

Ces objectifs ambitieux requièrent une technologie de pointe pour les deux instruments embarqués à bord du satellite Planck. On trouvera leurs caractéristiques dans les parties suivantes. Pour aller plus loin, le lecteur pourra se référer aux articles clés publiés au moment du lancement de Planck et lors de la première livraison de données en 2013 [Lamarre *et al.* 2010, Planck Collaboration 2013b, Tauber *et al.* 2010].

4.1.2 Les instruments et le système optique

Sous la coiffe du satellite, Planck est constitué de deux miroirs qui se font face de 1m et 1.5m de diamètre respectivement. Afin d'en assurer le bon fonctionnement, tous les deux sont refroidis passivement à 45K [Planck Collaboration 2013b]. Ces miroirs conduisent la lumière vers le *plan focal* où se situent les détecteurs, derrière une série de cornets qui servent à guider la lumière. Le plan focal de Planck, illustré à la figure 4.2, rassemble les détecteurs des deux instruments à basse fréquence et à haute fréquence. Celui-ci est mesuré en vol à l'aide de l'observation de planètes, ce qui permet à la fois d'obtenir des renseignements sur la position des centroïdes des détecteurs, mais aussi sur la forme du lobe de chacun d'entre eux.

L'instrument à basse fréquence LFI [Planck Collaboration 2013c] (pour *low frequency instrument*) comporte des radiomètres, refroidis à 20K, améliorés par des transistors de type HEMTs (*high electron mobility transistors*) capables de fonctionner à plus haute fréquence que les transistors traditionnels. Chaque radiomètre possède deux diodes qui peuvent chacune alterner entre l'émission du ciel et celle d'une source transportée à bord du satellite dont la loi d'émission est proche de celle d'un corps noir. Ainsi, un étalonnage relatif est effectué en vol. Il s'agit de la même technologie que celle embarquée à bord de la génération précédente de

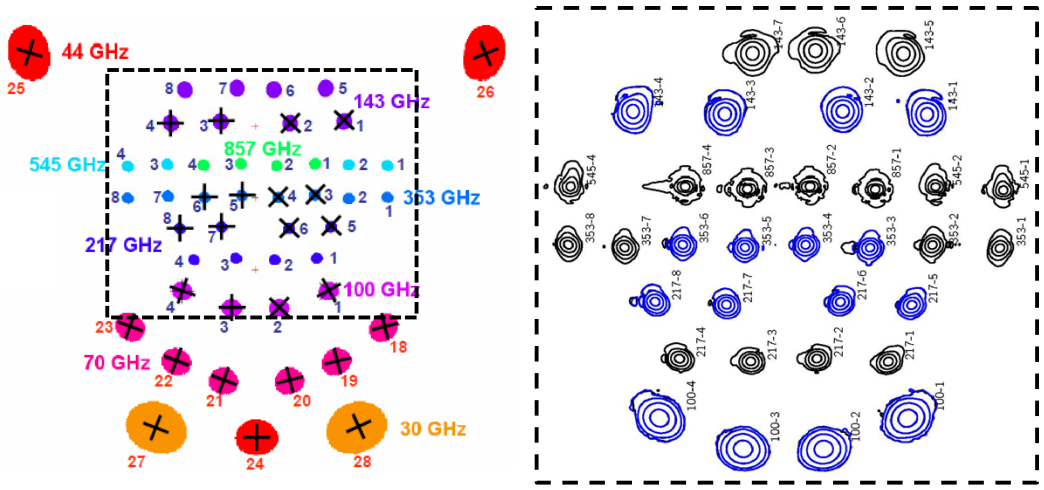


FIGURE 4.2 – A gauche : schéma du plan focal théorique formé par les cornets de LFI et HFI pour un observateur situé à l'infini. La figure vient du site web de l'ESA http://www.sciops.esa.int/index.php?project=PLANCK&page=Pointing. A droite : véritable plan focal de HFI mesuré sur un transit de Mars. En bleu sont représentés les détecteurs sensibles à la polarisation. Les détecteurs 143-8 et 545-3 sont hautement affectés par du bruit et ne sont pas considérés dans l'analyse. La figure est tirée d'une des présentations de la conférence publique de l'ESLAB en 2013.

satellite CMB (WMAP). Au total, LFI peut observer à trois fréquences : 30, 44, et 70 GHz.

L'instrument à haute fréquence HFI [Planck Collaboration 2013d] (pour *high frequency instrument*) utilise une nouvelle technologie de détecteurs brevetée à l'occasion de la construction de Planck et de Herschel. Il s'agit de nouveaux types de *bolomètres*, capables de mesurer la puissance électromagnétique d'une radiation grâce à une résistance électrique dépendant de la température de la radiation incidente. HFI est constitué au total de 52 bolomètres fonctionnant à la température de 100mK, ceux-ci étant sensibles à 6 hautes fréquences : 100, 143, 217, 353, 545, et 857 GHz. Parmi les 52 détecteurs de HFI, 20 sont uniquement sensibles à la puissance radiative reçue et sont appelés SWB (*spider web bolometers*). Les 32 autres bolomètres sont sensibles à la polarisation du fond diffus cosmologique et sont donc appelés PSB (*polarisation sensitive bolometers*). Ces derniers sont en réalité doubles. Ils sont au nombre de 16 et chacun d'entre eux se dédouble en deux détecteurs a et b orientés à 90° l'un par rapport à l'autre. La mesure différentielle obtenue par ces paires de détecteurs permet de calculer les paramètres de Stokes relatifs à la polarisation. C'est pour cette raison qu'à la figure 4.2 (à droite), on ne doit voir que 36 détecteurs au total : les 20 SWB et les 16 PSB qui sont doubles et par conséquent superposés l'un sur l'autre dans la figure. Si l'on regarde bien, on n'en compte que 34 car les bolomètres 143-8 et 545-3 sont trop affectés par

le *bruit télégraphique*. Ce type particulier de bruit électronique se caractérise par l'apparition aléatoire de sauts en créneaux pouvant se maintenir quelques secondes et disparaître. Ils ne sont pas utilisés dans l'analyse Planck. On remarque également que les détecteurs fonctionnant aux deux plus hautes fréquences (545 et 857 GHz) ne sont pas sensibles à la polarisation du fond diffus cosmologique. Les bolomètres de HFI sont sensibles aux rayons cosmiques impactant le télescope durant sa trajectoire (*glitches*). Il est donc nécessaire de les soustraire des données brutes afin que cet effet systématique n'ait pas de conséquences sur l'analyse cosmologique.

Dans la table 4.1, on peut trouver les principales caractéristiques de l'instrument HFI. La première colonne donne la fréquence centrale d'observation, la deuxième montre la bande passante de l'instrument à la fréquence choisie. La troisième colonne représente la taille moyenne du lobe correspondant, puis la quatrième son ellipticité. Il ne s'agit pas exactement de la définition mathématique ici, mais plutôt du rapport entre le petit axe et le grand axe pour un ajustement gaussien de la forme des lobes. Plus le rapport est proche de 1, plus le lobe est symétrique. Enfin, la dernière colonne montre le niveau de bruit moyen atteint par l'ensemble des détecteurs à une fréquence donnée. Cette quantité appelée *sensibilité* est donnée en unité thermodynamique $\mu K_{\mathrm{CMB}}.\mathrm{s}^{1/2}$, l'indice *CMB* représentant la différence de brillance entre un corps noir à $(T_{\mathrm{CMB}} + 1\mu\mathrm{K})$ et un autre à T_{CMB}.

ν (GHz)	$\Delta\nu$ (GHz)	Lobe (arcmin)	Ellipticité	Sensibilité ($\mu K_{\mathrm{CMB}}.\mathrm{s}^{1/2}$)
100	32.9	9.651 ± 0.014	1.186 ± 0.023	41.3
143	45.8	7.248 ± 0.015	1.036 ± 0.009	17.4
217	64.5	4.990 ± 0.025	1.177 ± 0.030	23.8
353	101.4	4.818 ± 0.024	1.147 ± 0.028	78.8
545	171.3	4.682 ± 0.044	1.161 ± 0.036	454.1
857	245.9	4.325 ± 0.055	1.393 ± 0.076	18081.6

TABLE 4.1 – Propriétés de l'instrument à haute fréquence de Planck. On y retrouve en fonction de la fréquence, la bande passante, la taille du lobe de l'instrument sur le ciel, l'ellipticité du lobe (écart à la gaussienne), ainsi que la sensibilité de HFI [Planck Collaboration 2013b].

4.1.3 Stratégie de balayage

La mission Planck est construite entre autres pour reconstruire le signal polarisé des photons du fond diffus cosmologique en faisant la différence entre des mesures prises à des angles différents. Par conséquent, la connaissance de l'orientation entre les détecteurs polarisés et le ciel (ou de manière équivalente, la stratégie de balayage) est cruciale. Situé au point stable L2 de Lagrange, le satellite va tourner sur lui-même et son axe de rotation reste orienté suivant l'axe Soleil-Terre. Le miroir du télescope est quant à lui orienté à 85° par rapport à cet axe. Pendant une heure, l'axe de rotation est maintenu stable, pendant que le télescope balaye au rythme

d'un tour par minute. Chaque portion de ciel ainsi observée sera appelée *anneau* dans la suite. Après une heure environ, l'axe de rotation est décalé de 2.5 minutes d'arc environ et la même opération peut recommencer. Après une journée complète, le télescope verra son axe de rotation se déplacer d'un peu plus d'un degré par rapport à son axe de départ, et restera alors aligné avec l'axe Soleil-Terre puisque cette dernière se déplace du même angle en une journée (voir le schéma de la figure 4.3).

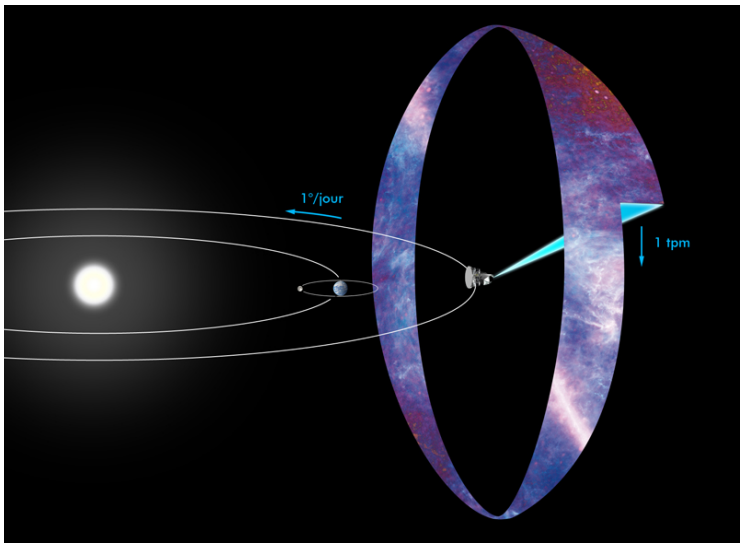


FIGURE 4.3 – Schéma représentant la stratégie de balayage de Planck. Le satellite est toujours dans l'axe Soleil-Terre, se déplace en même temps que la Terre au rythme d'un degré par jour, et s'arrête toutes les heures pour observer un anneau en tournant à un tour par minute. Cette figure provient d'un blog créditant l'ESA http://madosedescience.wordpress.com/tag/planck/.

Au bout de 6 mois, la couverture du ciel est quasi-complète. En effet, seul 93% du ciel environ est couvert puisque l'orientation du télescope par rapport à l'axe de rotation n'est pas exactement égale à 90°. Tous les 6 mois environ, les données sont stockées et considérées comme un nouveau *relevé* du ciel. Au total, la mission était prévue pour durer 15.5 mois et ainsi effectuer un peu plus de 2 relevés utilisant à la fois l'instrument basse fréquence et haute fréquence.

Le système de refroidissement des miroirs du télescope et des bolomètres fonctionnant toujours de manière satisfaisante, et afin de rendre maximales les redondances, la mission fut étendue à 13.5 mois supplémentaires pour HFI (en terminant le troisième relevé et avec la production de 2 nouveaux relevés couvrant moins de 90% du ciel), et 32 mois pour LFI (les mêmes relevés que HFI, puis 3 autres relevés à lui seul). Au total, l'instrument à haute fréquence aura fonctionné pendant environ 30 mois, et l'instrument à basse fréquence environ 4 ans.

On voit particulièrement bien à la figure 4.4 comment la stratégie de balayage fonctionne à 353 GHz sur une projection à deux dimensions de la sphère céleste en

coordonnées galactiques. Au bout de 3 mois, seule la moitié du ciel est couverte par Planck. La figure suivante montre la couverture du ciel après 6 mois et l'on vérifie bien que celle-ci n'est pas parfaite à cause de l'orientation du satellite par rapport à son axe de rotation. Après 9, puis 12 mois le ciel est bien couvert, mais de manière inhomogène, avec plus de temps passé au niveau des pôles écliptiques. Ces régions de recouvrement maximal présentent le meilleur rapport signal sur bruit puisqu'elles sont vues sous plusieurs angles d'observation. Par contre, même si elles n'ont pas le même rapport signal sur bruit, toutes les régions du ciel sont observées plusieurs fois en adoptant cette stratégie de balayage. L'inhomogénéité de la répartition spatiale de l'observation de Planck, et donc de son bruit instrumental, est une propriété très importante à noter.

4.2 Premiers résultats de Planck avec le CMB primaire

A la fin du mois de mars 2013, la collaboration Planck délivra le premier jeu de données correspondant à la mission *nominale*, c'est-à-dire les données acquises d'août 2009 à novembre 2010. Les données devenues publiques [1] comprennent l'observation du ciel aux 9 fréquences de LFI et HFI, plusieurs cartes utiles à l'analyse scientifique telles que des cartes de bruit, des masques ainsi que des cartes caractérisant l'instrument. Trois cartes de fond diffus cosmologique obtenues par séparation de composantes sont également délivrées, dont une est utilisée pour l'analyse cosmologique alors que les autres servent à démontrer la robustesse et l'indépendance des méthodes de séparation de composantes. On trouve aussi des cartes de composantes d'émission diffuse telles que la poussière thermique (qui contient du fond infrarouge résiduel), l'émission du CO, ainsi que celle du synchrotron, du rayonnement de freinage (*bremsstrahlung* thermique, également appelé *free-free* car les électrons interagissant ne sont pas liés) et des grains de poussières en rotation. La température de la poussière galactique est également fournie. Le code calculant la vraisemblance à partir des données du fond diffus cosmologique est rendu public, comprenant une composante à petite échelle et une autre indépendante à grande échelle angulaire. Enfin, les catalogues de sources extra-galactiques et d'amas de galaxies sont mis à disposition de la communauté. Dans cette partie nous verrons quels sont les résultats cosmologiques provenant de l'analyse du fond diffus.

4.2.1 Spectre de puissance et vraisemblance

Afin d'extraire la carte de fond diffus cosmologique des données Planck, contaminées par les émissions d'avant-plan essentiellement galactiques, quatre méthodes de séparation de composantes ont été développées. La première, du nom de *SMICA* (pour *spectral matching independent component analysis*) [Cardoso *et al.* 2008, Delabrouille *et al.* 2003], réalise une séparation de composantes en supposant leur indépendance mutuelle et en ajustant directement le spectre de celles-ci. Nous re-

1. et disponibles ici http://pla.esac.esa.int/pla/aio/planckProducts.html

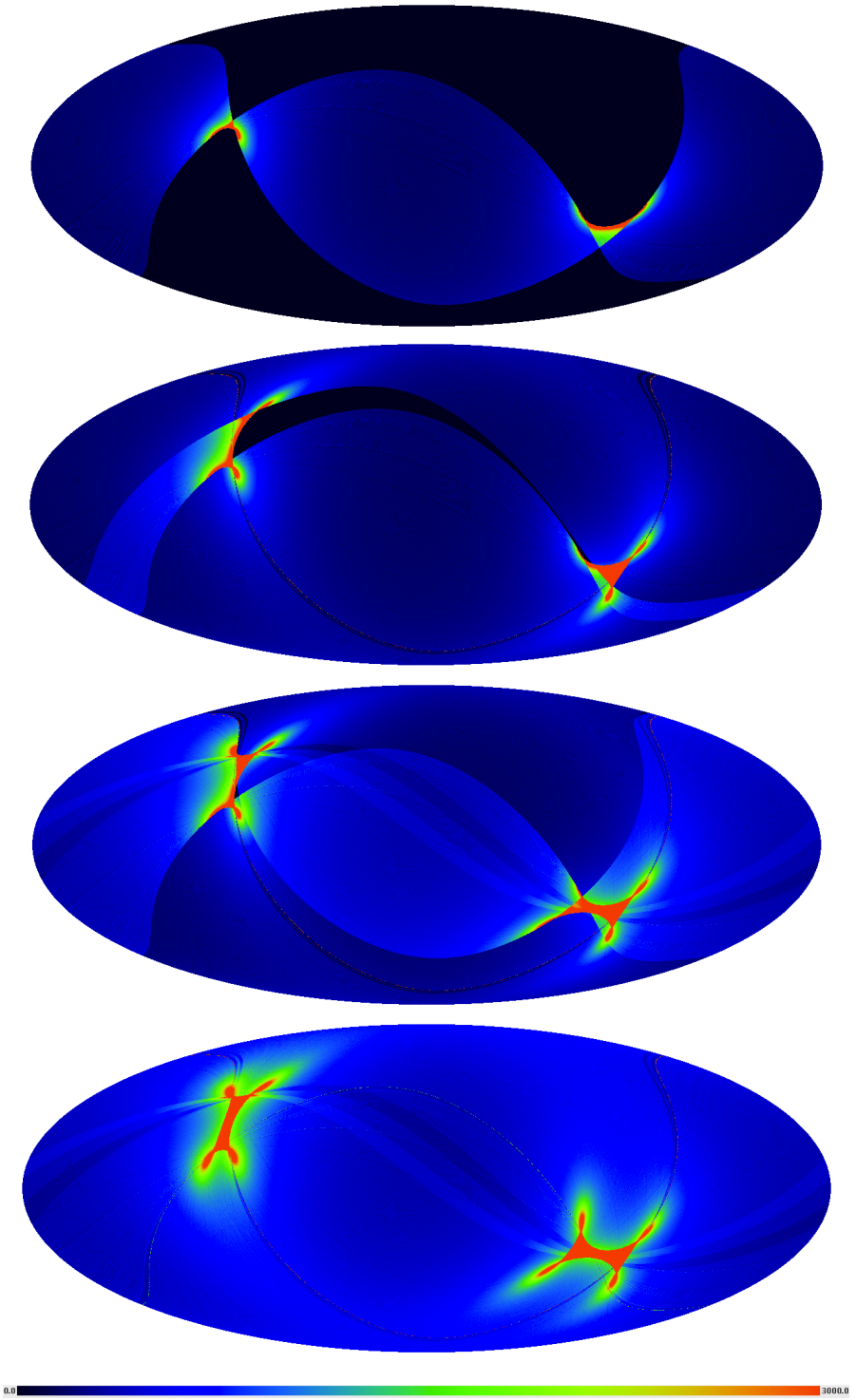


FIGURE 4.4 – Couverture du ciel à 353 GHz effectuée par Planck en adoptant la stratégie de balayage décrite dans le document. On voit la proportion de ciel couverte après un relevé de 3 mois, 6 mois, 9 mois et 12 mois (de haut en bas). L'échelle va de 0 à 3000 secondes par degré carré. Les figures proviennent du document explicatif [Planck Collaboration 2013a].

viendrons en détail sur *SMICA* lorsque nous l'appliquerons pour l'étude du spectre angulaire de l'effet SZ. La méthode *NILC* (pour *needlet internal linear combination*) [Delabrouille *et al.* 2009] calcule des poids à appliquer à une combinaison linéaire des cartes en fréquence tels que la variance de la composante d'intérêt (ici le CMB) est minimale. Dans le cas particulier de *NILC*, ce calcul de poids est réalisé dans l'espace des *needlets*. La méthode *SEVEM* [Fernández-Cobos *et al.* 2012], plus proche de l'ILC, peut extraire la composante de fond diffus cosmologique en ajustant des patrons (*templates*) calculé sur des combinaisons linéaires des cartes Planck. Enfin, *Commander-Ruler* [Eriksen *et al.* 2006, 2008] utilise un modèle paramétrique des émissions d'avant-plan. Les différentes méthodes de séparations de composantes sont présentées dans le chapitre 7 et l'annexe D.

L'accord est très bon entre les différentes méthodes, de nombreux tests de robustesse ont été effectués pour le prouver notamment sur les simulations FFP6 (pour *full focal plane*) que j'ai contribué à produire. Cependant, la méthode *SMICA* est choisie pour effectuer l'analyse cosmologique (et notamment les contraintes sur la non-gaussianité du CMB) grâce à son faible taux de contaminations astrophysiques. Ainsi, la carte *SMICA* lissée à 5 minutes d'arc et couvrant 97% du ciel est obtenue, le reste provenant d'une réalisation contrainte suivant une loi gaussienne. Il s'agit de la carte déjà présentée à la figure 1.9 en bas.

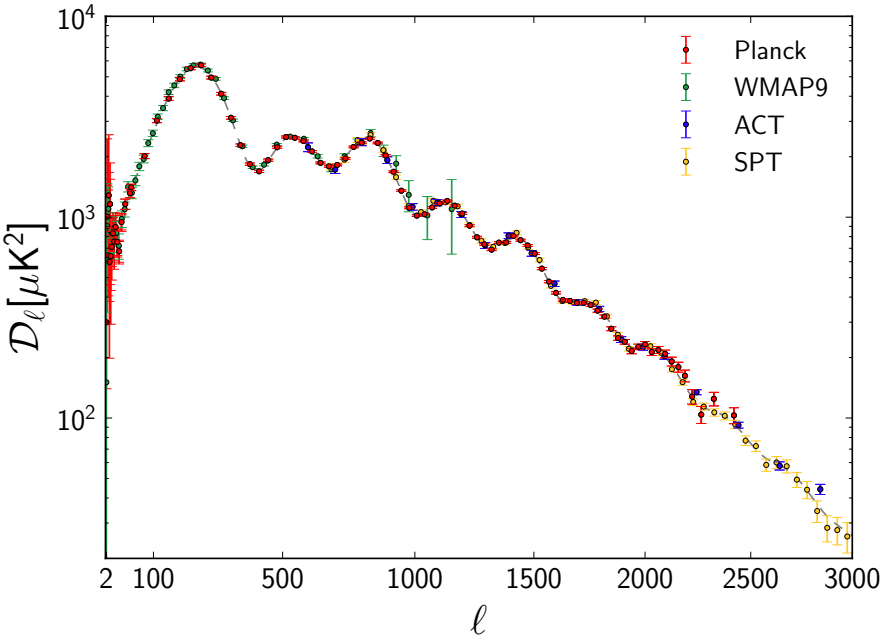


FIGURE 4.5 – Spectre de puissance des anisotropies de température du CMB obtenu par Planck (où $\mathcal{D}_\ell = \ell(\ell+1)C_\ell/2\pi$) et comparaison avec les expériences à petite échelle. On y voit l'excellent accord entre la génération précédente de satellite CMB (WMAP en vert), Planck (en rouge) ainsi que les télescopes au sol (ACT en bleu et SPT en jaune). Le spectre provient de [Planck Collaboration 2013b].

La vraisemblance CMB mise au point par la collaboration Planck utilise entre autres la méthode d'échantillonnage de Gibbs (un autre algorithme de Monte-Carlo par chaînes de Markov) calculant la distribution de probabilité du spectre de puissance du CMB $p(C_\ell|d)$ [Planck Collaboration 2013j]. A grande échelle angulaire ($\ell \lesssim 50$), la contamination par l'émission diffuse galactique est importante et la distribution n'est plus gaussienne. Il faut prendre cela en compte lors de la procédure d'échantillonnage et les canaux entre 30 et 353 GHz sont par conséquent utilisés afin de séparer les émissions d'avant-plan. De plus, les données polarisées de WMAP9 sont ajoutées à la vraisemblance à bas multipole. Aux échelles intermédiaires et à plus grande échelle angulaire ($50 < \ell < 2500$), le spectre de puissance est calculé en combinant les cartes à 100, 143 et 217 GHz dont la fraction de ciel restante est respectivement de 58, 37 et 37%. Les sources extra-galactiques les plus brillantes détectées entre 100 et 353 GHz sont également masquées. Comme il reste des résidus d'émission d'avant-plan, de sources extra-galactiques et des effets SZ cinétique et thermique (les amas de galaxies ne sont pas masqués), des paramètres supplémentaires sont rajoutés dans la vraisemblance CMB de Planck. Ces paramètres correspondent aux modèles spectraux des différentes composantes et peuvent être considérés comme des paramètres de nuisance. Les résultats obtenus sont marginalisés sur les paramètres de nuisance des avants-plans, mais aussi sur les incertitudes liées aux lobes de l'instrument. En soustrayant les spectres des émissions d'avant-plan ainsi contraints par les données et en combinant les différentes fréquences, Planck obtient le spectre présenté à la figure 4.5.

On voit le très bon accord entre Planck et WMAP d'une part, puis entre Planck et les expériences au sol (ACT et SPT) d'autre part. Planck permet ainsi la détection de 7 pics acoustiques avec une grande précision. Dans cette figure, les grandes échelles sont moins visibles afin de faire apparaître particulièrement les résultats de Planck à petite échelle. Pour de plus amples détails, on pourra se référer à la publication de la collaboration [Planck Collaboration 2013b].

4.2.2 Contraintes sur le modèle ΛCDM

Les six paramètres du modèle standard de la cosmologie contraints par MCMC à l'aide du spectre angulaire des fluctuations du CMB primaire ont déjà été montrés dans la table 1.1 [Planck Collaboration 2013k]. La première constatation est que les résultats de Planck sont en très bon accord avec le modèle ΛCDM constitué d'un Univers plat qui contient de l'énergie noire sous forme de constante cosmologique et de la matière noire froide. Voici un aperçu des résultats obtenus par Planck dans le cadre de ce modèle.

La taille angulaire de l'échelle acoustique au moment de la recombinaison est un des paramètres les mieux contraints par Planck. En effet, celui-ci est mesuré à mieux de 0.1% avec la contrainte suivante :

$$100 \times \theta = 1.04131 \pm 0.00063. \tag{4.1}$$

Ce paramètre étant contraint par la position angulaire des pics acoustiques, sa me-

sure n'est pas affecté par la présence des émissions d'avant-plan. Par conséquent, il s'agit de la mesure la plus précise de Planck. De plus, mesurer l'échelle acoustique au moment de la recombinaison est similaire à la mesure de l'échelle BAO standard, mais pour des perturbations situées dans un régime beaucoup plus linéaire. En ce qui concerne le taux d'expansion de l'Univers et la quantité de matière totale, Planck contraint le mieux la combinaison $\Omega_m h^3$. Si l'on considère chaque contrainte individuelle, on obtient :

$$\begin{aligned} H_0 &= 67.3 \pm 1.2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}; \\ \Omega_m &= 0.315^{+0.016}_{-0.018}; \end{aligned} \tag{4.2}$$

et donc par conséquent :

$$\Omega_\Lambda = 0.685^{+0.018}_{-0.016}. \tag{4.3}$$

Les hauteurs relatives des pics acoustiques donnent une estimation de la quantité de matière baryonique présente dans l'Univers, comportement qui est d'ailleurs dégénéré partiellement avec l'indice spectral. La combinaison $\Omega_b h^2$ est mesurée avec 1.5% de précision :

$$\Omega_b h^2 = 0.02205 \pm 0.00028. \tag{4.4}$$

Durant la période de réionisation, les électrons libres diffusent par interaction Compton et créent par conséquent une diminution de l'amplitude des fluctuations aux échelles intermédiaires et à petite échelle. De manière plus concrète, les pics acoustiques voient leur amplitude diminuer d'un facteur $e^{-2\tau}$. Par une combinaison des données en température et de celles provenant de l'effet de lentille gravitationnel (voir section suivante), Planck trouve :

$$\tau = 0.089^{+0.012}_{-0.014}. \tag{4.5}$$

Grâce à cette mesure de l'amplitude des pics, donnant la profondeur optique à la réionisation, il est possible d'obtenir de façon dérivée une contrainte sur la puissance des fluctuations de densité de la matière :

$$\sigma_8 = 0.829 \pm 0.012, \tag{4.6}$$

Planck contraignant particulièrement bien la combinaison $\sigma_8 e^{-\tau}$. Enfin, l'indice spectral est mesuré avec une précision de 1% :

$$n_\mathrm{s} = 0.9603 \pm 0.0073, \tag{4.7}$$

montrant que le spectre de puissance primordial est invariant d'échelle à environ 6σ. Il s'agit ici de la mesure de l'indice spectral utilisant les données de Planck et de la polarisation de WMAP, afin de briser la dégénérescence partielle entre la profondeur optique et n_s. En effet, les deux paramètres jouent sur la puissance relative entre les modes à petite échelle et les modes à grande échelle.

Les résultats cosmologiques de Planck utilisant l'analyse du fond diffus cosmologique sont en bon accord avec bon nombre de données internes (effet de lentille de Planck) et externes (WMAP [Bennett *et al.* 2013], BAO [Anderson *et al.* 2012a], ou encore les supernovae [Conley *et al.* 2011, Suzuki *et al.* 2012]). En premier lieu, on peut noter le très bon accord avec WMAP, le satellite de génération précédente. Planck obtient 6% d'énergie noire de moins, 9% de matière baryonique en plus ainsi que 18% de matière totale (noire et baryonique) supplémentaire. Cependant, lorsque la vraisemblance provenant de la mesure des oscillations acoustiques de baryons (BAO) est ajoutée à celle du CMB, ces chiffres se réduisent d'un facteur 3 environ. L'accord est bon également entre Planck les mesures des oscillations acoustiques des baryons en ce qui concerne l'échelle acoustique. En revanche, l'estimation de la constante de Hubble par Planck est plus basse que celle obtenue par les observations plus locales basées sur des mesures de distance. La tension est de l'ordre de 2.5σ entre Planck et les mesures de distance de Céphéides variables dans les galaxies hôtes de 8 supernovae de type Ia par le télescope spatial Hubble [Riess *et al.* 2011]. Un nouvelle calibration des distances est effectuée par [Freedman *et al.* 2012] avec le télescope Spitzer et montre une tension du même ordre. Il peut s'agir d'une indication de nouvelle physique, ou bien d'une erreur systématique dans les mesures de distances locales.

4.2.3 Extensions du modèle ΛCDM

Il n'y a statistiquement aucune détection d'une extension notable du modèle ΛCDM obtenue par les mesures de Planck. Tous les différents paramètres ajoutés aux six paramètres du modèle standard ne sont jamais à plus de 1σ de la valeur qu'ils prennent dans le cadre du modèle ΛCDM. Aucune évolution de l'indice spectral avec l'échelle n'est mesurée par Planck de façon significative, malgré une tendance systématique à obtenir $dn_{\rm s}/d\ln k < 0$. En autorisant la courbure de l'Univers à varier, Planck obtient une mesure du paramètre de densité de l'énergie noire sous forme de constante cosmologique en très bon accord avec celle obtenue dans un Univers plat en prenant $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$. Les contraintes associées sur la courbure de l'Univers sont compatibles avec un Univers plat avec une précision de l'ordre du pourcent :

$$100 \times \Omega_k = -1.0^{+1.8}_{-1.9} \tag{4.8}$$

en combinant les données du CMB de Planck, l'effet de lentille et la polarisation de WMAP. Les données de Planck ne favorisent pas non plus la présence d'espèces relativistes supplémentaires au découplage faisant varier le taux d'expansion, car $N_{\rm eff}$ reste compatible avec 3 :

$$N_{\rm eff} = 3.36^{+0.68}_{-0.64}, \tag{4.9}$$

toujours en combinant le CMB primaire de Planck et la polarisation de WMAP. La partie du spectre à petite échelle, plus propice à la contamination par les émissions d'avant-plan et par le bruit instrumental, est la seule à varier significativement

lorsque $N_{\rm eff}$ est laissé libre car l'addition d'espèces relativistes tend à décaler les pics acoustiques vers les petites échelles, et à supprimer de la puissance dans cette même région par diffusion. Concernant la masse des neutrinos, celle-ci agit très peu sur le spectre de puissance angulaire du CMB (voir partie 5.2.3). Rajouter de la densité de radiation tend à augmenter le taux d'expansion, réduit l'effet ISW à très grande échelle ($\ell \lesssim 100$) et l'accentue à plus petite échelle, comme expliqué dans [Hou *et al.* 2014]. Cela crée un effet direct sur autour du premier pic acoustique. De plus, avec Planck pour la première fois l'effet de la masse des neutrinos sur l'effet de lentille gravitationnel (suppression de puissance à petite échelle dans le spectre du potentiel de lentille, et donc aux mêmes échelles dans le spectre du CMB) est détectable. On obtient ainsi une limite supérieure sur la somme des masses de

$$\sum m_\nu < 0.66 \text{ eV}, \tag{4.10}$$

à 95% de niveau de confiance, en combinant la vraisemblance du CMB primaire et de la polarisation de WMAP.

4.2.4 Effet de lentille

En plus du fond diffus cosmologique, le satellite Planck est également sensible à l'effet de lentille produit par la distribution de matière à très grande échelle ($\sim$ 300 Mpc comobiles) située entre la surface de dernière diffusion et nous [Planck Collaboration 2013l]. L'effet de lentille va avoir tendance à lisser les fluctuations du fond diffus cosmologique via des déflections de l'ordre de la minute d'arc. Le potentiel de lentille $\phi(\hat{n})$ dans une direction $\hat{n}$, que l'on retrouve dans l'expression

$$T(\hat{n}) = \overline{T}(\hat{n})(\hat{n} + \nabla\phi(\hat{n})) \tag{4.11}$$

avec $T(\hat{n})$ le CMB lentillé et $\overline{T}(\hat{n})$ le CMB non lentillé, est reconstruit par Planck par projection de la matière noire jusqu'à la surface de dernière diffusion (voir figure 4.6 en haut). Le lissage du spectre du CMB dû à l'effet de lentille est détecté par Planck à 10 déviations standard, et le spectre de l'effet de lentille obtenu à partir de la carte de potentiel gravitationnel est détecté à 20σ. L'accord est particulièrement bon entre la prédiction du spectre de l'effet de lentille $C_\ell^{\phi\phi}$ calculée avec le meilleur ajustement de paramètres cosmologiques de l'analyse CMB, et le spectre observé. On peut trouver l'illustration de tout cela à la figure 4.6.

4.2.5 Modes tenseurs et inflation

En utilisant seulement les mesures en température, Planck est capable de mettre une limite supérieure sur la proportion de modes tenseurs qui se manifestent en particulier à grande échelle angulaire. Planck obtient $r < 0.11$ à 95% de niveau de confiance [Planck Collaboration 2013k], ce qui place une limite à l'échelle d'énergie au moment de l'inflation $E_{\rm inf} < 1.9 \times 10^{16}$ GeV. Cette valeur est en légère tension avec le résultat de la collaboration BICEP2 qui utilise les données polarisées du fond diffus cosmologique.

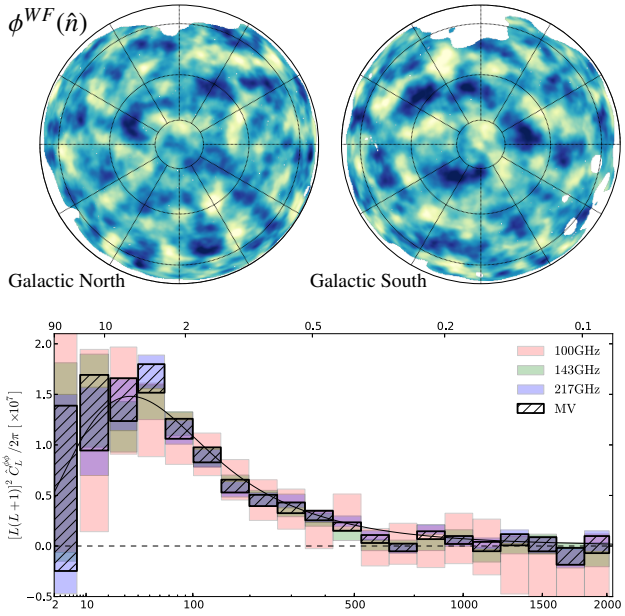


FIGURE 4.6 – Carte de potentiel de l'effet de lentille observé par Planck (en haut) et spectre de puissance $C_\ell^{\phi\phi}$ associé (en bas). L'accord est très bon entre la prédiction (en noir) calculée avec les paramètres cosmologiques obtenus par l'analyse CMB de Planck, et le spectre observé. On trouve l'estimation du spectre aux trois fréquences CMB ainsi que la valeur moyenne (MV). La figure est tirée de [Planck Collaboration 2013l].

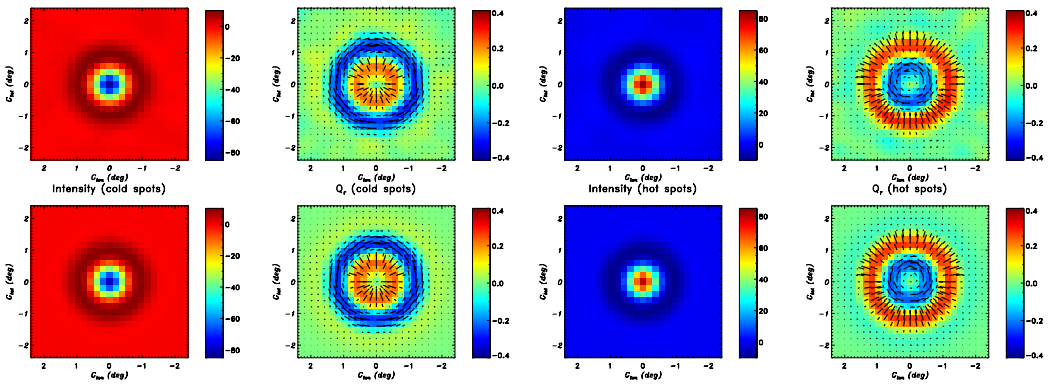


FIGURE 4.7 – Forme de la polarisation autour des points froids et chauds du fond diffus cosmologique polarisé (deuxième et dernière colonne). Le même empilement de points froids et de points chauds est montré sur la carte en température (première et troisième colonne). Les données de Planck correspondent à la première ligne, les simulations représentant la prédiction du modèle ΛCDM sont montrées à la deuxième ligne.

Les modèles d'inflation prédisent chacun différents types de non-gaussianités primordiales. Les modèles les plus simples avec un champ unique à lente évolution prévoient des non-gaussianités de type local (fonction à trois points connectant un mode à grande échelle et deux modes à petite échelle), équilatéral (connection entre trois modes de taille similaire) et orthogonal. Si un niveau significatif de non-gaussianité est mesuré (à travers le paramètre $f_{\rm NL}$), alors tous les modèles simples d'inflation à champ unique sont automatiquement exclus. Par contre, si aucun niveau de non-gaussianité n'est détecté, des contraintes fortes peuvent être mises sur ces modèles simples. Planck obtient $f_{\rm NL} = 2.7 \pm 5.8$ après marginalisation sur la contribution poissonienne des sources ponctuelles sur le ciel et en supprimant un biais connu de la corrélation entre l'effet ISW et l'effet de lentille [Planck Collaboration 2013o]. Cette corrélation est la principale source de contamination reproduisant une non-gaussianité de type local. Planck favorise donc la présence d'un champ d'inflation unique à évolution lente, confirmé par le fait que le spectre primordial est non invariant d'échelle.

Enfin, les seules données polarisées publiées dans la livraison de données de mars 2013 montre un résultat impressionnant. La figure 4.7 montre l'empilement des points chauds et froids (environ 11000 de chaque) sur les cartes d'intensité I et de polarisation Q de Planck, ainsi que sur des simulations et pour 71% du ciel [Planck Collaboration 2013k]. Dans ce cas, le modèle cosmologique prédit une forme spécifique de la polarisation autour des points chauds et froids. Le résultat montre un excellent accord avec le meilleur ajustement du modèle standard ΛCDM, la polarisation est donc détectée à 95σ ! Visuellement, il est difficile de distinguer quelle carte correspond à la simulation et laquelle correspond aux données de Planck.

L'ensemble des résultats de Planck obtenus à partir des données en température du fond diffus cosmologique montre que les objectifs scientifiques de l'instrument ont largement été atteints. Le modèle ΛCDM est sérieusement conforté, et les contraintes sur les modèles simples d'inflation représentent un des résultats majeurs de Planck. A la fin de l'année 2014, les données correspondant à la durée totale de la mission ainsi que les données polarisées seront mises à disposition de la communauté et continueront cette série de résultats cosmologiques.

Au sein de la collaboration, j'ai contribué à l'analyse des amas de galaxies détectés en SZ que je n'ai pas encore mentionnée jusque là.

Chapitre 5

Contraintes cosmologiques avec les amas Planck

Sommaire

5.1 Cosmologie et comptages d'amas avec Planck 108
5.1.1 Fonction de sélection de Planck 108
5.1.2 Vraisemblance sur grille 110
5.1.3 Monte-Carlo par chaînes de Markov 112
5.1.4 Le catalogue observé 114
5.2 Premiers résultats de Planck avec les amas de galaxies . . . 115
5.2.1 Comptages en redshift 117
5.2.2 Comparaison des analyses CMB et SZ 132
5.2.3 Résoudre les tensions 138
5.3 Nouvelle analyse 146
5.3.1 Objectifs 146
5.3.2 Nouveau catalogue 147
5.3.3 Fonction de sélection 147
5.3.4 Parallèle avec l'analyse précédente 148
5.3.5 Comparaison des analyses CMB et SZ : le retour 151

"Toutes les données de la science ne suffisent pas à comprendre le sens du monde."
Ludwig Wittgenstein

Mon travail de thèse dans la collaboration Planck est de contraindre les paramètres cosmologiques en utilisant le nombre d'amas par intervalle de redshift détectés par Planck $N(z)$ avec la méthode de filtre adapté MMF3. Tous les ingrédients afin de modéliser les comptages et pour détecter les amas ont déjà été introduits dans le début de ce document, il ne reste plus que les détails de l'analyse. Je décris ici comment je calcule la fonction de sélection de Planck, puis je montre les deux méthodes différentes que j'utilise afin de contraindre la cosmologie avec les amas dans Planck. Enfin, je montre mes analyses cosmologiques et différents tests de robustesse, puis compare les résultats avec ceux du CMB primaire. Je propose des solutions sur lesquelles j'ai travaillé afin de réconcilier les contraintes.

5.1 Cosmologie et comptages d'amas avec Planck

5.1.1 Fonction de sélection de Planck

Afin de compléter le modèle calculant le nombre attendu d'amas de galaxies dans un intervalle de redshfit donné, il est nécessaire de pondérer la fonction de masse introduite dans la partie 3.4.4 (équation 3.33) par la fonction de sélection de l'instrument utilisé, ici le satellite Planck. Cette fonction prend en compte le fait que parmi tous les amas attendus théoriquement, tous ne seront pas observés par Planck. Il faut donc calculer leur probabilité de l'être. Si l'on souhaite écrire les comptages d'amas SZ par intervalle de redshift de manière la plus générale possible, on peut utiliser l'expression suivante :

$$N(z) \equiv \frac{dN}{dz} = \int d\Omega \int d\ln M_{500}\ f(z, M_{500}, l, b) \frac{dN}{dz d\ln M_{500} d\Omega} \tag{5.1}$$

où la fonction de masse de l'équation 3.33 est pondérée par la fonction de sélection s'écrivant à l'aide d'une fonction f dépendant du redshift, de la masse dans R_{500} ainsi que des coordonnées galactiques l et b. Afin de n'obtenir qu'une dépendance en redshift des comptages d'amas, le produit de la fonction de masse par la fonction de sélection est intégré sur la masse et sur l'angle solide Ω. La fonction de sélection s'écrit elle-même sous la forme d'une intégrale sur le paramètre de Compton intégré et la taille de l'amas telle que :

$$f(z, M_{500}, l, b) = \int dY_{500} \int d\theta_{500} \underbrace{\mathcal{P}(z, M_{500}|Y_{500}, \theta_{500})}_{\Rightarrow\{\Omega_m,\ \sigma_8,\ w,\ H_0,\ldots\}} \underbrace{\chi(Y_{500}, \theta_{500}, l, b)}_{\varnothing}. \tag{5.2}$$

Celle-ci peut se découpler via cette intégrale en une fonction $\mathcal{P}(z, M_{500}|Y_{500}, \theta_{500})$ représentant la probabilité de distribution du redshift et de la masse (z, M_{500}) connaissant les observables (Y_{500}, θ_{500}), et en une fonction χ. En ce qui concerne la première partie, il ne s'agit de rien d'autre que des lois d'échelles reliant les observables de l'effet SZ à la masse et au redshift, supposant le profil de pression universel (équations 3.27 et 3.28) et dépendant des paramètres cosmologiques. La deuxième partie, indépendante de la cosmologie choisie, ne dépend que du paramètre Compton intégré et de la taille des amas, ainsi que de la position sur le ciel. Dorénavant quand je ferai appel à la notion de fonction de sélection, c'est de la fonction $\chi(Y_{500}, \theta_{500}, l, b)$ dont je parlerai, dépendant uniquement des caractéristiques de l'observation de Planck sur le ciel.

Deux approches distinctes se présentent alors pour calculer la fonction de sélection de Planck.

– La première approche est semi-analytique et suppose que le paramètre de Compton intégré Y_{500} est distribué de manière gaussienne autour de sa valeur centrale, avec une déviation standard correspondant au bruit associé à la détection de Y_{500} par l'algorithme de filtre adapté MMF3. Cette quantité, que l'on nommera $\sigma_{Y_{500}}$, est calculée pour 32 valeurs de tailles de filtre allant de

$\theta_{500} = 0.94$ arcmin à $\theta_{500} = 35.3$ arcmin et dans 504 régions du ciel préalablement choisies. Comme la loi de probabilité est gaussienne, la fonction de sélection peut prendre la forme de la fonction de répartition de la loi normale, aussi appelée *fonction d'erreur* :

$$\mathrm{erf}(x) = \int_0^x e^{-t^2} dt. \tag{5.3}$$

La fonction de sélection s'écrit donc :

$$\chi(Y_{500}, \theta_{500}, l, b) = \frac{1}{2}\left[1 + \mathrm{erf}\left(\frac{Y_{500} - q\sigma_{Y_{500}}}{\sqrt{2}\sigma_{Y_{500}}}\right)\right] \tag{5.4}$$

avec q le rapport signal sur bruit désiré pour l'analyse cosmologique (pour le moment $q = 7$). La fonction de sélection $\chi(Y_{500}, \theta_{500}, l, b)$ peut alors s'interpréter comme la probabilité que possède un amas de galaxies théorique à un redshift donné de paramètre Compton Y_{500} et de taille θ_{500} situé aux coordonnées galactiques (l, b) d'être détecté avec un rapport signal sur bruit SNR $\geq q$. La figure 5.2 (en haut) montre la répartition sur le ciel du bruit $\sigma_{Y_{500}}$ après détection des amas par MMF3 avec une taille de filtre de 6 minutes d'arc environ (figure tirée de la publication de Planck sur les contraintes cosmologiques utilisant le SZ [Planck Collaboration 2013m]). Le découpage en 504 régions est visible, et l'on remarque également qu'aux pôles écliptiques le bruit est plus bas, dû au plus long temps de passage de Planck à ces régions. C'est le bruit instrumental qui domine alors ici. Le bruit augmente à plus basse latitude galactique, à cause de la présence des avants-plans bien que la carte soit masquée. En bas, on voit la fonction de sélection correspondante (pour la même taille de filtre) en bleu, et pour une région du ciel proche du pôle écliptique nord représentée par un rectangle rouge dans la figure du haut. Dans un but purement illustratif, je compare cette fonction de sélection à une fonction porte centrée autour de $q\sigma_{Y_{500}}$ qui pourrait tout autant être utilisée. Mais on voit que ce manque de raffinement de la fonction de sélection impliquerait l'absence d'amas à $Y_{500} < q\sigma_{Y_{500}}$ et rajouterait plus d'amas qu'il n'en faut et tels que $Y_{500} > q\sigma_{Y_{500}}$. En réalité, la fonction de sélection autorise des probabilités intermédiaires.

– La deuxième approche consiste à calculer la fonction de sélection à l'aide de simulations Monte-Carlo. De nombreuses réalisations sont effectuées simulant la répartition des amas de galaxies, ceux-ci sont ensuite injectés dans les cartes d'observation de Planck. L'algorithme d'observation avec les filtres adaptés MMF3 est appliqué sur ces cartes, et l'on est capable de déterminer la proportion d'amas qui a bel et bien été observée, connaissant le nombre d'amas total injecté dans la simulation. Cette méthode permet de tester la variation autour du profil de pression universel choisi comme point de départ de l'analyse, mais aussi l'effet de l'asymétrie des lobes de Planck. Enfin, les incertitudes sur l'approximation de la distribution gaussienne des observables SZ peuvent également être caractérisées. La figure 5 de [Planck Collaboration 2013m] montre le bon accord entre la fonction de sélection obtenue par

Monte-Carlo et l'approximation semi-analytique trouvée à l'équation 5.4 pour les tailles angulaires caractéristiques sondées par Planck (entre 5 et 10 minutes d'arc). Pour les tailles plus petites et plus grandes que le lobe de Planck, on observera des déviations entre la fonction de sélection obtenue sur simulation et l'approximation par la fonction d'erreur. Cela est dû principalement aux effets de lobe et de variabilité du profil de pression.

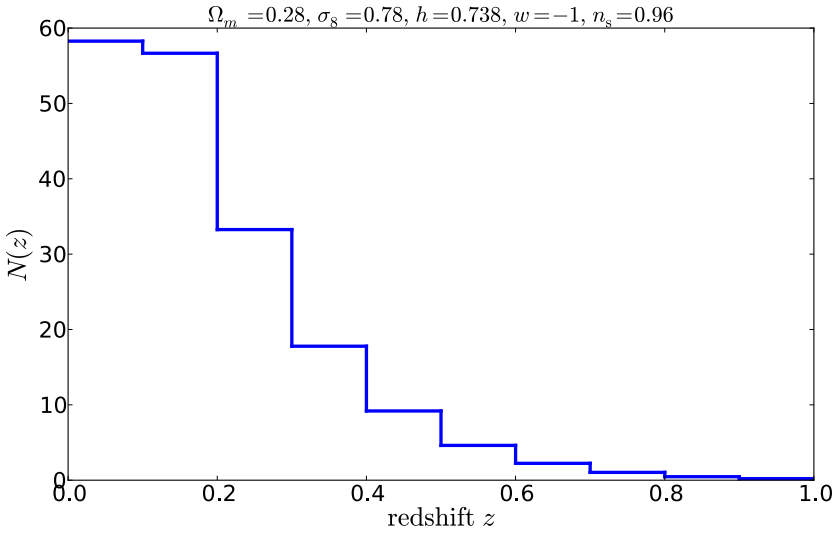
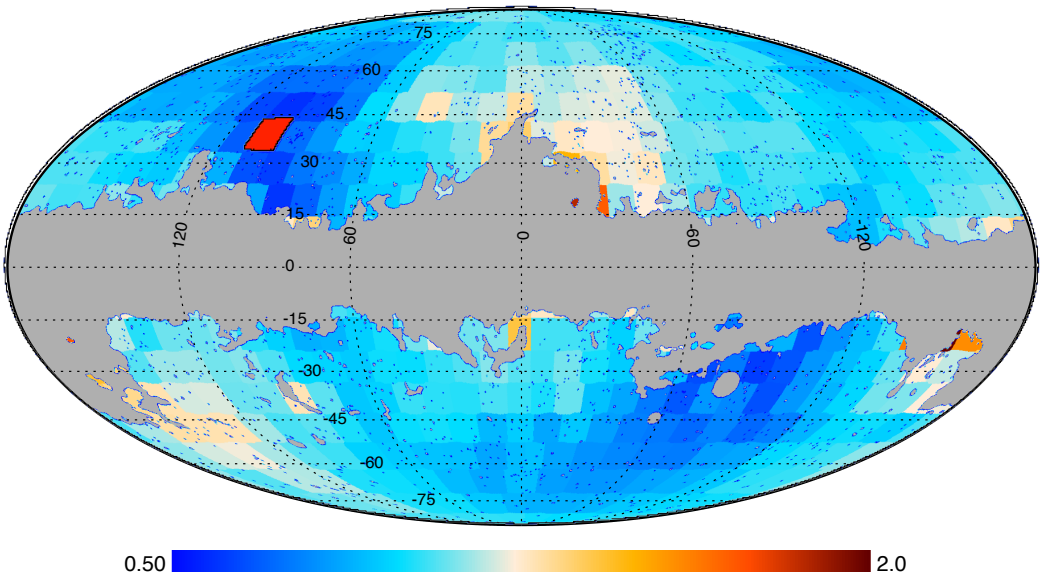


FIGURE 5.1 – Histogramme du nombre d'amas attendus pour une cosmologie donnée avec un biais en masse de 20% et pour la fonction de sélection de Planck. Une intégration est effectuée sur l'intervalle complet de masse M_{500} ainsi que dans des intervalles en redshift tels que $\Delta z = 0.1$. Il y a 184 amas au total.

A titre d'exemple, on trouvera à la figure 5.1 un histogramme en redshift du nombre d'amas de galaxies théoriques attendus à un rapport signal sur bruit plus grand que 7 lorsque Planck observe le ciel. Pour produire cette figure, j'ai choisi une cosmologie ΛCDM telle que $\{\Omega_m,\ \sigma_8,\ h,\ w,\ n_s\} = \{0.28,\ 0.78,\ 0.738,\ -1,\ 0.96\}$ où la valeur choisie pour la constante de Hubble correspond à la mesure de [Riess *et al.* 2011] et en considérant un Univers plat ($\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$). J'ai pris ici un biais en masse de 20%, c'est-à-dire $(1 - b) = 0.8$. Enfin, les comptages d'amas sont intégrés dans des intervalles de redshift entre $z = 0$ et $z = 1$ tel que $\Delta z = 0.1$, et sont également intégrés sur toute la gamme de masse entre $M_{500} = 10^{13} M_\odot$ et $M_{500} = 10^{15} M_\odot$.

5.1.2 Vraisemblance sur grille

Maintenant que le modèle calculant le nombre d'amas attendus avec Planck est établi complètement, il faut comparer le nombre attendu à l'observation pour pouvoir mettre des contraintes sur les paramètres cosmologiques. Dans ce but, nous allons construire une fonction de vraisemblance basée sur la statistique de Poisson et telle que dérivée dans [Cash 1979]. On pourra se référer à l'annexe C pour quelques



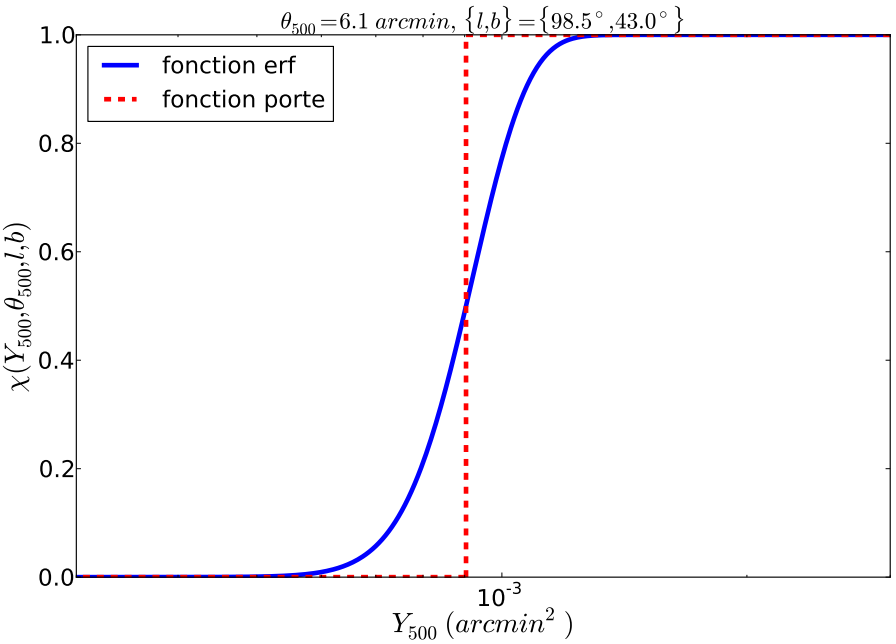


FIGURE 5.2 – Haut : carte de bruit après passage de l'algorithme de détection MMF3 pour une taille $\theta_{500} = 6.1$ arcmin. La carte est exprimée en fonction du bruit moyen sur tout le ciel $\overline{\sigma}_{Y_{500}}$. On voit que le bruit instrumental domine dans les régions pour lesquelles le temps d'intégration de Planck est plus important (les pôles écliptiques), alors que ce sont les émissions galactiques d'avant-plan qui dominent à plus basse latitude. On remarque également le découpage en 504 régions utilisées pour moyenner le bruit. Bas : approche semi-analytique de la fonction de sélection sans compter l'effet de masque (bleu) comparée à une simple fonction porte (rouge, pointillés) pour une taille $\theta_{500} = 6.1$ arcmin et pour une région du ciel proche du pôle écliptique nord (région en rouge sur la figure du haut). Le rapport signal sur bruit choisi ici est tel que $q = 7$.

brefs détails sur le formalisme bayésien. Le logarithme de la vraisemblance ln $\mathcal{L}$ s'écrit comme une somme sur les intervalles en redshift n_b de la probabilité que N amas soient observés dans un intervalle i donné sachant qu'on attend n amas dans ce même intervalle :

$$\ln \mathcal{L} = \ln \mathcal{P}(N_i|n_i) = \sum_{i=1}^{n_b} [N_i \ln(n_i) - n_i - \ln(N_i!)] \tag{5.5}$$

où n_b est le nombre d'intervalles choisi (10 dans le cas des comptages montrés à la figure 5.1). Il s'agit en fait du produit des vraisemblances individuelles propres à chacun des intervalles en redshift. Afin de contraindre les paramètres cosmologiques pertinents à l'étude des amas de galaxies à l'aide de cette fonction, j'ai utilisé une grille de vraisemblance à deux dimensions. A chaque point de la grille, tous les paramètres cosmologiques sont fixés exceptés Ω_m et σ_8, et les comptages attendus sont recalculés. La fonction de vraisemblance ci-dessus est calculée elle aussi à chaque point de la grille, avec le nombre d'amas attendus dans un intervalle en redshift n_i qui varie d'un point à l'autre. Afin de visualiser les contours à 1 et 2σ de niveau confiance sur Ω_m et σ_8, il reste à calculer l'intégrale de la vraisemblance sur la grille et tracer les contours qui contiennent respectivement 68 et 95% du total de l'intégrale. La méthode de la vraisemblance sur grille fonctionne bien, mais est limitée par le nombre de paramètres à contraindre. En effet, au-delà de deux paramètres le temps de calcul devient trop long et il devient nécessaire d'utiliser des Monte-Carlo par chaînes de Markov. Les résultats obtenus avec les deux méthodes seront présentés dans la partie 5.2.

5.1.3 Monte-Carlo par chaînes de Markov

De manière générale, on appelle méthodes de Monte-Carlo les techniques calculatoires utilisant la génération de processus aléatoires. Le but des méthodes de Monte-Carlo est de résoudre deux problèmes principaux :

- l'échantillonnage *indépendant* d'une distribution de probabilité $\mathcal{P}(x)$
- l'estimation des *moments* statistiques d'une fonction donnée $\phi(x)$ soumise à cette loi de probabilité, et notamment la moyenne :

$$\Phi = \langle \phi(\mathbf{x}) \rangle = \int d\mathbf{x}\ \mathcal{P}(\mathbf{x})\phi(\mathbf{x}) \tag{5.6}$$

ainsi que la variance :

$$\sigma^2 = \int d\mathbf{x}\ \mathcal{P}(\mathbf{x})(\phi(\mathbf{x}) - \Phi)^2 \tag{5.7}$$

où $\mathbf{x}$ est un vecteur dans un espace à N dimensions. Ici la distribution de probabilité $\mathcal{P}(\mathbf{x})$ est supposée suffisamment complexe pour que le calcul de la moyenne et de la variance d'une fonction $\phi(\mathbf{x})$ ne puisse pas se faire avec une méthode exacte.

On appelle la loi de probabilité $\mathcal{P}(\mathbf{x})$ la *densité cible* pour laquelle on souhaite trouver des échantillons indépendants. Il peut s'agir d'une distribution provenant de la physique statistique, ou bien d'une distribution conditionnelle comme dans notre cas. En effet, pour la contrainte de paramètres cosmologiques on utilisera la distribution donnée par la probabilité *a posteriori* (le *posterior* en anglais) du modèle, connaissant un jeu de données (voir annexe C).
Afin d'échantillonner la distribution de probabilité $\mathcal{P}(\mathbf{x})$, la plupart des algorithmes existants passent par une distribution de probabilité intermédiaire $\mathcal{Q}(\mathbf{x})$ plus simple à échantillonner que la loi de départ. On peut citer notamment l'échantillonnage préférentiel (*importance sampling*) ou la méthode de rejet (*rejection sampling*). Ici, nous nous baserons sur la méthode de *Metropolis-Hastings* qui propose une méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov (on utilisera le sigle MCMC). Dans ce cas précis, la densité de probabilité proposée $\mathcal{Q}(\mathbf{x})$ dépend de l'état actuel des chaînes représenté par $\mathbf{x}_n$, c'est précisément le principe d'une chaîne de Markov. La densité proposée, que l'on peut alors écrire $\mathcal{Q}(\mathbf{x}_{n+1}, \mathbf{x}_n)$ peut par exemple être une gaussienne centrée sur $\mathbf{x}_n$. De manière générale, $\mathcal{Q}(\mathbf{x}_{n+1}, \mathbf{x}_n)$ peut être n'importe quelle fonction de probabilité facile à échantillonner, qui ne doit pas nécessairement ressembler à $\mathcal{P}$. En commençant la chaîne à un état $\mathbf{x}_n$, un nouvel état est calculé à l'aide de la densité proposée $\mathcal{Q}(\mathbf{x}_{n+1}, \mathbf{x}_n)$ et l'on calcule le rapport de probabilités suivant :

$$\alpha = \frac{\mathcal{P}(\mathbf{x}_{n+1})}{\mathcal{P}(\mathbf{x}_n)} \frac{\mathcal{Q}(\mathbf{x}_n, \mathbf{x}_{n+1})}{\mathcal{Q}(\mathbf{x}_{n+1}, \mathbf{x}_n)}. \tag{5.8}$$

Si la densité proposée $\mathcal{Q}$ est une gaussienne, alors la loi de probabilité est symétrique et $\mathcal{Q}(\mathbf{x}_n, \mathbf{x}_{n+1}) = \mathcal{Q}(\mathbf{x}_{n+1}, \mathbf{x}_n)$. Le facteur α est alors simplement le rapport entre les densités cibles évaluées en $\mathbf{x}_{n+1}$ et $\mathbf{x}_n$. Si $\alpha \geq 1$, alors l'état suivant est accepté pour l'échantillonnage et la chaîne se déplace au nouveau point $\mathbf{x}_{n+1}$. Si $\alpha < 1$ le point peut être soit accepté avec une probabilité α, soit rejeté. Ainsi, la densité de points est plus importante là où la distribution de probabilité est élevée (α grand) est c'est bien ce que l'on cherche à obtenir. Par contre, comme la loi de probabilité proposée pour échantillonner $\mathcal{P}$ dépend de l'étape précédente, les échantillons obtenus ne sont pas indépendants les uns des autres. Il faut donc que les chaînes du MCMC tournent pendant un temps suffisamment long pour obtenir l'indépendance entre les échantillons. Quand cela arrive, on dit que les chaînes ont *convergé*.

Considérons une taille caractéristique de la région à échantillonner L avec des chaînes MCMC qui vont se déplacer d'un point à un autre de l'espace des paramètres (ici à une dimension pour l'exemple) avec un pas ε. Le pas ne doit pas être trop grand car la progression des chaînes serait ralentie significativement. D'un autre côté il ne faut pas que le pas soit trop petit pour éviter que le déplacement des chaînes ne s'apparente à une marche aléatoire qui mettra un temps important pour échantillonner correctement tout l'espace. En partant d'un point de départ choisi au hasard et après un temps de *burn-in* pendant lequel les chaînes s'équilibrent avant de commencer à échantillonner la distribution a posteriori, on peut considérer

que les échantillons obtenus par le MCMC sont indépendants après un temps

$$T \approx \left(\frac{L}{\varepsilon}\right)^2 \frac{1}{f} \tag{5.9}$$

avec f la fraction des points des chaînes qui sont acceptés. En réalité, l'espace des paramètres est multi-dimensionnel. Dans ce cas, si $L_{\max}$ est défini comme la plus grande taille caractéristique de la distribution de probabilité $\mathcal{P}$ et $L_{\min}$ comme la plus petite taille caractéristique de l'espace des paramètres, le temps de convergence des chaînes devient :

$$T \approx \left(\frac{L_{\max}}{L_{\min}}\right)^2 \frac{1}{f}. \tag{5.10}$$

Pour contraindre les paramètres cosmologiques avec les amas de galaxies en SZ, j'utiliserai en plus de la grille de vraisemblance la méthode du MCMC à l'aide du code public CosmoMC [Lewis et Bridle 2002] particulièrement adapté à la cosmologie et modifié pour prendre en compte la fonction de vraisemblance pertinente dans notre cas (équation 5.5). Je pourrai alors contraindre aisément plus de deux paramètres à la fois, tester l'effet des priors sur les paramètres inconnus dans le modèle, mais aussi combiner la vraisemblance SZ avec celle provenant des oscillations acoustiques des baryons (BAO), de la nucléosynthèse primordiale ou du CMB. Il s'agit donc d'un outil particulièrement puissant pour contraindre les paramètres cosmologiques dans un espace des paramètres à N dimensions avec une grande efficacité en terme de temps de calcul. Pour plus de détails sur les méthodes de Monte-Carlo et l'algorithme de Metropolis-Hastings, le lecteur pourra se référer au livre de [MacKay 2002].

5.1.4 Le catalogue observé

A l'aide de sa grande couverture en fréquence et de sa stratégie de balayage qui couvre tout le ciel, le satellite Planck détecte le plus grand catalogue d'amas de galaxies détectés en SZ par un relevé de tout le ciel [Planck Collaboration 2013p]. Au total, Planck a observé 1227 objets en SZ, mais aussi en se servant de données existantes dans le domaine des X, dans l'optique et dans l'infrarouge proche (voir figure 5.3 en haut).

En plus de cela, une campagne de suivi (*follow-up*) multi-fréquences a été mise en place et menée par la collaboration pour valider le catalogue de Planck. Parmi les 1227 objets détectés, 861 ont été confirmés comme étant de vrais amas de galaxies. 683 amas étaient déjà connus, principalement observés auparavant par les satellites X (70% d'entre eux) et par les relevés optiques (27% d'entre eux). Le reste avait déjà été observé en SZ. Il y a donc 178 nouveaux amas qui ont tous été validés par du suivi (157) ou confirmés par l'étude des catalogues publiés par le Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Les 366 objets restants, non encore confirmés comme étant de vrais amas, sont divisés en 3 catégories dépendant de leur probabilité d'être de vraies détections. Les candidats amas à faible probabilité n'ont par exemple pas de contrepartie dans le domaine des X, et peuvent être associés à des sources

extra-galactiques. Le redshift des amas a été mesuré de manière photométrique ou spectroscopique pour 813 d'entre eux, et va de $z = 0.01$ jusqu'à des redshifts de l'ordre de 1. Un tiers de ces amas possède un redshift supérieur à 0.3, et le nombre d'amas à redshift supérieur à 0.5 a été doublé grâce aux observations multi-fréquences de Planck. L'estimation de la masse des amas de galaxies montre que celle-ci s'étend de $10^{14} M_{\odot}$ à $1.6 \times 10^{15} M_{\odot}$. En résumé, Planck est particulièrement sensible aux amas les plus massifs situés à haut redshift, donc aux amas les plus rares. Ce sont ces objets qui sont les plus intéressants d'un point de vue cosmologique car la présence de l'un d'eux en dehors d'un plan $z - M$ bien défini peut mettre à mal le modèle standard ΛCDM [Harrison et Coles 2012].

A partir de ce grand catalogue d'amas de galaxies, l'échantillon utilisé pour l'analyse cosmologique a été construit en sélectionnant uniquement les amas dont le rapport signal sur bruit est plus grand que 7 (voir figure 5.3 en bas). On se retrouve alors avec un sous-ensemble de 189 amas de galaxies qui sont tous confirmés comme étant de vrais amas, et dont un seul n'a pas de mesure de redshift. Comme il s'agit d'un seul amas sur 189, il est possible de tirer aléatoirement un redshift pour cet amas suivant la distribution des 188 restants. L'approximation est correcte pour un seul amas, par contre il faut utiliser d'autres techniques quand plusieurs amas n'ont pas de mesure de redshift [Bonaldi *et al.* 2014].

Le catalogue d'amas de Planck est le plus grand catalogue d'amas utilisé pour réaliser des contraintes cosmologiques, toutes expériences confondues.

5.2 Premiers résultats de Planck avec les amas de galaxies

Cette section présente à la fois les résultats que j'ai obtenus dans le cadre du plan de travail fixé par la collaboration, ainsi que les travaux que j'ai menés moi-même. Ces derniers, réalisés sur catalogues simulés de comptages d'amas en redshift, impliquent :

- la comparaison et l'accord entre mes codes de comptage et ceux développés par le groupe ;
- la mise au point d'une méthode de contrainte cosmologique sur grille et sa validation ;
- la stabilité des contraintes ainsi obtenues lorsque le seuil de détection change ;
- lorsque la fonction de sélection change ;
- lorsque l'intervalle du redshift change.

Une fois les analyses cosmologiques réalisées à partir de la grille de vraisemblance, j'ai conduit d'autres tests afin de prouver la robustesse de la méthode. Ceux-ci comprennent :

- une étude sur une modification de la fonction de masse ;
- sur une modification de la méthode d'extraction ;

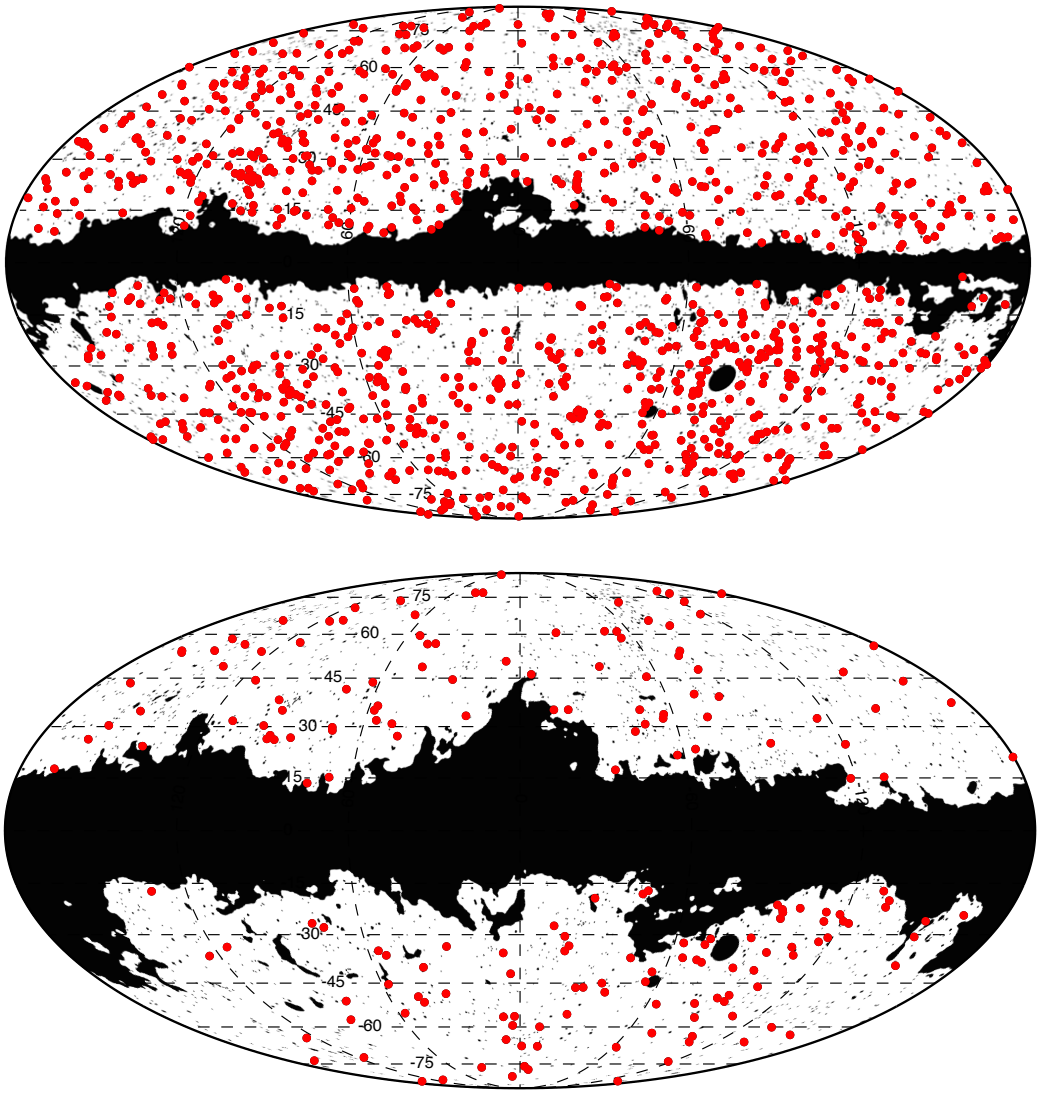


FIGURE 5.3 – Catalogue complet des 1227 objets détectés en SZ (en haut) et l'échantillon cosmologique correspondant coupé à un rapport signal sur bruit de 7 (en bas) et avec un masque galactique plus conservatif.

- le comportement des contraintes cosmologiques en fonction du biais sur la masse ;
- une vraisemblance jointe entre les comptages et le spectre angulaire de l'effet SZ.

Enfin, j'ai mené une étude poussée sur la comparaison des contraintes cosmologiques obtenues à l'aide de trois méthodes sur catalogues simulés : les Monte-Carlo par chaînes de Markov, la matrice de Fisher et la grille de vraisemblance. La maîtrise du code de MCMC m'a permis d'explorer une voie nouvelle, pas encore publiée par la collaboration, à savoir les contraintes mises par les données Planck sur le paramètre d'état de l'énergie noire.

5.2.1 Comptages en redshift

Tests effectués sur simulations Avant d'être en mesure d'effectuer les contraintes cosmologiques utilisant l'abondance des amas de galaxies du catalogue Planck, il est nécessaire d'effectuer un certain nombre de tests préliminaires sur les codes de comptages et de vraisemblance que j'ai développés. Le premier d'entre eux est de comparer les comptages obtenus pour une même cosmologie entre les différents codes utilisés dans la collaboration pour des intervalles en redshift de $\Delta z = 0.1$ et intégrés entre 10^{13} et $10^{15} M_{\odot}$. Dans ce cas, une fonction de sélection de type "fonction porte" est utilisée, comme illustré à la figure 5.2 par la ligne rouge pointillée. Ainsi, tous les amas de galaxies dont le paramètre de Compton intégré est supérieur à une valeur limite $Y > Y_{\rm lim}(\theta)$ qui dépend de la taille de l'amas sont détectés, et tous ceux qui se trouvent en-dessous du seuil ne font pas partie de la sélection. Le résultat de la comparaison entre les différents codes est montré à la figure 5.4, et l'on voit que l'accord est bon entre les codes. Seul le premier intervalle montre des différences notables, mais nous vérifions que l'impact au niveau des paramètres cosmologiques est négligeable.

Une fois les codes de comptages d'amas en accord, j'ai testé la méthode de vraisemblance sur grille afin de retrouver les paramètres cosmologiques utilisés pour créer un catalogue simulé. Plus concrètement, je calcule une grille de vraisemblance de dimension 31×31 avec Ω_m qui varie entre 0.2 et 0.4 et σ_8 entre 0.65 et 0.9, tous les autres paramètres cosmologiques étant fixés par ailleurs. Une fois les 961 vraisemblances calculées, cette première grille est interpolée pour trouver une grille plus fine de dimension 310×310. C'est à partir de la seconde grille plus fine que je trouve les contours à 68% et 95%. De plus, le catalogue simulé est calculé en tirant un nombre d'amas par intervalle de redshift avec une loi de Poisson en se basant sur des comptages moyens à une cosmologie donnée. Dans notre cas, les paramètres choisis pour tirer aléatoirement le catalogue sont $\Omega_m = 0.3$ et $\sigma_8 = 0.8$. Comme il s'agit d'une réalisation de Poisson, nous nous attendons à ce que les contours obtenus sur grille ne soient pas parfaitement centrés lorsqu'on utilise le catalogue, mais qu'ils le soient exactement quand on remplace les comptages du catalogue par les comptages moyens. La figure 5.5 montre les contours à 1 et 2σ que j'obtiens. On voit que les contours sont bien centrés autour des valeurs *fiducielles* des paramètres

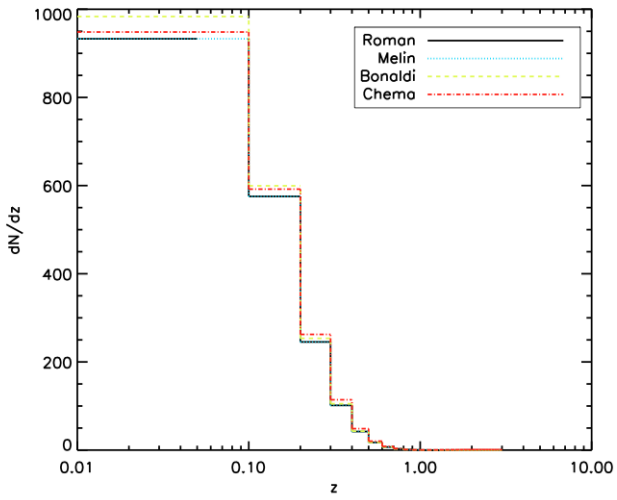


FIGURE 5.4 – Comparaison des comptages en redshift obtenus par les différents codes utilisés par la collaboration. On voit que l'accord est plutôt bon pour tous les intervalles en redshift. Cependant, le premier intervalle (entre $z = 0$ et $z = 0.1$) montre une différence non négligeable.

cosmologiques (celles choisies pour créer le catalogue) lorsque je prends les valeurs moyennes, alors que le croisement des valeurs fiducielles se situe à l'extrémité du contour à 1σ lorsque je choisis la réalisation du catalogue. C'est bien ce à quoi l'on s'attend.

Une autre façon de vérifier que les contraintes cosmologiques obtenues sur grille sont cohérentes est de s'intéresser directement aux comptages en redshift. En effet, il est impératif que les comptages correspondant à la réalisation de Poisson du catalogue de référence soient en bon accord avec les valeurs moyennes (les comptages obtenus en choisissant les valeurs fiducielles des paramètres cosmologiques), ainsi qu'avec les comptages correspondant au meilleur ajustement des paramètres cosmologiques. Dans notre cas, on trouve un meilleur ajustement autour de $\Omega_m = 0.329$ et $\sigma_8 = 0.777$, donc les comptages en redshift associés doivent être compatibles avec le nombre d'amas du catalogue simulé en supposant une erreur due à la réalisation de Poisson de l'ordre de $\sqrt{N_{\text{amas}}}$. La figure 5.6 montre que le test fonctionne bien, puisque les courbes correspondant aux valeurs moyennes et au meilleur ajustement de Ω_m et σ_8 sur la réalisation de Poisson sont compatibles avec les "barres d'erreur" du catalogue, même si le deuxième intervalle en redshift est un peu problématique. Cela montre en tout les cas que la méthode de contrainte cosmologique sur grille fonctionne comme on l'attend aux erreurs de mesure près.

Je souhaite maintenant tester la robustesse de la méthode de vraisemblance sur grille par rapport à certains détails de l'analyse des amas SZ. Ces tests sont effectués sur catalogue simulé, afin de s'assurer que la méthode fonctionnera de la même façon sur les vraies données. Dans le cas du catalogue observé de Planck, le rapport signal

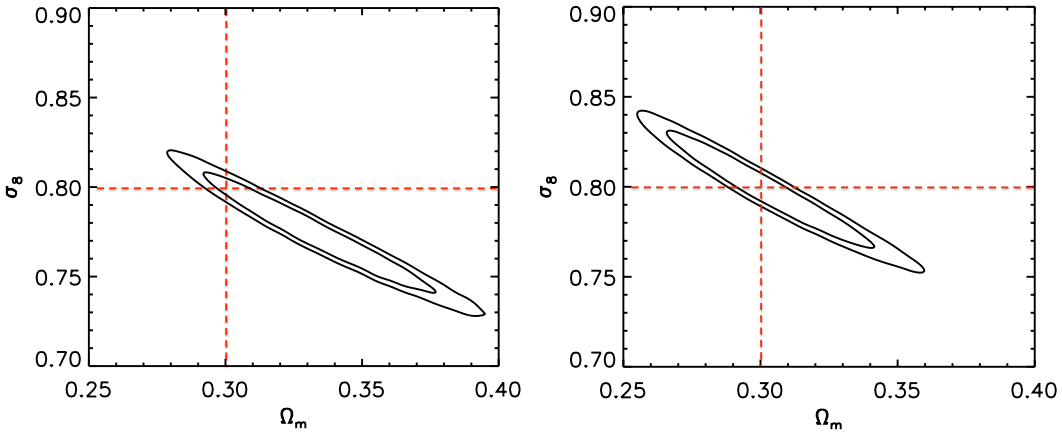


FIGURE 5.5 – Contours à 95% et 99% de confiance (2 et 3σ) obtenus sur grille avec tous les autres paramètres cosmologiques fixés dans le cas où les comptages "observés" correspondent au catalogue tiré aléatoirement (à gauche) et dans le cas où je prends les valeurs moyennes des comptages (à droite). On trouve que les contours sont bien centrés dans le deuxième cas, et que la valeur fiducielle des paramètres cosmologiques se trouve à l'extrémité du contour à 1σ dans le premier cas. Les valeurs choisies pour créer le catalogue sont représentées par les droites rouges en pointillés.

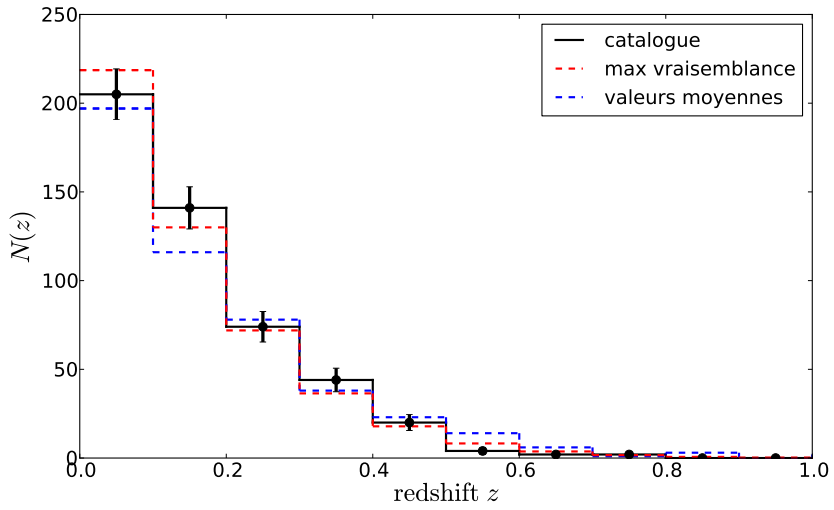


FIGURE 5.6 – Histogramme des comptages d'amas du catalogue simulé (en noir), des valeurs moyennes (en bleu pointillés) et pour le meilleur ajustement de paramètres (en rouge pointillés). Les comptages d'amas pour le meilleur ajustement et pour les valeurs moyennes sont en bon accord avec le nombre d'amas du catalogue simulé en supposant une erreur de l'ordre de $\sqrt{N_{\rm amas}}$.

sur bruit q n'est pas plus bas que 7. Il est donc intéressant de tester l'effet sur les contraintes cosmologiques d'une diminution du seuil de rapport signal sur bruit, celui-ci intervenant directement dans la fonction de sélection comme on le voit à l'équation 5.4. En gardant les mêmes lois d'échelle et le même type de fonction de sélection, baisser le rapport signal sur bruit va augmenter la taille de l'échantillon cosmologique. On suppose à travers ce test que tous les amas contenus dans les différents catalogues simulés [1] ont leur redshift mesuré soit par spectroscopie, soit par photométrie. La figure 5.7 montre le résultat du test avec la représentation des contours à 1σ seulement pour ne pas gêner l'illustration. Comme attendu, les contours ne sont pas tous centrés sur les mêmes valeurs de Ω_m et σ_8, et leur taille diminue avec le rapport signal sur bruit car la statistique augmente. Tous sont compatibles avec les valeurs fiducielles des catalogues utilisés.

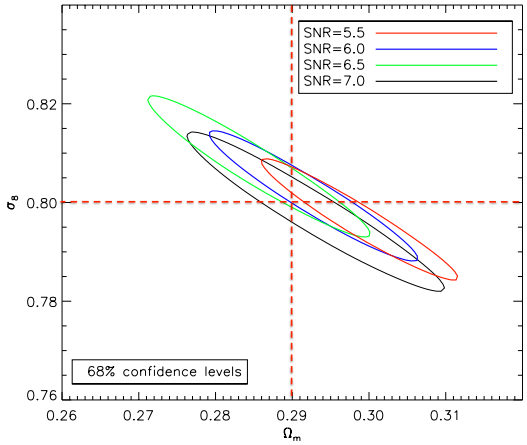


FIGURE 5.7 – Contours à 68% de niveau de confiance obtenus sur grille pour différents catalogues simulés avec un seuil en rapport signal sur bruit de 5.5 (rouge), 6 (bleu), 6.5 (vert) et 7 (noir). On voit que descendre en signal sur bruit diminue significativement la taille des contours à 1σ, qui sont dans tous les cas compatibles avec les valeurs choisies pour créer le catalogue (rouge pointillés).

Comme on l'a vu plus haut, les vraies données seront analysées avec une fonction de sélection de type *erf* telle qu'écrite à l'équation 5.4. On voit à la figure 5.8 que le changement en terme de fonction de sélection n'affecte que très peu les contraintes cosmologiques.

Le choix de base décidé au sein de la collaboration concernant la façon de découper les intervalles en redshift est de prendre de manière équivalente 10 intervalles entre $z = 0$ et $z = 1$ avec $\Delta z = 0.1$, ou 30 intervalles entre $z = 0$ et $z = 3$, mais toujours avec $\Delta z = 0.1$. J'ai testé l'impact du choix de l'intervalle Δz sur la précision de la contrainte des paramètres cosmologiques. Pour un intervalle entre $z = 0$ et $z = 2$ (le choix de la borne supérieure en redshift importe peu, tant que $z_{\rm max} > 1$), j'ai choisi de modifier le nombre d'intervalles comme décrit à la table 5.1.

1. Un autre choix de paramètres cosmologiques est fait ici ($\Omega_m = 0.29$, $\sigma_8 = 0.8$).

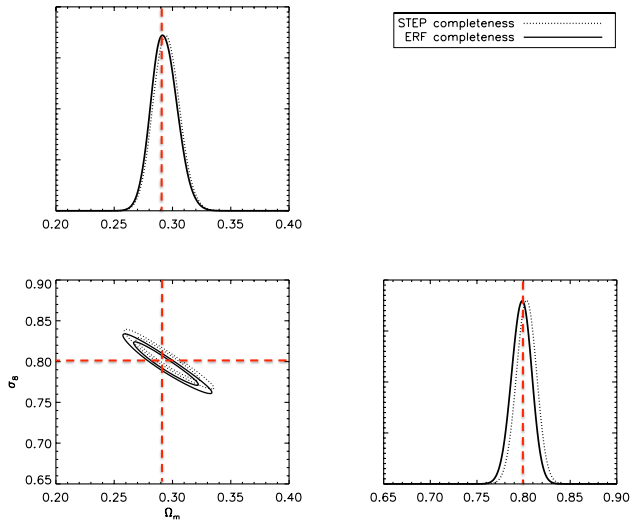


FIGURE 5.8 – Contours à 68% et 95% de niveau de confiance et vraisemblances intégrées sur grille pour différents catalogues simulés avec une fonction de sélection de type *fonction porte* (*step*, en pointillés) et une fonction de sélection de type *erf* comme à l'équation 5.4 (trait plein). Les contraintes cosmologiques varient très peu avec le type de fonction de sélection. Les valeurs choisies pour le catalogue sont représentées par les droites rouges en pointillés.

La figure 5.9 en haut à gauche montre que le fait de n'avoir qu'un intervalle ou deux crée une dégénérescence absolue entre les deux paramètres contraints, alors que le choix de passer à 5 et 10 intervalles permet de fermer les contours grâce à l'ajout de l'information sur la distribution en redshift. Le contour rouge correspond au choix de base. Pour un nombre d'intervalles encore plus grand (en haut à droite), très peu d'information est gagnée et le temps de calcul est plus long donc l'intérêt global est moindre. En regardant les vraisemblances à une dimension (l'intégrale sur un des deux paramètres contraints), on se rend compte que lorsque le nombre d'intervalles est trop petit il existe un léger biais dans le sens des valeurs de Ω_m plus grandes et des valeurs de σ_8 plus petites. Au fur et à mesure que le nombre d'intervalles devient plus grand, les vraisemblances convergent vers la valeur choisie pour produire le catalogue simulé. En guise de conclusion sur ce test, on peut dire que la valeur choisie de $\Delta z = 0.1$ (20 intervalles dans mon cas) correspond à la valeur limite pour laquelle les contraintes ne sont pas biaisées. Pour plus de sécurité, on pourra prendre $\Delta z = 0.05$ par exemple.

Les contraintes cosmologiques déterminées à partir de plusieurs catalogues d'amas de galaxies simulés ont été réalisées par deux autres groupes utilisant des Monte-Carlo par chaînes de Markov. Tout au long du processus visant à mettre au point l'analyse cosmologique avec les amas de Planck et sa validation sur simulation, l'accord entre les deux codes de MCMC ainsi que ma méthode de vraisemblance sur grille a été vérifié pour chacun des tests décrits dans ces lignes.

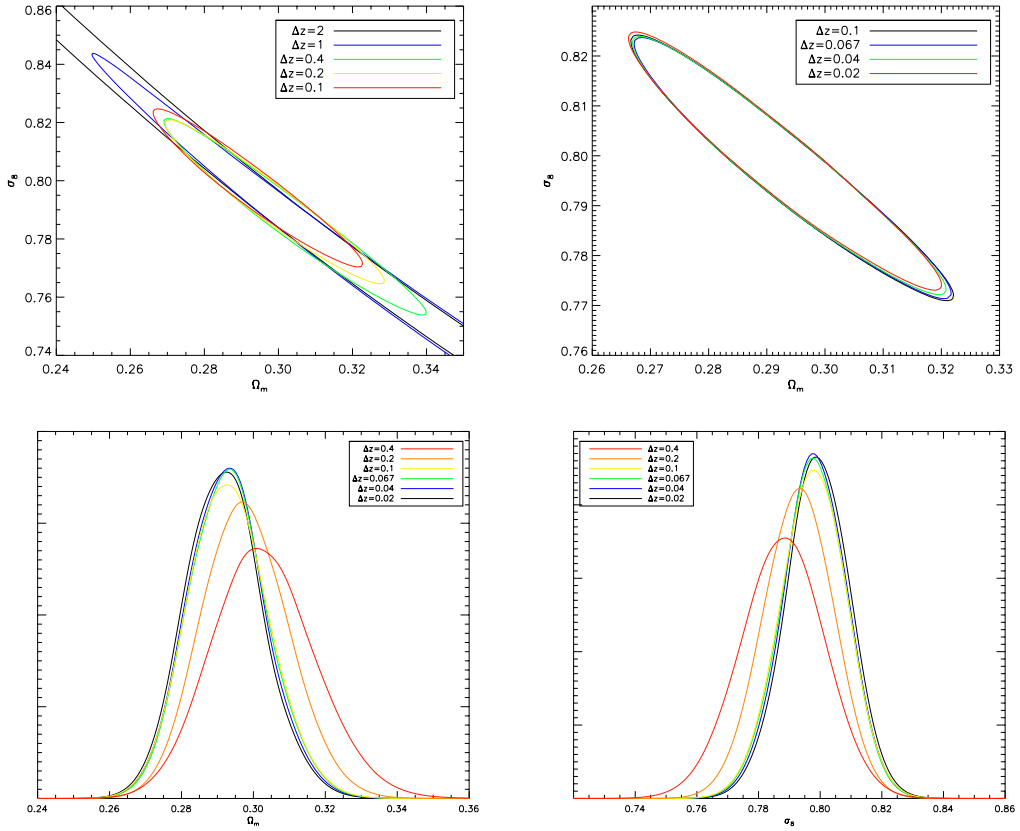


FIGURE 5.9 – Ligne du haut : effet de la taille des intervalles en redshift sur les paramètres cosmologiques contraints avec la grille pour $\Delta z > 0.1$ (à gauche) et $\Delta z < 0.1$ (à droite). Il s'agit des contours à 2σ. Ligne du bas : effet de la taille des intervalles en redshift sur les vraisemblances intégrées montrant les résultats obtenus sur Ω_m (à gauche) et σ_8 (à droite).

Nombre d'intervalles	Δz
1	2
2	1
5	0.4
10	0.2
20	0.1
30	0.067
50	0.04
100	0.02

TABLE 5.1 – Différents nombres d'intervalles en redshift testés à la figure 5.9 entre $z = 0$ et $z = 2$ et le pas Δz correspondant.

Résultats obtenus sur les données et leur robustesse En se servant de la répartition en redshift des amas de galaxies contenus dans l'échantillon cosmologique observé par Planck et décrit plus haut, il est désormais possible de construire la vraisemblance connaissant un modèle qui inclut entre autres la fonction de sélection de Planck, la fonction de masse de [Tinker *et al.* 2008] ainsi que les lois d'échelles 3.27 et 3.28 dérivées du profil de pression de [Arnaud *et al.* 2010]. J'obtiens à l'aide de la méthode de vraisemblance sur grille les contours à 68 et 95% de niveau de confiance représentés à la figure 5.10 (en haut) qui donnent la contrainte sur les deux paramètres cosmologiques suivants (barres d'erreur à 1σ) :

$$\begin{cases} \sigma_8 = 0.769 \pm 0.021; \\ \Omega_m = 0.277 \pm 0.022; \end{cases}$$

où il ne s'agit ici que de la vraisemblance provenant des amas SZ de Planck et où tous les autres paramètres sont fixés aux valeurs suivantes : $h = 0.68$, $\Omega_b = 0.048$, $n_\mathrm{s} = 0.96$, $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$ et un biais sur la masse de 15% est supposé. Dans la partie du bas de la figure 5.10, on retrouve en rouge la distribution observée des amas de Planck N_i utilisée pour calculer la vraisemblance $\ln\mathcal{L} = \ln\mathcal{P}(N_i|n_i)$, avec pour illustration des barres d'erreur proportionnelles à $\sqrt{N_\mathrm{amas}}$. En bleu, il s'agit du modèle de comptages d'amas n calculé pour le meilleur ajustement des paramètres cosmologiques ($\Omega_m = 0.277$ et $\sigma_8 = 0.769$), qui se trouve globalement au bon niveau par rapport aux comptages observés.

Il est d'usage fréquent de présenter les contraintes cosmologiques provenant des études des grandes structures sous la forme d'une combinaison des paramètres σ_8 et Ω_m ajustant le mieux la courbe de dégénérescence obtenue. Dans notre cas, une fonction du type loi de puissance

$$\sigma_8 = f(\Omega_m) = \alpha\Omega_m^\beta \tag{5.11}$$

est ajustée, passant par le centre ainsi que le bord de l'ellipse à 1σ. J'obtiens, après propagation des erreurs individuelles sur chacun des paramètres :

$$\boxed{\sigma_8 \left(\frac{\Omega_m}{0.27}\right)^{0.35} = 0.776^{+0.010}_{-0.009}} \tag{5.12}$$

Il s'agit de la courbe violette tracée dans la figure 5.10 en haut dont l'aire colorée représente l'erreur à 1σ sur cette combinaison de paramètres. L'incertitude est artificiellement basse ici à cause du fait que deux paramètres seulement varient. Lorsque le MCMC est utilisé avec une dizaine de paramètres étant libres de varier en même temps, les contours s'élargissent et l'incertitude sur la combinaison de Ω_m et σ_8 suit cette augmentation.

Dans le cas où une fonction de masse alternative est choisie (celle de [Watson *et al.* 2013], se basant sur des simulations numériques construites à partir d'un volume plus grand que [Tinker *et al.* 2008]), et avec les mêmes valeurs fixées pour les autres paramètres cosmologiques et le biais en masse, j'obtiens les contours verts de

la figure 5.10 en haut. Je trouve par conséquent une nouvelle mesure des paramètres cosmologiques :

$$\begin{cases} \sigma_8 = 0.775 \pm 0.018; \\ \Omega_m = 0.280 \pm 0.010; \end{cases}$$

ainsi qu'une nouvelle meilleure ligne de dégénérescence :

$$\sigma_8 \left(\frac{\Omega_m}{0.27} \right)^{0.68} = 0.793 \pm 0.008. \tag{5.13}$$

On constate notamment que la contrainte sur Ω_m est améliorée de plus de 50% et que celle sur σ_8 reste pratiquement inchangée. Il est intéressant de noter également que la ligne de dégénérescence n'a pas la même pente qu'avec la fonction de masse de [Tinker *et al.* 2008], mais est tout aussi bien contrainte par la grille de vraisemblance. Malgré ce changement de dégénérescence et un léger décalage vers les valeurs plus hautes de Ω_m et σ_8, les contours sont en très bon accord entre les deux types de fonction de masse.

Afin de s'assurer que la méthode de vraisemblance sur grille est solide également sur les vraies données, plusieurs tests ont été effectués dont les plus importants sont décrits ici. Nous avons vu une des principales méthodes de détection des amas de galaxies, à savoir les filtres adaptés (MMF) basés sur la maximisation du rapport signal sur bruit des cartes de paramètre Compton lissées à une taille donnée. Il existe également un algorithme bayésien de détection multi-fréquences de sources compactes situées dans un bruit de fond diffus. Cette méthode du nom de PowellSnakes (PwS) [Carvalho *et al.* 2009] assure que chacun des candidats amas est observé un peu moins de 5 fois au total, et peut-être utilisée dans un mode qui permet directement la comparaison avec les filtres adaptés. Dans l'ensemble, les deux méthodes peuvent êtres vues comme des estimateurs du maximum de vraisemblance. J'ai testé l'impact sur les contraintes cosmologiques des différents catalogues dérivant de trois méthodes : MMF3 (les filtres adaptés tels que décrits à la partie 3.5), MMF1 (une autre implémentation des filtres adaptés) et PwS. La figure 5.11 montre les contours à 95% de niveau de confiance pour les trois méthodes de détection des amas. Les trois contours se superposent assez largement et démontrent la robustesse de la vraisemblance sur grille par rapport au type de méthode de détection.

Enfin, dans le but d'illustrer l'importance de la connaissance de la masse dans la précision des contraintes cosmologiques provenant de l'étude des amas de galaxies, on pourra se référer à la figure 5.12. Dans cette figure, on trouve les contours à 2 et 3σ obtenus sur les vraies données dans différents cas. Les contours de vraisemblance en pointillés représentent le cas où le biais sur la détermination de la masse est nul, c'est-à-dire $1 - b = 1$. Les contours en trait plein quant à eux illustrent la situation pour laquelle la masse est connue avec 15% d'incertitude, c'est-à-dire $1 - b = 0.85$. Ne pas mettre de biais sur la masse signifie plus d'amas attendus par le modèle, donc une diminution de Ω_m et σ_8 puisque l'on travaille sur un catalogue observé fixe. On se rend compte que le biais sur la masse des amas joue un rôle particulièrement important pour les contraintes cosmologiques, et en particulier dans la direction orthogonale à la ligne de dégénérescence. Les résultats publics de Planck pour les amas

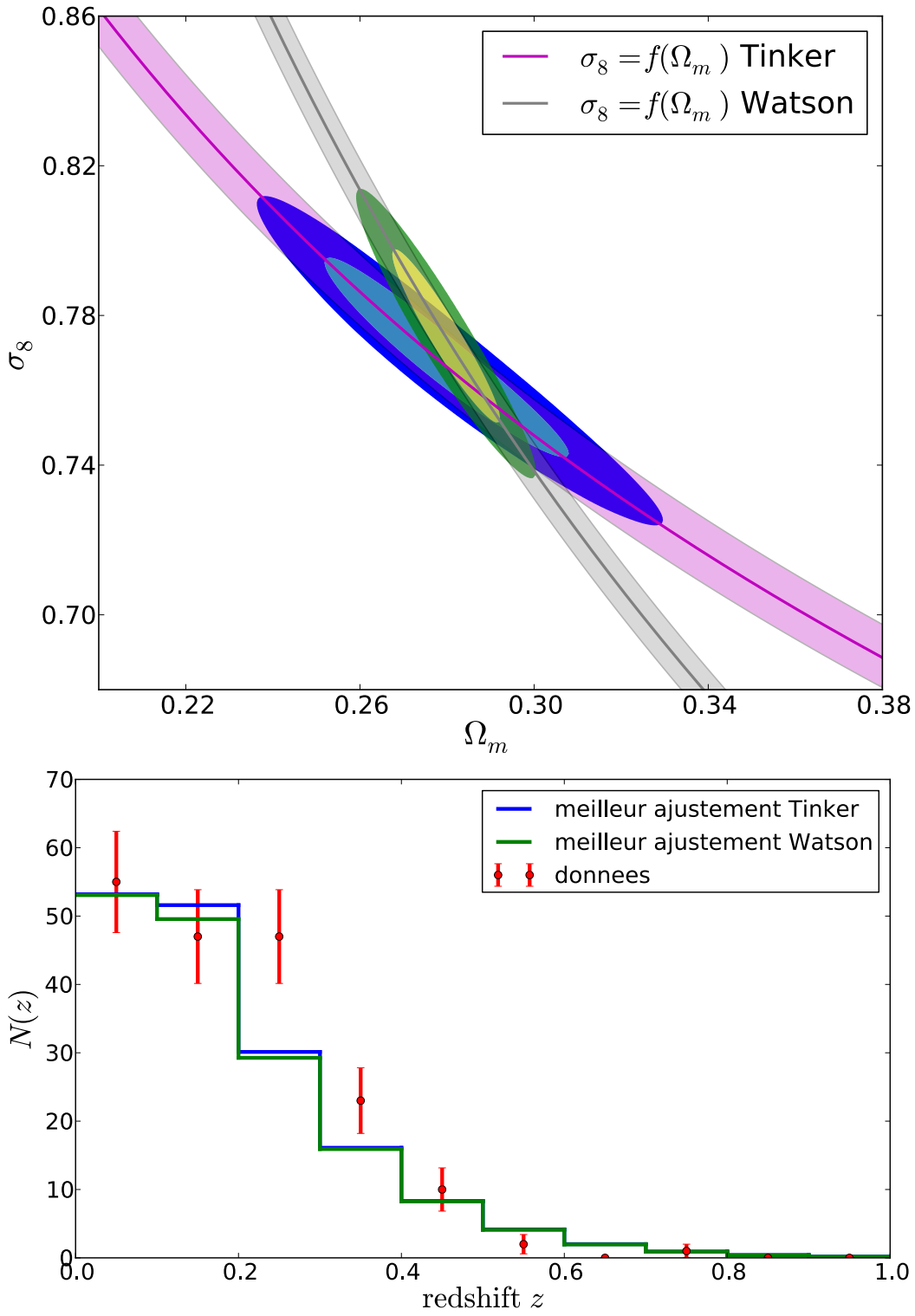


FIGURE 5.10 – Contours à 68 et 95% de niveau de confiance sur Ω_m et σ_8 obtenus sur les vraies données Planck et par la méthode de vraisemblance sur grille (en haut) pour la fonction de masse de Tinker et de Watson. La courbe en violet montre la meilleure ligne de dégénérescence contrainte sur ces deux paramètres, avec l'incertitude à 1σ représentée par l'aire colorée. La figure du bas illustre la comparaison entre la distribution en redshift des amas observés par Planck (points rouges) et celle obtenue à partir du meilleur ajustement des paramètres cosmologiques avec la fonction de masse de Tinker (en bleu) et de Watson (en vert).

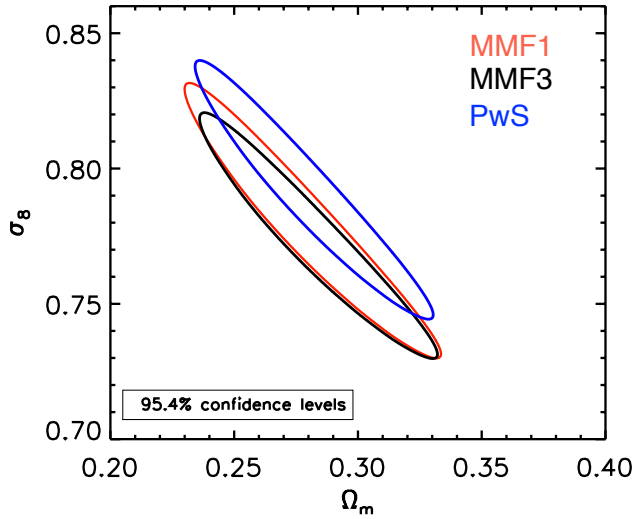


FIGURE 5.11 – Impact de la méthode de détection des amas sur les contraintes cosmologiques. Les contours à 2σ sont représentés pour les catalogues provenant de deux méthodes de filtres adaptés (MMF1 en rouge, MMF3 en noir) et d'une autre méthode, PowellSnakes (en bleu). L'accord est bon entre les différentes méthodes de détection des amas.

détectés en SZ correspondent à un biais fixé par les simulations numériques entre 15 et 20%, il va donc s'avérer intéressant de marginaliser la vraisemblance sur une variation du biais. Cela a déjà été montré en tant que test de robustesse de l'analyse dans l'article de mars 2013 pour la première livraison des données Planck, mais nous reviendrons en détail sur cet aspect un peu plus tard car celui-ci sera au centre de la prochaine analyse. La détermination de la masse des amas est l'élément crucial limitant la précision des contraintes cosmologiques en SZ, c'est donc la quantité à tenter de contraindre le mieux possible pour asseoir nos résultats [2].

Vraisemblance jointe avec le spectre SZ Une possibilité pour mettre une contrainte sur le biais en masse des amas serait de combiner deux sondes différentes provenant des amas SZ : les comptages en redshift et le spectre angulaire. Nous avons déjà expliqué en détail comment se construit la vraisemblance des comptages, il s'agit donc ici de mettre au point l'équivalent pour le spectre de puissance de l'effet SZ. Au moment de ce travail, le spectre angulaire du SZ n'avait pas été mesuré de manière précise sur une large gamme de multipole (voir mon extraction de spectre avec *SMICA* au chapitre 7). Dans cette analyse, effectuée avant les résultats Planck qui mettaient en lumière la présence du spectre dans [Planck Collaboration 2013n],

2. L'impact de la fonction de sélection a été testé (comme sur catalogue simulé), ainsi que l'influence de l'erreur sur la détermination des redshifts spectroscopiques et photométriques. Dans tous les cas de figure, les tests ont démontré la robustesse des contraintes cosmologiques toutes choses égales par ailleurs.

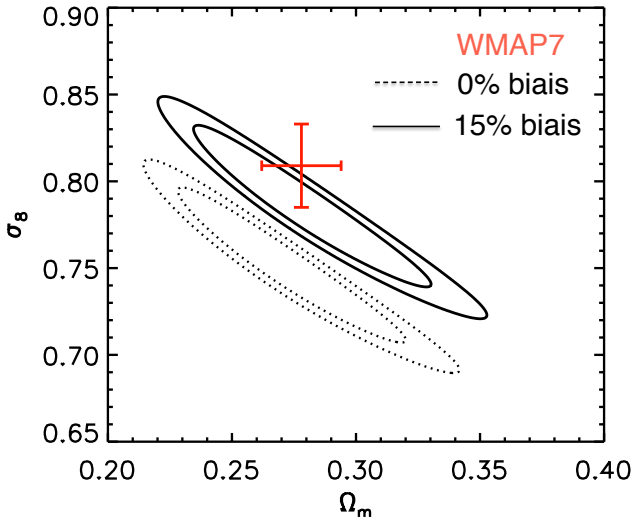


FIGURE 5.12 – Impact du biais en masse sur les contraintes cosmologiques. Les contours à 2 et 3σ sont représentés dans le cas où on ne considère pas de biais sur la détermination de la masse des amas ($1-b=1$, en pointillés) et un cas où l'on suppose que l'incertitude totale sur la mesure de la masse est de 15% ($1-b=0.85$, en trait plein). Le biais en masse joue un rôle majeur dans la direction perpendiculaire à la ligne de dégénérescence. Pour illustration, les contraintes provenant de l'étude des anisotropies du CMB par WMAP 7 ans [Jarosik *et al.* 2011] sont montrées en rouge.

nous utilisons la mesure obtenue par la collaboration SPT [Reichardt *et al.* 2012] :

$$\mathcal{D}^{\rm SPT}_{\ell=3000} = 3.65 \pm 0.69 \ \mu{\rm K}^2 \tag{5.14}$$

intégrée dans un intervalle de multipole autour de $\ell = 3000$ et en considérant toujours $\mathcal{D}_\ell = \ell(\ell+1)C_\ell/2\pi$. Quant au modèle de spectre, on utilise directement de celui décrit dans la partie 3.4.5, qui est intégré au Planck Sky Model [Delabrouille *et al.* 2013]. En faisant l'approximation d'une statistique gaussienne de la fonction à deux points de l'effet SZ, la vraisemblance est reliée directement au χ^2 par la relation :

$$\chi^2 = -2\ln\mathcal{L} \tag{5.15}$$

avec, dans notre cas,

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2_{\rm SPT}}\left[\mathcal{D}^{\rm modele}_{\ell=3000} - \mathcal{D}^{\rm SPT}_{\ell=3000}\right]^2. \tag{5.16}$$

J'obtiens les deux types de contours de vraisemblance dans l'espace ($1-b$,σ_8) représentés à la figure 5.13 à gauche. Ici le biais est libre de varier avec un prior plat entre 0 et 30%, et σ_8 varie entre 0.65 et 0.9. Le même type de grille de vraisemblance est utilisée ici que pour les contraintes cosmologiques montrées précédemment, et on représente les contours provenant des comptages seuls (en bleu), et du spectre SZ (en vert).

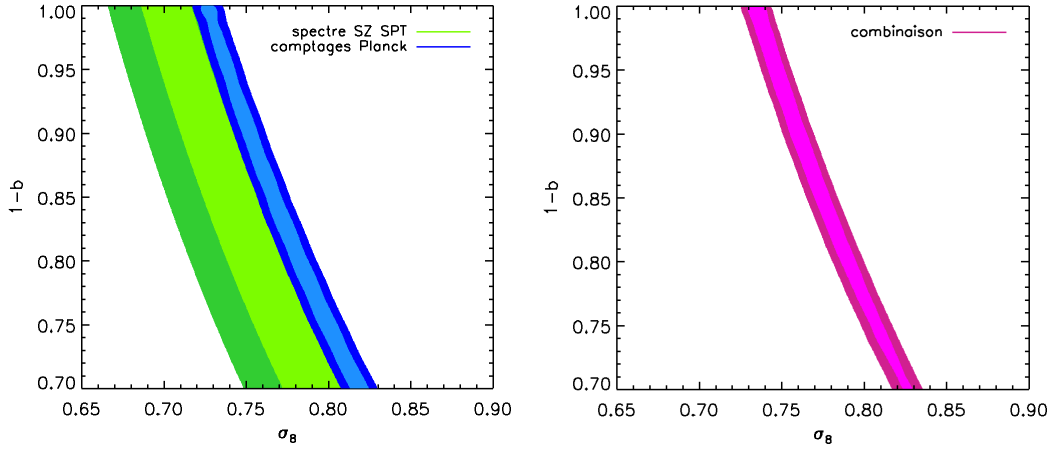


FIGURE 5.13 – A gauche : vraisemblances des comptages (en bleu) et du spectre SZ mesuré par SPT (en vert) dans l'espace $(1-b,\sigma_8)$, tous les autres paramètres cosmologiques étant fixés par ailleurs (en particulier $\Omega_m = 0.314$ comme mesuré par l'analyse du CMB primaire de Planck). A droite on trouve les contours correspondant à la vraisemblance combinée.

On constate en premier lieu la dégénérescence quasi-absolue entre le paramètre cosmologique σ_8 et le paramètre de physique des amas $1-b$. Ensuite, il est crucial de noter que le spectre de puissance du SZ (avec seulement un point de mesure) est en très bon accord avec la cosmologie obtenue avec les amas de Planck. Il s'agit d'une bonne indication de la compatibilité entre l'expérience au sol et le satellite, sensibles pourtant à deux sondes distinctes. De plus, on vérifie bien que pour le meilleur ajustement de σ_8 que j'obtiens plus haut avec les comptages, le biais en masse le plus vraisemblable oscille entre 20 et 22%, valeur en bon accord avec celle choisie lorsque le biais est fixe dans les analyses précédentes. Par contre, il s'avère impossible de briser la dégénérescence en utilisant la vraisemblance provenant de la mesure du spectre angulaire de l'effet SZ par SPT puisque les deux contours suivent une ligne de dégénérescence très proche. En effet, un calcul plus précis donne les dépendances suivantes des deux sondes (autour de $1-b \sim 0.85$ et $\sigma_8 \sim 0.8$) :

$$N(z) \propto (1-b)^4 \sigma_8^{10.2} \quad \text{et} \quad C_{\ell=3000} \propto (1-b)^3 \sigma_8^{8.7}. \tag{5.17}$$

Par conséquent, le calcul du produit des vraisemblances (la somme des vraisemblances logarithmiques) donne un contour similaire à celui obtenu à partir des comptages seuls (voir figure 5.13 à droite). On ne peut donc pas espérer mettre des contraintes fortes sur le biais en masse des amas de galaxies à partir de la combinaison des vraisemblances provenant des comptages et de la mesure du spectre par SPT. Il est toujours possible d'imaginer que la mesure du spectre par Planck sur une vaste gamme d'échelles angulaires va permettre de briser la dégénérescence entre la cosmologie et la physique des amas, avec le même modèle sous-jacent. Nous verrons si cela est possible dans la partie qui traite de l'extraction du spectre angulaire de l'effet SZ.

Résultats obtenus sur Monte-Carlo par chaînes de Markov Afin de contraindre un plus grand nombre de paramètres en même temps avec une efficacité numérique supérieure, j'ai utilisé pendant une partie de mon travail de thèse le code CosmoMC [Lewis et Bridle 2002], adapté pour prendre en compte la fonction de vraisemblance de Cash [Cash 1979] (équation 5.5) ainsi que pour calculer les comptages d'amas intégrant la fonction de sélection de Planck (équation 5.4). Avant toute chose, je vérifie que la méthode de vraisemblance sur grille et le MCMC sont en bon accord dans le cas d'un catalogue simulé avec $\Omega_m = 0.28$ et $\sigma_8 = 0.78$, en prenant comme comptages "observés" les comptages moyens par intervalle de redshift. Pour ce test qui nous intéresse ici, seuls Ω_m et σ_8 sont autorisés à varier, les autres paramètres cosmologiques étant fixés à leur valeur choisie pour produire le catalogue. Je compare ces deux méthodes de contraintes cosmologiques à une troisième provenant de l'analyse de Fisher. A partir d'un point de départ raisonnable, le calcul des dérivées de la fonction de vraisemblance est effectué dans les différentes directions de l'espace des paramètres. La matrice de Fisher ainsi construite donne une idée de la variation de la vraisemblance dans l'espace et montre la taille typique des contours sans prendre en compte les effets instrumentaux. On voit à la figure 5.14 le très bon accord entre les trois types de contraintes que je compare sur catalogue simulé et avec deux paramètres qui varient. Dorénavant, j'utiliserai presque exclusivement le MCMC pour effectuer les contraintes cosmologiques.

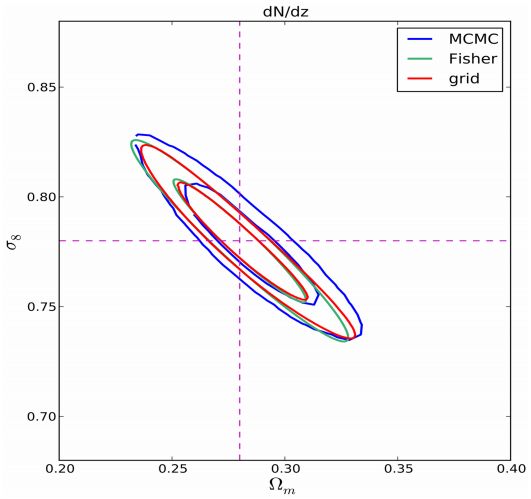


FIGURE 5.14 – Comparaison des trois méthodes de contraintes cosmologiques sur catalogue simulé : la méthode issue de l'analyse de Fisher (vert), de la grille de vraisemblance (rouge) et des Monte-Carlo par chaînes de Markov (bleu). On constate le bon accord entre les trois contraintes sur simulation, avec les contours à 68 et 95% de niveau de confiance centrés sur les valeurs fiducielles du catalogue (lignes pointillées violettes). Toutes les méthodes de contraintes cosmologiques présentées dans cette figure considèrent la variation des deux seuls paramètres ci-dessus, les autres étant fixés.

Afin d'utiliser les Monte-Carlo par chaînes de Markov sur les vraies données

Planck (la distribution en redshift des amas montrée en rouge à la figure 5.10 en bas), je fais varier 8 paramètres en tout. Cinq d'entre eux sont des paramètres cosmologiques (Ω_m, σ_8 via la normalisation du spectre A_s, H_0, n_s et Ω_b) et les trois restants concernent la physique des amas. En effet, en réécrivant les lois d'échelle entre les observables et la masse et le redshift (équations 3.27 et 3.28) d'une manière légèrement différente afin de faire ressortir la dépendance en H_0, on a :

$$E(z)^{-2/3}\left[\frac{D_\mathrm{A}^2(z)}{10^{-4}\mathrm{Mpc}^2}\right]Y_{500} = Y_*\left[\frac{h}{0.7}\right]^{-2+\alpha}\left[\frac{(1-b)M_{500}}{6\times10^{14}M_\odot}\right]^{\alpha} \tag{5.18}$$

pour la relation entre le paramètre de Compton intégré et (z, M), mais aussi

$$E(z)^{2/3}\left[\frac{D_\mathrm{A}(z)}{500\mathrm{Mpc}}\right]\theta_{500} = \theta^*\left[\frac{h}{0.7}\right]^{-2/3}\left[\frac{(1-b)M_{500}}{3\times10^{14}M_\odot}\right]^{1/3} \tag{5.19}$$

pour celle entre la taille de l'amas et (z, M). En utilisant cette nouvelle écriture des lois d'échelle, je peux contraindre en même temps que les paramètres cosmologiques la normalisation de la relation Y_* et la pente sur la masse α. Il faut rajouter à tout cela un dernier paramètre représentant la dispersion $\sigma_{\log Y}$ autour de cette relation, que l'on suppose distribuée selon une loi log-normale. Comme résumé dans la table 5.2, les trois paramètres de physique des amas varient avec un prior gaussien déterminé à partir des lois d'échelle observées sur l'échantillon cosmologique et validées à l'aide d'autres échantillons d'amas de galaxies (en particulier dans les X). De plus, la correction du biais de Malmquist est prise en compte dans ces priors. Pour plus d'informations, le lecteur pourra se référer à l'annexe de [Planck Collaboration 2013m]. L'information *a priori* sur l'indice spectral provient, elle, de la mesure des anisotropies primaires du CMB, et celle sur la quantité de baryons provient de l'étude de la nucléosynthèse primordiale. La vraisemblance des oscillations acoustiques des baryons (BAO) est également ajoutée et donne une mesure de la constante de Hubble H_0, basée sur l'échelle caractéristique des oscillations à travers le paramètre $r_\mathrm{s}(z)/D_\mathrm{V}$. La mesure provient de la combinaison de multiples expériences CMB et des relevés de galaxies (les références sont données dans la table 5.2). Enfin, la quantité de matière noire froide, et la normalisation du spectre évoluent avec des priors plats entre x et y représentés par la notation $[x\,;y]$. La profondeur optique est fixée à 0.09, et on considère un Univers plat avec constante cosmologique dans un premier temps. Le biais en masse des amas est lui aussi fixé à 20%. En effet, on peut considérer que faire varier la normalisation de la loi d'échelle à travers le paramètre Y_* en gardant le biais fixe est équivalent à faire varier le biais en gardant la normalisation fixe (voir équation 5.18).

Les résultats donnant le meilleur ajustement de paramètres est montré dans la colonne de gauche de la table 5.3 pour la vraisemblance SZ+BAO+BBN (amas SZ+oscillations acoustiques des baryons+nucléosynthèse primordiale) et à la figure 5.15. La figure du haut montre le type de résultat en sortie de CosmoMC avec une représentation triangulaire d'un sous-ensemble de paramètres. J'ai choisi d'illustrer ici les contraintes sur les paramètres cosmologiques ayant un prior plat, mais aussi

Paramètre	Prior	Référence
Y_*	-0.186 ± 0.021	[Planck Collaboration 2013m]
α	1.789 ± 0.084	[Planck Collaboration 2013m]
$\sigma_{\log Y}$	0.075 ± 0.01	[Planck Collaboration 2013m]
n_s	0.9624 ± 0.014	[Planck Collaboration 2013k]
$\Omega_b h^2$	0.022 ± 0.002	[Steigman 2008]
Ω_cdm	[0.17 ;0.37]	–
$\log\ A_\mathrm{s}$	[1.0 ;5.5]	–
H_0	–	combinaison de WMAP [Hinshaw *et al.* 2013] et Planck [Planck Collaboration 2013k], avec 6dF-GRS [Beutler *et al.* 2011], SDSS-DR7 [Padmanabhan *et al.* 2012], SDSS-DR9 [Anderson *et al.* 2012b] et WiggleZ [Blake *et al.* 2012]
τ	0.09	–
w	-1	–
Ω_k	0	–
$1-b$	0.8	–

TABLE 5.2 – Les différents types de priors utilisés dans les calculs des chaînes du MCMC avec la référence associée. Les quatre derniers paramètres sont fixés.

celle de la normalisation de la loi d'échelle $Y-M$. Il s'agit des contours à 68 et 95% de niveau de confiance, ainsi que des vraisemblances à une dimension pour chacun des paramètres de telle sorte que la contrainte est marginalisée sur la variation de tous les autres paramètres. Il est possible également de tracer les contours dans un espace de paramètres à deux dimensions (ici Ω_m et σ_8) en superposant les points des chaînes de Markov échantillonnées par Monte-Carlo. Ces points sont colorés en fonction de la variation d'un troisième paramètre, ici la normalisation Y_* (figure du bas). Cela permet de voir que changer la normalisation a le même effet que changer la valeur du biais en masse, à savoir déplacer les contraintes de manière orthogonale par rapport à la ligne de dégénérescence. Par ailleurs, il est important de noter qu'il y a une parfaite compatibilité entre les contraintes provenant des Monte-Carlo par chaînes de Markov et celles obtenues à partir de la grille de vraisemblance, avec seulement deux paramètres qui varient. Il suffit que les paramètres fixés dans ce dernier cas le soient à une valeur raisonnable.

J'ai également testé l'effet sur les données d'une variation par rapport à $w=-1$, c'est-à-dire ouvrir la possibilité à une autre interprétation de l'énergie noire que la constante cosmologique. Les contraintes sont présentées dans la colonne de droite de la table 5.3 ainsi qu'à la figure 5.16 où l'on retrouve les mêmes représentations en triangle, ainsi que la coupe dans le plan (Ω_m,σ_8) quand w varie. On remarque en premier lieu que le rajout d'un neuvième paramètre à ajuster dans le CosmoMC agrandit un peu les barres d'erreur à 1σ sur les paramètres cosmologiques. De plus,

ΛDCM	wCDM
$\Omega_m = 0.307 \pm 0.027$	$\Omega_m = 0.314 \pm 0.033$
$\sigma_8 = 0.762 \pm 0.022$	$\sigma_8 = 0.755 \pm 0.030$
$H_0 = 69.8 \pm 4.55$	$H_0 = 68.7 \pm 5.86$
–	$w = -0.930 \pm 0.279$

TABLE 5.3 – Contraintes cosmologiques obtenues par MCMC avec la vraisemblance SZ+BAO+BBN dans le cas où 8 paramètres du modèle standard varient (colonne de gauche) et dans le cas où w varie aussi en plus des 8 premiers paramètres (colonne de droite). Dans cette table on ne représente que les paramètres variant avec un prior plat, un prior gaussien étant supposé pour tous les autres.

on apprend que les modèles d'énergie noire tels que $w < -1$ impliqueraient des valeurs élevées de σ_8 ($>$0.8) corrélées à des valeurs faibles de Ω_m ($<$0.25), alors que les modèles pour lesquels $w > -1$ seraient favorisés par une cosmologie avec $\Omega_m > 0.35$ et $\sigma_8 < 0.75$. Enfin, ces résultats sont parfaitement compatibles avec une interprétation de l'énergie noire comme une constante cosmologique.

5.2.2 Comparaison des analyses CMB et SZ

Après avoir décrit les résultats de Planck obtenus grâce à l'analyse des anisotropies primaires du fond diffus cosmologique, et montré les contraintes cosmologiques que j'obtiens avec la distribution en redshift des amas de galaxies, il s'avère intéressant de comparer les deux. Pour ce faire, j'ai utilisé les chaînes de CosmoMC utilisées pour effectuer les contraintes du CMB [3] dans différents cas de figure. C'est ce que l'on voit à la figure 5.17 à gauche, dans le cas où la vraisemblance provenant du CMB est utilisée seule (j'ai vérifié que l'inclusion de la vraisemblance des BAO ou de HST ne change rien à la conclusion). Le contour bleu représente la partie à bas ℓ de la vraisemblance Planck, les contours violet et marron incluent la contrainte de WMAP sur la profondeur optique τ, obtenue grâce aux données polarisées (WP). Le contour marron possède une information supplémentaire, la vraisemblance à haut multipole, mais on voit que celui-ci est presque parfaitement superposé au contour violet. Enfin, le contour noir utilise un prior gaussien sur τ à la place de la mesure de WMAP.

On voit que l'apport de la mesure de la profondeur optique est crucial car les contraintes de l'analyse CMB se rétrécissent et cela montre clairement la ligne de dégénérescence entre les deux paramètres. Une fois la contrainte sur τ est ajoutée, on constate que la ligne de dégénérescence des contours provenant du CMB est quasiment orthogonale à celle des amas de galaxies SZ. Pourtant, les contours à 2σ ne se croisent presque pas. On obtient un meilleur ajustement très proche en termes du paramètre Ω_m, mais un décalage non négligeable est présent dans la direction de σ_8. Dans la figure de droite, on se rend compte de la situation en faisant varier

3. Celles-ci sont rendues disponibles à la communauté et peuvent se télécharger à l'adresse http://irsa.ipac.caltech.edu/data/Planck/release_1/ancillary-data.

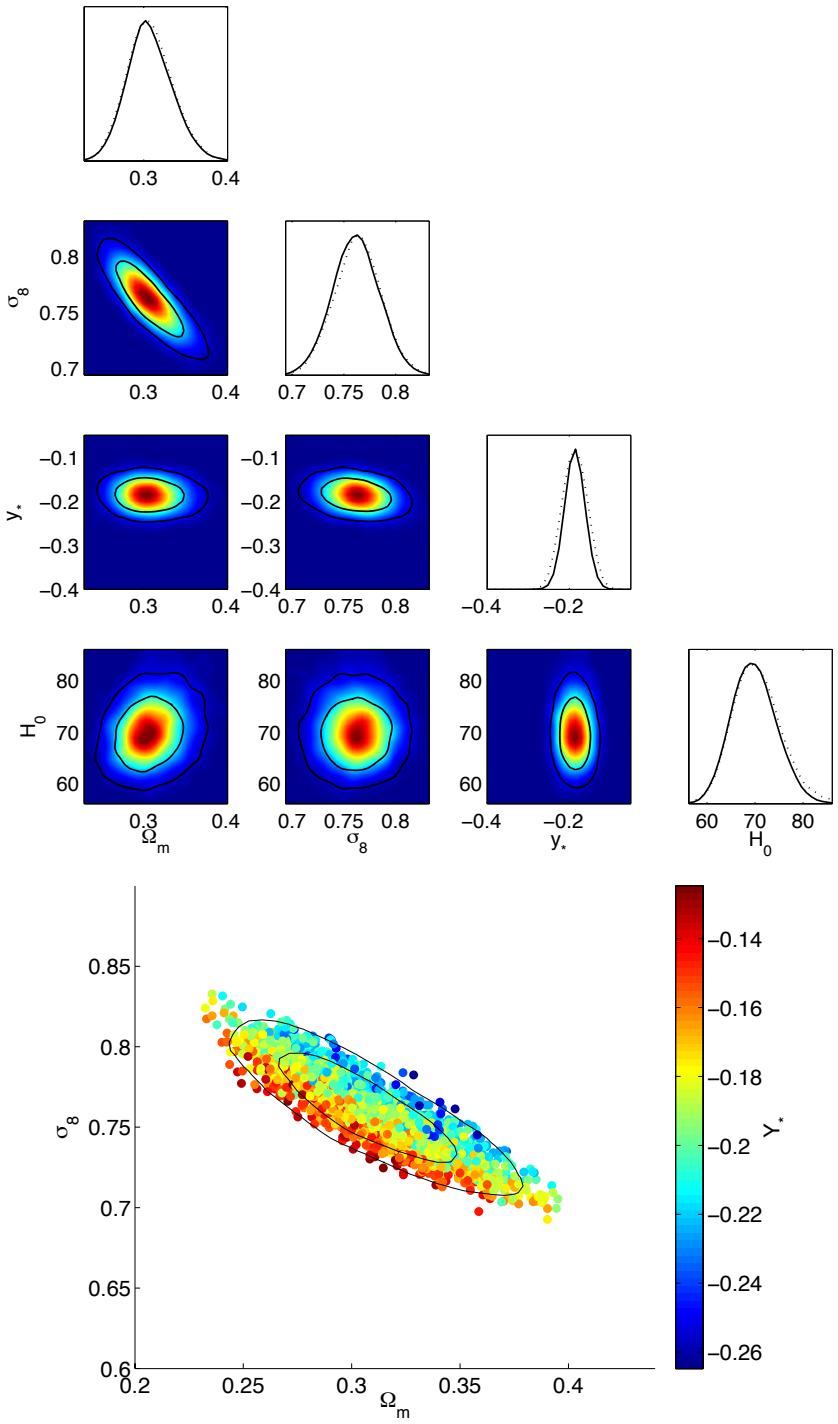


FIGURE 5.15 – En haut : figure en triangle montrant la contrainte sur un sous-ensemble des paramètres cosmologiques autorisés à varier dans un modèle ΛCDM. Il s'agit des résultats obtenus directement sur les données Planck par la vraisemblance SZ+BAO+BBN. En bas : contours à 1 et 2σ dans le plan (Ω_m,σ_8) avec marginalisation sur les autres paramètres. Pour illustration, on représente la variation de la normalisation de la loi d'échelle Y_* en superposant les points des chaînes, colorés en fonction des valeurs que prend ce paramètre.

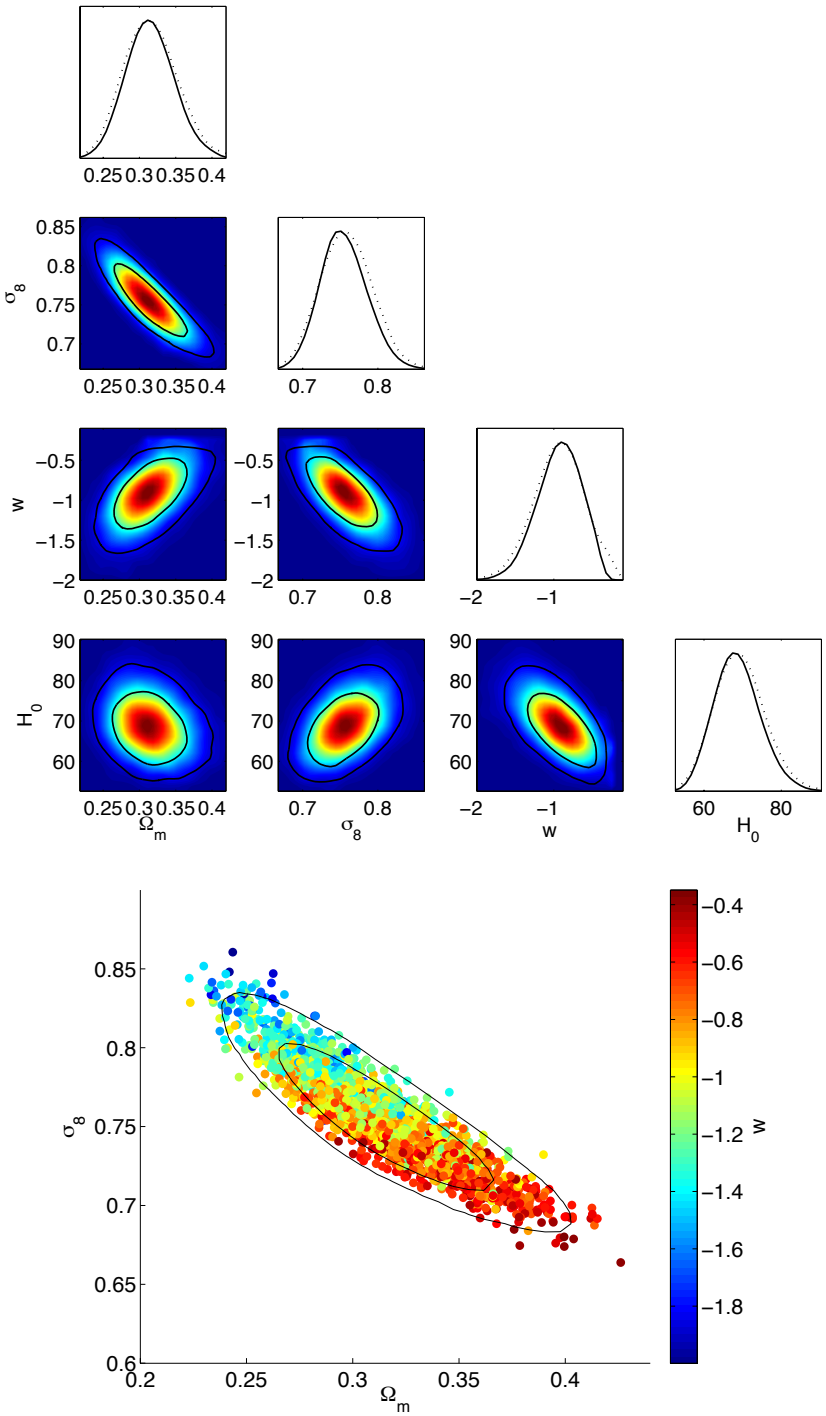


FIGURE 5.16 – En haut : figure en triangle montrant la contrainte sur un sous-ensemble des paramètres cosmologiques autorisés à varier dans un modèle wCDM. Il s'agit des résultats obtenus directement sur les données Planck par la vraisemblance SZ+BAO+BBN, en ouvrant l'espace des paramètres à une déviation de la constante cosmologique. En bas : contours à 1 et 2σ dans le plan (Ω_m,σ_8) avec marginalisation sur les autres paramètres. Pour illustration, on représente la variation de w en superposant les points des chaînes, colorés en fonction des valeurs que prend ce paramètre.

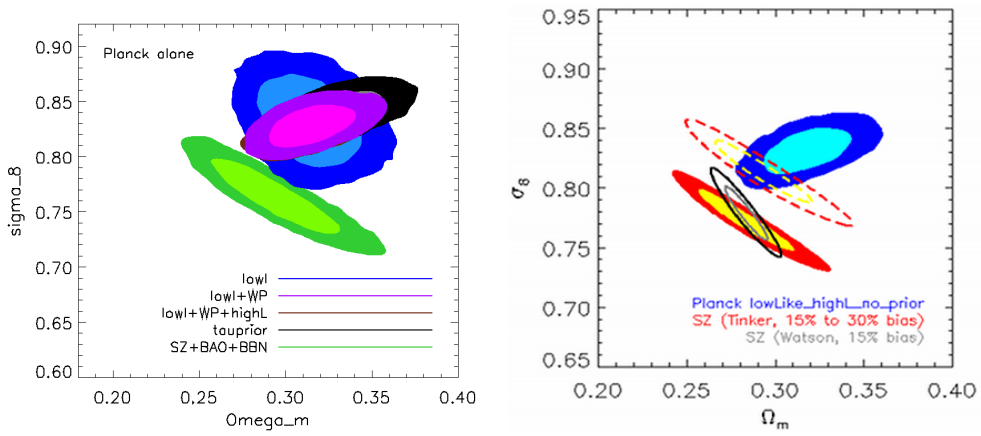


FIGURE 5.17 – Comparaison entre les résultats du CMB primaire et des amas de galaxies SZ. A gauche : les contours provenant du MCMC sont comparés. On trouve la vraisemblance SZ (en vert), la vraisemblance du CMB primaire seule à bas multipole (bleu), puis en ajoutant la contrainte de τ par WMAP (violet), la vraisemblance à haut multipole (marron), puis en considérant un prior gaussien sur τ à la place de la mesure de WMAP. L'inclusion de la contrainte sur la profondeur optique fait apparaître une tension de l'ordre de 2σ. A droite : les contours obtenus sur grille pour les différentes fonctions de masse ([Tinker *et al.* 2008] en rouge, [Watson *et al.* 2013] en noir), et avec un biais de 30% avec la fonction de masse de Tinker. Ceux-ci sont comparés aux chaînes du CMB de Planck (en bleu).

quelque peu le modèle des amas (avec la vraisemblance sur grille). La variation de la pente de la ligne de dégénérescence en utilisant la fonction de masse de Watson n'aide pas particulièrement à résoudre la tension, seul un biais en masse de l'ordre de 30% permettrait aux contours CMB et SZ de se croiser à nouveau.

La figure 5.18 illustre cette tension entre les résultats du CMB primaire et des amas de galaxies dans Planck au niveau des comptages. Comme auparavant, la distribution en redshift des amas observés est en rouge, et les deux meilleurs ajustements supposant deux fonctions de masse différentes sont représentées en bleu et vert. A cette figure, j'ai rajouté les comptages que l'on attendrait si la cosmologie obtenue par l'analyse du CMB primaire était correcte, c'est-à-dire pour $\Omega_m = 0.314$ et $\sigma_8 = 0.829$, avec tous les autres paramètres fixés comme précédemment. En particulier, je trouve plus d'un facteur 3 d'écart sur le nombre d'amas attendus total, et en particulier plus d'un facteur 5 lorsque $z > 0.5$.

Enfin, la figure 5.19 est l'exacte équivalente de la figure 3.8, pour laquelle je n'ai gardé que les contraintes sur Ω_m et σ_8. J'ai rajouté des carrés gris symbolisant les mesures apportées par l'analyse du CMB primaire de Planck, ainsi qu'une aire colorée en orange représentant les nouvelles contraintes des amas SZ obtenues sur grille. L'aire colorée en jaune, quant à elle, illustre celles que je trouve en utilisant la technique des Monte-Carlo par chaînes de Markov. Cette figure met une nouvelle fois l'accent sur la tension que l'on constate dans Planck sur le paramètre σ_8. En effet, on voit ici encore plus clairement l'incompatibilité à 2σ environ entre la mesure

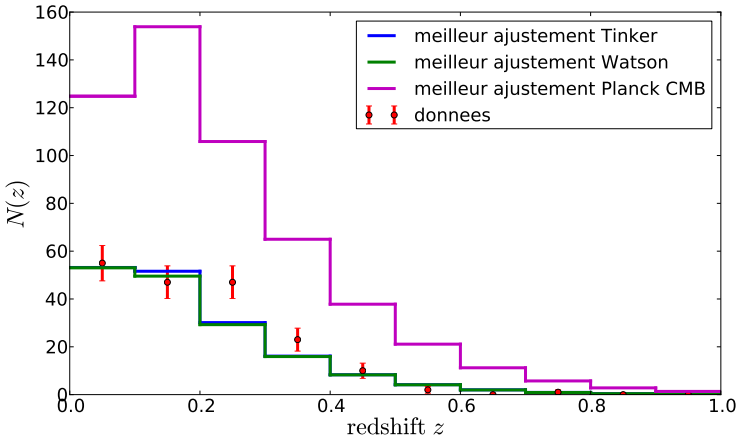


FIGURE 5.18 – Même figure que 5.10 (en bas), mais avec en violet les comptages obtenus avec notre modèle pour une cosmologie de type "Planck CMB". Il y a un facteur 3 entre les deux si l'on considère le nombre total d'amas.

du CMB primaire (carré gris) et l'aire colorée représentant le SZ. Concernant les autres expériences au sol, la contrainte de Planck provenant du CMB primaire est compatible avec celles obtenues également par l'étude du CMB de ACT et SPT. Cependant, celle-ci est en tension avec la contrainte CMB+SZ de SPT et ACT, lorsque le profil de pression de [Arnaud *et al.* 2010] est choisi dans toutes les analyses. Si le profil de pression varie à l'aide de simulations incluant notamment du support de pression non thermique et de l'injection d'énergie des AGN, scénarios choisis par l'expérience ACT, les contraintes sur σ_8 sont en meilleur accord entre les analyses CMB primaire de Planck et CMB+SZ de ACT. Le profil de pression de [Arnaud *et al.* 2010] est utilisé dans notre cas et symbolisé par le rond rouge pour ACT, SPT, et les analyses en X et en optique. La figure montre donc la bonne cohérence des contraintes dérivant du même modèle de physique des amas. Quant au paramètre Ω_m, la valeur obtenue par le CMB primaire est bien plus élevée que les expériences au sol, mais reste en bon accord avec la contrainte que j'obtiens. On trouvera dans [Planck Collaboration 2013m] le même type de figure, comparant cette fois la combinaison des deux paramètres, du type $\sigma_8 = \alpha\Omega_m^{\beta}$.

La comparaison des résultats sur les mêmes paramètres cosmologiques contraints par deux analyses différentes au sein de Planck est pleine d'enseignements et montre qu'un nouveau chemin reste à explorer. En comparant avec les autres expériences, il semble même qu'un schéma se dessine, qui montre une compatibilité difficile entre les analyses du fond diffus cosmologique et des grandes structures, ce qui amène plusieurs questions. Pourquoi l'analyse des amas de galaxies, quelle que soit l'expérience, tend à mesurer une amplitude moindre des fluctuations de densité (et donc moins d'amas sur le ciel), comparée à une analyse CMB ? Que faudrait-il imaginer pour d'une part abaisser la valeur de σ_8 obtenue par le CMB primaire, et d'autre

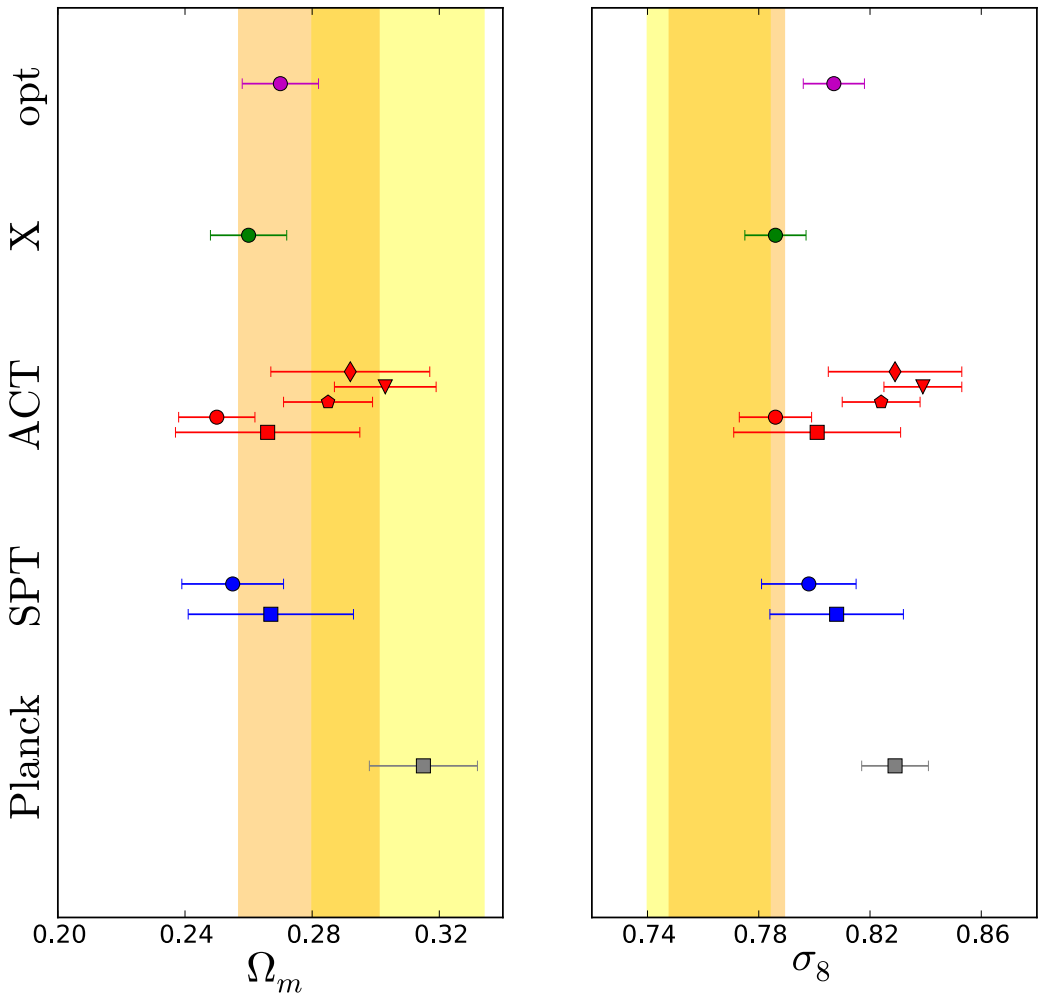


FIGURE 5.19 – Récapitulatif des résultats obtenus avec les amas de galaxies après Planck. Il s'agit de la même figure pour Ω_m et σ_8 que la figure 3.8, actualisée avec les résultats du CMB primaire de Planck (carrés gris), et à laquelle j'ai superposé les contraintes sur ces deux paramètres provenant des amas SZ avec la méthode de vraisemblance sur grille (aire colorée en orange) et le MCMC (aire colorée en jaune). La tension sur σ_8 est particulièrement mise en lumière.

part augmenter celle-ci dans le contexte de l'étude des amas ? Nous allons essayer de donner des pistes pour répondre à ces questions dans la suite.

5.2.3 Résoudre les tensions

Avant toute chose, il est nécessaire de noter que l'amplitude des fluctuations de densité lissées dans une sphère de 8 Mpc, représentée par le paramètre σ_8 est un paramètre *dérivé* dans l'analyse du fond diffus cosmologique. Par là, j'entends qu'il n'est pas directement contraint par l'étude des anisotropies primaires. En effet, le CMB est sensible plutôt à l'amplitude du spectre de puissance angulaire via le paramètre A_s, ainsi qu'à la quantité de matière totale (matière noire et matière baryonique). Une fois A_s et les six paramètres du modèle standard ΛCDM contraints avec grande précision par Planck, les codes résolvant l'équation de Boltzmann tels *CLASS* ou *CAMB* [Lesgourgues 2011, Lewis *et al.* 2000] peuvent être utilisés afin d'obtenir le spectre de puissance de la matière $P(k)$ correspondant. Le paramètre σ_8 est donc directement l'intégrale du spectre de la matière. Cependant, les études des grandes structures de l'Univers contraignent elles directement σ_8 en mesurant l'abondance de ces structures, ou leur corrélation à deux points notamment via la fonction de masse. En particulier, la fonction $f(\sigma)$ qui entre en jeu dans la fonction de masse a une dépendance exponentielle dans la variance des fluctuations de densité. Il s'agit donc d'une mesure directe de cette variance, grâce aux amas de galaxies observés en SZ, en X ou en optique, possible également grâce à l'étude des grands relevés de galaxies. On observe donc dans Planck une tension modérée entre l'analyse indirecte du CMB et celle plus directe de l'étude des amas en SZ, tension qui pousse à chercher de la nouvelle physique, que ce soit concernant les amas de galaxies eux-mêmes, ou bien un élément nouveau dans le modèle standard de la cosmologie.

Physique des amas Nous avons déjà vu que si l'on s'en tient au meilleur ajustement du profil de pression NFW généralisé (équation 3.17) obtenu soit sur des amas X dans [Arnaud *et al.* 2010], soit sur des amas SZ [Planck Collaboration 2013q], il est nécessaire de mettre un biais entre la masse observée via les X et la masse vraie de l'ordre de 30% d'après la figure 5.17 à droite. Pire encore, l'analyse effectuée à l'aide du Monte-Carlo par chaînes de Markov en combinant la vraisemblance SZ et CMB de Planck et en laissant le biais sur la masse varier, montre un meilleur ajustement pour lequel le contour SZ colle parfaitement au contour CMB avec

$$(1-b) = 0.55 \pm 0.06. \tag{5.20}$$

Une incertitude de 45% sur la vraie masse paraît très difficile à réconcilier avec les simulations numériques prenant en compte la déviation par rapport à l'équilibre hydrostatique, les inhomogénéités de distribution de température au sein des amas et les différences de calibration des différentes données X. Pour rappel, l'étude faite au sein de Planck prenant en compte chacun des ces éléments conduit à une estimation a priori réaliste du biais entre 0 et 30%, à savoir $(1-b) = 0.8^{+0.2}_{-0.1}$. Il semble donc difficile au vu de l'état actuel des plus récentes simulations numériques d'imaginer

que la solution consisterait à rester dans le cadre du profil de pression GNFW avec une incertitude sur la masse de l'ordre de 45%.

On voit bien que la clé du problème est la détermination du biais en masse, autrement dit la mesure précise de la masse des amas de galaxies. Dans l'analyse Planck la masse est mesurée à travers l'observation dans le domaine des X et mon travail de thèse a contribué à montrer que lorsqu'on utilise cette méthode, la masse X est sous-estimée par rapport à la masse vraie. Une façon de vérifier ce résultat est de comparer à d'autres mesures de la masse des amas soumises à d'autres systématiques. C'est l'objet des études effectuées par les projets CLASH (*Cluster Lensing and Supernova Survey with Hubble*, [Postman *et al.* 2012]) ou encore *Weighing the Giants* [von der Linden *et al.* 2014] dont le but est de mesurer la masse des amas de galaxies grâce à l'effet de lentille. Leurs résultats ont été publiés un peu moins d'un an après la première livraison des données Planck. En effet, l'effet de lentille gravitationnel faible permet la mesure de la masse des amas sans avoir besoin de compter sur des traceurs de matière baryonique (contrairement aux X et au SZ). De plus, la mesure est complètement indépendante du choix de rayon englobant la structure, donc non soumise aux incertitudes sur le choix de R_{500} ou R_{200}. La détermination de la masse grâce à l'effet de lentille étant intrinsèquement bruitée, il est nécessaire de considérer un échantillon d'au moins quelques dizaines d'éléments pour atteindre une précision statistique inférieure à 10%. Le projet *Weighing the Giants* effectua la mesure de la masse de 51 amas de galaxies au total, dont 38 sont en commun avec le catalogue observé par Planck. En ne considérant que 22 amas en commun, le biais entre la masse observée par les X (la masse supposée par Planck) et la masse "vraie" (du moins celle obtenue par leur étude) donne :

$$(1 - b) = 0.688 \pm 0.072 \tag{5.21}$$

et même $(1 - b) = 0.698 \pm 0.062$ lorsque les 51 amas sont inclus. Cela correspond à une déviation d'environ 1.6σ par rapport à l'estimation du biais que nous avons effectuée dans Planck à partir des masses X. Ce travail montre que, si l'on considère que la masse des amas mesurée par effet de lentille n'est pas biaisée par rapport à la masse vraie, on doit s'attendre à une sous-estimation des masses X de l'ordre de 30% plutôt que les 20% attendus. Cela va dans le bon sens pour réconcilier les contraintes du fond diffus cosmologique et des amas SZ, est en bon accord avec l'analyse de CLASH, mais il existe des travaux similaires qui sont en désaccord avec ces conclusions. Je pense en particulier au *400d Galaxy Cluster Survey weak lensing programme* [Israel *et al.* 2014] qui effectue la même tâche de mesure de la masse par effet de lentille pour une population d'amas peu massifs ($10^{14} M_{\odot}$) et à haut redshift ($0.4 < z < 0.8$) dont aucun n'est en commun avec le catalogue cosmologique de Planck. En divisant leur catalogue en deux selon la masse, leur analyse montre un bon accord entre les masses X et les masses obtenues par effet de lentille pour l'échantillon d'amas plus massifs, et trouvent même une sur-estimation des masses X dans le cas de l'échantillon le moins massif. Il est donc important de continuer à explorer cette voie là, avec vraisemblablement à terme une mesure de masses par effet de lentille par Planck lui-même.

La solution probablement la plus prometteuse est de prendre en compte avec attention dans les analyses futures les autres types de profils de pression. La collaboration travaillant pour le télescope situé dans le désert d'Atacama au Chili (ACT) semble la seule à avoir commencé le travail d'exploration des nouvelles sortes de modèles pour le profil de pression et le profil de densité des amas de galaxies dans [Hasselfield *et al.* 2013], les autres travaux marginalisant sur les paramètres des lois d'échelle ou n'assumant que le profil de pression universel. En effet, leurs contraintes cosmologiques s'appuient sur différents scénarios tels que l'apport de pression non thermique dû au mouvement des baryons au sein des amas, l'injection d'énergie par l'action des noyaux actifs de galaxies ou encore la mesure de masse dynamique par la dispersion des vitesses des amas. On voit à la figure 5.19 que l'inclusion de ces nouveaux éléments dans les simulations permettant de dériver les lois d'échelle entre les observables et la masse va dans le sens d'une réconciliation des contraintes sur σ_8. Dans le contexte des futures analyses impliquant les amas de galaxies, il est nécessaire que de nouvelles simulations numériques soient mises au point, prenant en compte de manière précise la physique des baryons et son comportement dans le coeur des amas. Les modèles de fonction de masse et de profil de pression seront modifiés en conséquence, et les contraintes cosmologiques obtenues par la suite seront de plus en plus solides.

Les amas de galaxies étant les structures les plus grandes liées par la gravitation dans l'Univers, leur contenu provient de l'accrétion de matière sur des régions de l'ordre de la dizaine de Mpc. Ainsi, on considère que les amas sont représentatifs de la densité d'énergie de l'Univers tout entier. De plus, comme les baryons sont capturés au sein des amas grâce au fort potentiel gravitationnel qu'ils exercent. On peut alors considérer que ces structures retiennent la même fraction de baryons (rapport de la densité d'énergie de baryons sur la densité totale, matière noire et baryonique) que la fraction de baryons *cosmique*, celle du reste de l'Univers. Cette idée selon laquelle les amas de galaxies sont représentatifs de la fraction de baryons cosmique est née dans les années 90, en particulier grâce au travail présenté dans [White *et al.* 1993]. Au sein des amas, les baryons sont concentrés en majorité dans le gaz chaud inter-amas émettant dans les X, mais aussi en proportion moindre dans les galaxies lumineuses et les étoiles isolées. Avec l'avènement récent des observations dans le domaine des X, notamment par les satellites XMM-Newton et Chandra, on se rendit compte que la fraction de baryons dans les amas se trouve entre 60 et 80% de la fraction cosmique [4]. Ce phénomène encore mal compris s'intensifie lorsque la masse des amas diminue. Il n'est pas clair à l'heure actuelle si le fait que l'on constate des *baryons manquants* est dû à de l'injection d'énergie, à une composante baryonique supplémentaire ou bien si les baryons manquants sont simplement localisés à l'extrémité des amas [Rasheed *et al.* 2010]. En tous les cas, cela montre que la connaissance de la physique au sein de ces structures n'est pas encore suffisamment bien comprise.

4. Planck met la contrainte suivante sur la fraction cosmique : $\Omega_b/\Omega_m = 0.1553 \pm 0.0029$ [Planck Collaboration 2013k].

Cosmologie En supposant le modèle de physique des amas basé sur le profil de pression universel, on peut dès lors imaginer des extensions du modèle standard de la cosmologie pour expliquer la tension de l'ordre de 2σ entre les résultats de l'analyse SZ et celle du CMB primaire de Planck. Dans le cadre de mon travail de thèse, je me suis consacré au cas incluant la présence de neutrinos massifs. En réalité, on sait grâce aux mesure des oscillations d'espèces de neutrinos que ceux-ci sont faiblement massifs, compatibles avec une masse minimale totale $\sum m_\nu = 0.06$ eV, et dont deux espèces au moins sont non-relativistes aujourd'hui [Abe *et al.* 2011, Nakamura *et al.* 2010]. Cette valeur pour la somme des masses est celle correspondant à une hiérarchie normale mais n'est pas l'unique solution. En effet, si la hiérarchie de la masse des neutrinos est inversée, la somme des masses se porte à une valeur autour de 0.1 eV. Dans les deux cas, il s'agit d'une hiérarchie que l'on appelle *minimale*, c'est-à-dire que le neutrino le plus léger est considéré comme non massif. Si l'on souhaite donner une masse à ce dernier, les valeurs limites pour la somme des masses augmenteront d'autant. Pour l'analyse standard du fond diffus cosmologique de Planck (sans considérer aucune extension au modèle ΛCDM), on considère une hiérarchie minimale normale, avec en pratique un seul neutrino massif[5]. Dans tous les cas, on suppose le nombre effectif d'espèces relativistes au découplage égal à 3.05.

Je montre à la figure 5.20 l'effet sur le spectre de puissance angulaire du CMB, et le spectre de puissance de la matière, d'une masse totale de neutrinos supérieure d'un ordre de grandeur par rapport à celle estimée à partir des oscillations. Dans la figure du haut, je représente le spectre de puissance angulaire C_ℓ calculé à l'aide du code *CLASS* résolvant l'équation de Boltzmann pour une cosmologie donnée en faisant varier la somme des masses des neutrinos de $\sum m_\nu = 0.06$ eV (noir) à 0.4 eV (rouge) en passant par 0.15 eV (bleu) et 0.3 eV (vert). Comme le spectre en température du fond diffus cosmologique est défini par l'évolution du plasma primordial avant la recombinaison, sa forme est par conséquent peu affectée par la présence de neutrinos massifs, qui agissent plus tard. Un des seuls effets visibles provient du fait que le taux d'expansion de l'Univers est modifié par la présence d'une densité de radiation supplémentaire, et les puits de potentiel gravitationnel sont modifiés par la présence de neutrinos massifs, jouant sur l'effet ISW (voir [Hou *et al.* 2014]). En conséquence de tout cela, donner une masse aux neutrinos décale légèrement les pics acoustiques vers les plus grandes échelles angulaires. En particulier, le premier pic représentant l'échelle angulaire de l'horizon sonore à la recombinaison est vu avec une taille plus grande sur le ciel. On peut également mentionner la suppression de puissance induite aux petites échelles dans le spectre du potentiel de l'effet de lentille, qui diminue aussi la puissance

5. Planck n'a pas la sensibilité nécessaire pour déterminer la différence des masses individuelles des neutrinos. L'analyse par MCMC se fait donc plus rapidement si l'on considère qu'un seul des neutrinos est massif. En revanche, les $N_{\rm eff}$ neutrinos se répartissent la masse si la somme des masses varie dans l'ajustement.

dans le spectre du CMB pour des échelles autour de l'échelle caractéristique des déflections. Dans le panel du bas, je trace le rapport des spectres, relativement au spectre correspondant à une somme des masses de $\sum m_\nu = 0.06$ eV en prenant le même code couleur. Les oscillations, d'amplitude d'autant plus importante que la somme des masses augmente, traduisent le décalage des pics acoustiques vers les plus grandes échelles. De plus, pour une masse totale inférieure à 0.3 eV par exemple, la différence de puissance est de l'ordre de quelques dizaines de μK^2. Il s'agit du même ordre de grandeur que l'erreur de Planck sur la détermination du spectre de puissance angulaire.

Dans la figure du bas, on trouve l'équivalent pour le spectre de puissance de la matière $P(k)$ calculé ici à $z = 0$. Celui-ci dépend directement de l'évolution des structures depuis la dernière diffusion jusqu'à aujourd'hui et contient donc entièrement la statistique régissant cette évolution. Ajouter des neutrinos massifs tend, comme on l'a vu pour le spectre angulaire, à augmenter le taux d'expansion de l'Univers, et à faire apparaître l'horizon acoustique plus grand sur le ciel. Mais d'autres particularités affectent particulièrement le spectre de puissance de la matière. En effet, l'âge de l'Univers à la recombinaison diminue en conséquence de tout ce qui vient d'être dit, et donc la période d'égalité entre les densités d'énergie de la matière et de radiation s'en trouve retardée. Le pic du spectre de puissance de la matière, représentant l'échelle de l'égalité matière-radiation, est donc lui aussi décalé vers les plus grandes échelles (les plus petits modes k). De plus, on note que l'amplitude des grands modes est moindre. Ceci est dû principalement au fait que les neutrinos, ayant une masse non nulle au moment de la formation des structures, contribuent à la ralentir par diffusion (*free-streaming*). On voit ainsi sur le panel du bas, que l'effet d'un changement dans la masse totale des neutrinos affecte la région autour du pic du spectre $P(k)$, et en particulier les grands modes situés après le pic pour lesquels la puissance est moindre.

Comme le spectre de puissance de la matière est affecté de manière plus importante par la présence de neutrinos massifs que le spectre de puissance angulaire, et sachant que l'intégrale du spectre $P(k)$ rentre en exponentielle dans la fonction de masse, on s'attend à ce que les comptages attendus soient significativement sensibles à cet effet. La figure 5.21 confirme cela, et démontre que rajouter des neutrinos massifs va dans le sens de réduire la tension entre les analyses CMB et amas SZ de Planck. La partie haute de cette figure montre les contours à 1 et 2σ que j'obtiens en calculant la vraisemblance sur grille dans un espace à deux paramètres : la masse totale des neutrinos et le biais sur la mesure de la masse. Dans ce cas, Ω_m est fixé à la valeur trouvée par l'analyse du fond diffus cosmologique de Planck, et la valeur de σ_8 est déterminée par celle de $\sum m_\nu$ puisque fixer la masse des neutrinos fixe le spectre $P(k)$, et donc son intégrale. C'est pourquoi on retrouve l'axe des valeurs de σ_8 sur la droite. J'ai rajouté sur la figure les limites pour le biais en masse déterminées sur des amas de galaxies détectés en X dans [Piffaretti et Valdarnini 2008] (bleu pointillés), ainsi que les

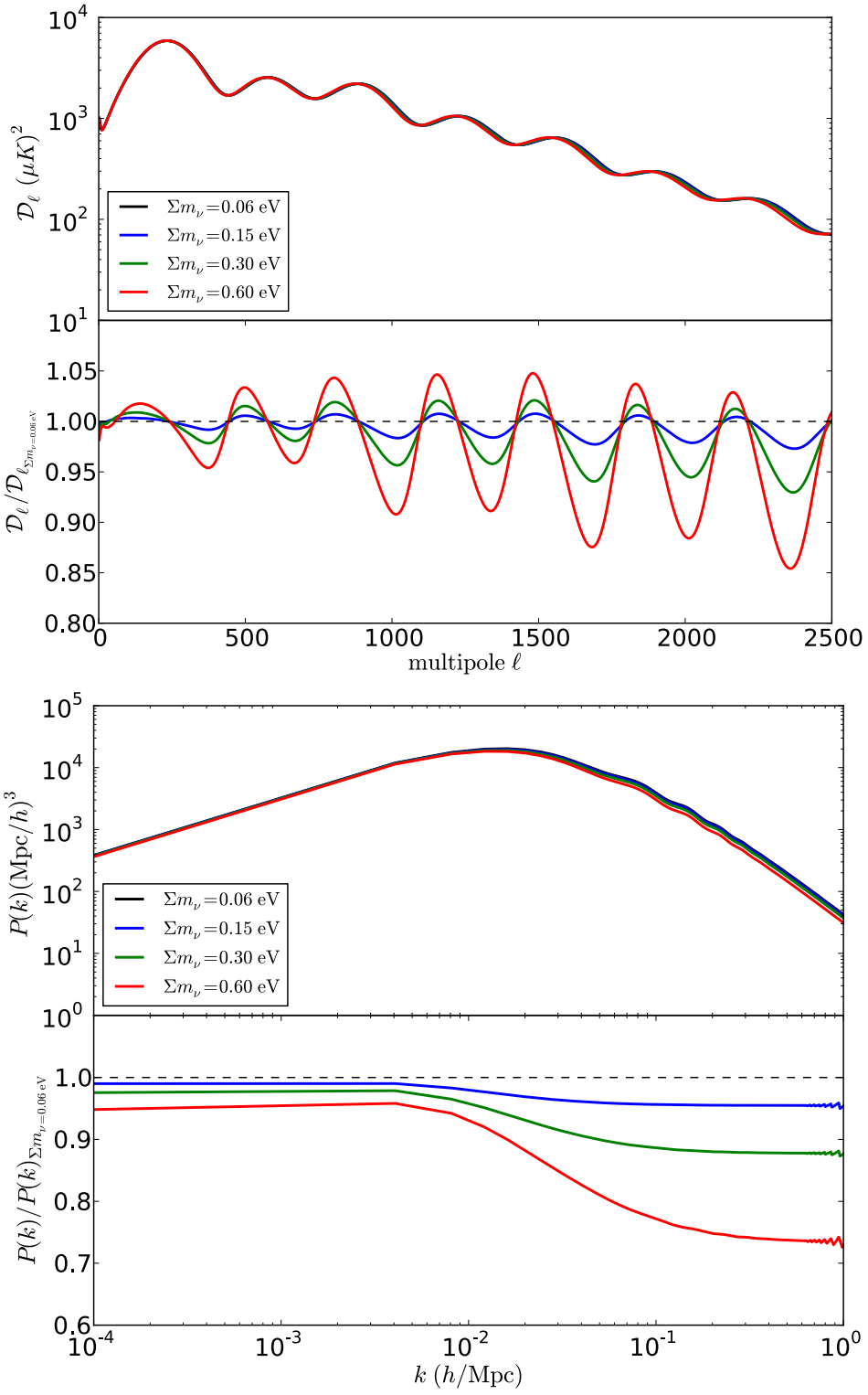


FIGURE 5.20 – Evolution des spectres de puissance angulaire $\mathcal{D}_\ell$ (en haut) et de la matière $P(k)$ (en bas) incluant la présence de neutrinos massifs dégénérés dont la somme des masses vaut 0.06 (noir), 0.15 (bleu), 0.30 (vert) et 0.60 eV (rouge). Le panel du bas de chaque figure montre les rapports des spectres, relativement au cas qui comprend trois neutrinos massifs dont la somme des masses vaut 0.06 eV.

limites supérieures à 2σ sur la masse totale des neutrinos par Planck et SDSS (resp. vert et violet pointillés). Le comportement observé était attendu : pour que la vraisemblance des amas de galaxies soit en accord avec les mesures du CMB primaire, il faut invoquer un biais important (d'après la figure, de l'ordre de 30%) et une faible masse totale des neutrinos. Ainsi, on retrouve bien une valeur pour σ_8 compatible avec celle trouvée par le CMB primaire. Par contre, en considérant simplement les limites sur le biais trouvées dans la littérature et la limite supérieure de Planck pour la somme des masses, il est plus vraisemblable d'avoir un biais sur la masse de l'ordre de 15% et $\sum m_\nu \approx 0.35$ eV. Si l'on s'intéresse aux comptages d'amas par intervalles de redshift, on obtient alors la figure du bas. Il s'agit de la même figure que 5.18 où je représente la distribution observée par la méthode des filtres adaptés (en rouge), le meilleur ajustement obtenu par l'analyse SZ (bleu) et du CMB primaire (violet). En violet pointillés, la même cosmologie "Planck CMB" est choisie pour tracer les comptages, mais avec une masse totale des neutrinos de 0.4 eV. Les structures étant plus supprimées par l'effet des neutrinos massifs, on remarque alors que le nombre d'amas baisse et devient en bon accord avec les comptages observés.

Dans la publication décrivant l'analyse cosmologique effectuée à l'aide des amas SZ Planck [Planck Collaboration 2013m], le même type de calcul a été réalisé en faisant varier le biais sur la masse entre 0 et 30%, ainsi que les autres paramètres cosmologiques comme indiqué dans la table 5.2, mais en autorisant $\sum m_\nu > 0.06$ eV. En combinant la vraisemblance du CMB primaire, des amas SZ, des BAO et en considérant les contraintes de la nucléosynthèse primordiale, on obtient la vraisemblance intégrée dans la direction du paramètre $\sum m_\nu$ montrée à la figure 12 de l'article (en rouge). Cela donne la contrainte suivante, indiquant une valeur non nulle de la somme des masses à plus de 2σ :

$$\sum m_\nu = 0.22 \pm 0.09 \text{ eV}. \tag{5.22}$$

De manière générale, lorsque deux jeux de données semblent en désaccord, l'ajout d'un paramètre supplémentaire allant dans la direction d'une résolution des tensions ne permet pas de conclure de manière complètement satisfaisante. Dans notre cas, la plus grande incertitude sur la mesure des paramètres cosmologiques est paramétrisée par le biais sur la masse. Dès lors que celui-ci varie (ici entre 0 et 30%), on peut considérer que l'on a marginalisé sur l'incertitude liée à la mesure de la masse et ainsi réconcilié les contraintes par la présence de neutrinos massifs. Mais pour consolider ce résultat, il reste impératif de trouver un moyen de mesurer le biais sur la masse, de manière indépendante du modèle d'amas.

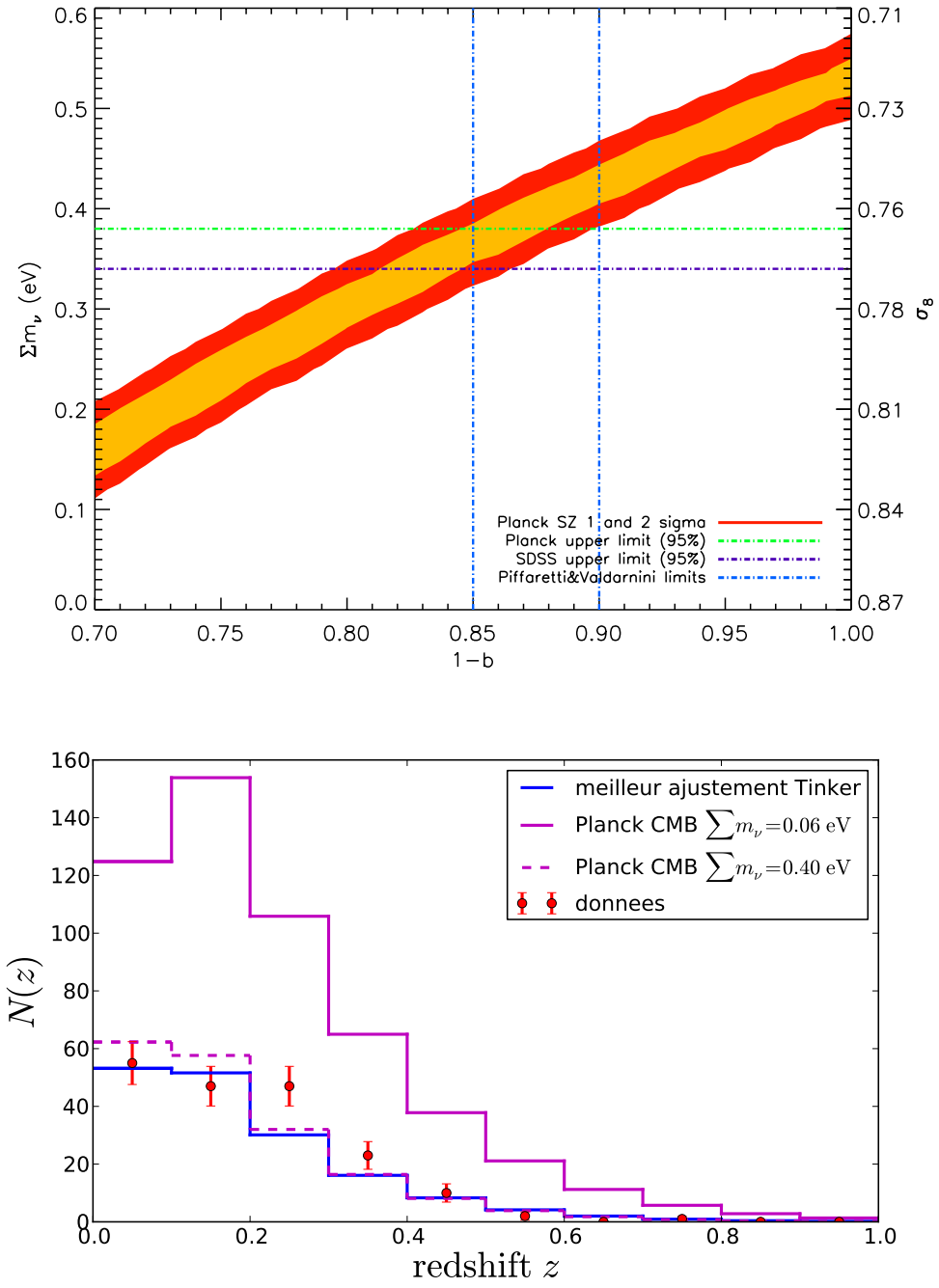


FIGURE 5.21 – Inclusion de neutrinos massifs dans la vraisemblance et les comptages. En haut : vraisemblance sur grille dans l'espace $(\sum m_\nu, 1-b)$ avec les contours à 68 et 95% de niveau de confiance (rouge et orange). Les limites à 1σ sur le biais calculé sur des amas X sont montrées en bleu pointillés, celles à 2σ sur la masse totale des neutrinos par Planck (vert) et SDSS (violet) sont également représentées. En bas : impact de neutrinos massifs sur les comptages obtenus avec la cosmologie "Planck CMB primaire" pour $\sum m_\nu = 0.06$ eV (violet, trait plein) et $\sum m_\nu = 0.4$ eV (violet, trait pointillé). Le code couleur pour le reste est le même qu'à la figure 5.18.

5.3 Nouvelle analyse

Cette section regroupe les derniers développements de mon travail au sein du groupe amas de galaxies de Planck. Les résultats sont donc préliminaires et susceptibles d'être modifiés d'ici à ce que la deuxième livraison des résultats de Planck soit publiée (automne 2014).

5.3.1 Objectifs

Nous avons vu dans les parties précédentes que l'analyse cosmologique effectuée à l'aide des comptages d'amas de galaxies en redshift est principalement affectée par l'incertitude sur la mesure de la masse de ces objets. En effet, celle-ci est basée sur les observations X qui supposent l'équilibre hydrostatique et qui peuvent être soumises à des erreurs systématiques conduisant à une sous-estimation de la masse, caractérisées par le biais, déjà explicité plus haut $(1 - b)$. La tension entre les contraintes cosmologiques venant des anisotropies primaires du CMB et du SZ peut donc soit être due à de la nouvelle physique, soit être en lien avec le problème d'indétermination de la masse.

Dans la nouvelle analyse qui va suivre, nous continuerons donc à explorer le cas des neutrinos massifs pour explorer la première hypothèse, mais nous irons plus loin dans la caractérisation du biais en masse. En effet, les deux programmes de mesure de masse des amas de galaxies par effet de lentille gravitationnelle CLASH [Postman *et al.* 2012] et *Weighing the Giants* [von der Linden *et al.* 2014] permettent de trouver une estimation du biais sur les amas faisant partie du catalogue de Planck et confirment la possibilité selon laquelle les amas seraient plus massifs que prévu. De plus, Planck lui-même permet de cartographier l'effet de lentille du CMB et la masse peut donc être mesurée directement avec les données du satellite [Melin et Bartlett 2014]. Ainsi, la nouvelle analyse prendra en compte non pas un biais fixé à 20% comme précédemment, mais ce dernier sera distribué de manière gaussienne selon les résultats obtenus par mesure de masse se servant de l'effet de lentille sur les grandes structures ou sur le CMB.

De plus, les données de la mission entière sont dorénavant disponibles. En termes d'extraction des amas de galaxies, cela signifie que pour une même coupure en rapport signal sur bruit, le catalogue d'amas contiendra plus d'objets. Il est donc possible de diminuer le seuil de détection, et ainsi diminuer les erreurs statistiques sur nos contraintes cosmologiques.

Il s'agit des deux axes principaux de la nouvelle analyse de Planck comprenant l'étude des amas de galaxies : la prise en compte des données de la mission entière permettant l'augmentation de l'échantillon cosmologique, et l'inclusion de nouveaux priors externes et internes sur le biais entre la masse dérivée par les observations X et la vraie masse, afin de réduire la tension avec le CMB primaire.

5.3.2 Nouveau catalogue

Deux types d'échantillons cosmologiques sont à l'étude pour cette nouvelle analyse, à partir du catalogue PSZ2 contenant 2090 objets en tout, et qui sera décrit en détail parmi les futures publications de Planck. Le premier est celui obtenu avec les objets détectés par la méthode de filtres adaptés MMF3, et le deuxième regroupe les objets trouvés par les trois méthodes d'extraction (MMF1, MMF3, PowellSnakes). Il s'agit du catalogue d'intersection. Dans tous les cas, un seuil en rapport signal sur bruit de $q = 6$ est appliqué, et un masque recouvrant les régions à haute émission de poussière (très proche de celui de la figure 5.3 en bas) est utilisé. Au total, 65% de ciel reste disponible. Le catalogue MMF3 (respectivement intersection) contient en tout 450 (resp. 501) détections, dont certaines sont assimilées à des sources compactes avec une forte significativité ($\chi^2 > 10$). En soustrayant ces objets au catalogue, il reste 438 (resp. 492) objets dans l'échantillon cosmologique. La plupart des redshifts sont obtenus par identification des objets avec le catalogue obtenu sur les données de la mission nominale (PSZ1, décrit dans [Planck Collaboration 2013p]), avec le catalogue redMaPPer [Rykoff *et al.* 2014] établi à l'aide des données du relevé optique SDSS, par recherche dans la base de données de la NASA (NED, *NASA Extragalactic Database*), ou encore grâce à des programmes de suivi. Ainsi, 11 objets (resp. 20) sont manquants dans l'échantillon cosmologique, ce qui représente 2.5% environ (resp. 4%) du total des amas. On peut alors aisément négliger l'effet dû à l'absence d'informations des redshifts de ces objets, et simplement considérer que ceux-ci suivent la même distribution en redshift que les autres membres de l'échantillon. En effet, faire cela n'implique qu'une différence très faible au niveau des comptages et permet de rendre compte au premier ordre du nouveau catalogue. On peut envisager considérer d'autres méthodes plus réalistes dans de futurs développements [Bonaldi *et al.* 2014]. Grâce au fait que la totalité des données de la mission Planck est accessible, et grâce à la diminution du seuil en rapport signal sur bruit, le nombre d'amas présent dans l'échantillon cosmologique a augmenté de plus d'un facteur 2 et représente plus que jamais le plus grand échantillon utilisé pour effectuer des contraintes cosmologiques.

5.3.3 Fonction de sélection

La fonction de sélection de Planck est modifiée également dans cette nouvelle analyse. En effet, en 2013 la fonction de sélection s'écrivait à l'aide d'une fonction erreur basée sur les niveaux de bruit de l'algorithme de détection des amas (équation 5.4), et donc sur l'hypothèse que le bruit des filtres est distribué suivant une loi gaussienne. Dans un premier temps, la nouvelle fonction de sélection utilisée est basée sur simulations avec injection d'amas dans les données de Planck. Cette dernière permet de mieux prendre en compte des effets subtils d'erreur des algorithmes de détection, et permet aussi de tester différents profils de pression pour les amas ou l'effet de l'asymétrie des lobes de l'instrument. Dans notre cas, nous nous servons d'une fonction de sélection calculée sur simulations, appelée QA, et supposant le

profil de pression universel ainsi que des lobes symétriques. Par ailleurs, descendre à bas rapport signal sur bruit implique des différences non négligeables entre la fonction de sélection de type QA, et celle basée sur l'approximation de la fonction d'erreur. C'est pour cette raison que nous choisissons de considérer pour la nouvelle analyse la fonction de sélection calculée sur simulations, supposée plus réaliste.

5.3.4 Parallèle avec l'analyse précédente

Afin de comparer les nouvelles contraintes cosmologiques avec celles de l'analyse de 2013, j'ai utilisé les Monte-Carlo par chaînes de Markov avec les mêmes caractéristiques et les mêmes priors que ceux décrits dans la table 5.2, à la seule différence près qu'ici la dispersion dans la loi d'échelle $Y - M$ n'est pas prise en compte. Par ailleurs, le biais sur la masse est toujours fixé à 20%. J'obtiens ainsi les contours présentés à la figure 5.22 pour les catalogues MMF3 et d'intersection (INTER). Dans le cas des deux nouveaux catalogues établis à partir de PSZ2, la coupure en signal sur bruit est à $q = 6$, et la fonction de sélection de type QA est considérée. On voit dans un premier temps que les deux contours pour les deux différents catalogues sont en très bon accord, mais aussi qu'ils sont également parfaitement compatibles avec les contours de 2013 (en pointillés). La surface des contours se réduit d'un facteur 1.5 environ grâce à la diminution du seuil en rapport signal sur bruit, ce qui se traduit par un facteur 1.3 environ de réduction des barres d'erreur sur les paramètres Ω_m et σ_8. Les résultats sont récapitulés dans la table 5.4, que l'on peut comparer aux résultats de 2013 déjà présentés dans la table 5.3.

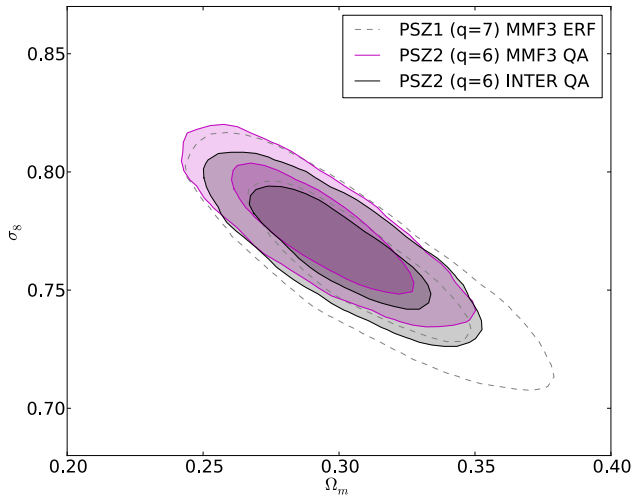


FIGURE 5.22 – Contraintes cosmologiques obtenues sur le catalogue MMF3 (violet) et le catalogue d'intersection (noir) du PSZ2 à biais fixé. Les contours sont calculés à partir de la fonction de sélection estimée sur simulations (QA) et sont comparés aux contours de l'analyse de 2013 [Planck Collaboration 2013m] dont la fonction de sélection est de type *erf* (pointillés).

PSZ2 MMF3	PSZ2 INTER
$\Omega_m = 0.293 \pm 0.021$ $\sigma_8 = 0.776 \pm 0.017$ $H_0 = 68.4 \pm 4.3$	$\Omega_m = 0.301 \pm 0.021$ $\sigma_8 = 0.767 \pm 0.017$ $H_0 = 69.0 \pm 4.4$

TABLE 5.4 – Contraintes cosmologiques obtenues par MCMC sur le nouveau catalogue pour Ω_m, σ_8 et H_0. La colonne de gauche donne les résultats pour l'échantillon MMF3, celle de droite pour l'échantillon d'intersection. Les deux sont en excellent accord.

Enfin, la meilleure contrainte sur la combinaison des deux paramètres qui nous intéressent est donnée par la fonction suivante, là aussi en bon accord avec l'analyse précédente (voir équation 5.12) :

$$\sigma_8 \left(\frac{\Omega_m}{0.27}\right)^{0.307} = 0.7957 \pm 0.0098. \tag{5.23}$$

La fonction combinant les deux paramètres cosmologiques a été remise à l'échelle pour correspondre à celle déjà écrite précédemment.

Un point en particulier est soulevé par l'analyse comprenant le nouveau catalogue à bas rapport signal sur bruit : le problème d'adéquation entre le meilleur ajustement des comptages calculés à l'aide de la cosmologie donnée dans la table 5.4 et les observations provenant de MMF3 ou de l'intersection des trois méthodes d'extraction. Cela est illustré à la figure 5.23 dans laquelle je représente les meilleurs

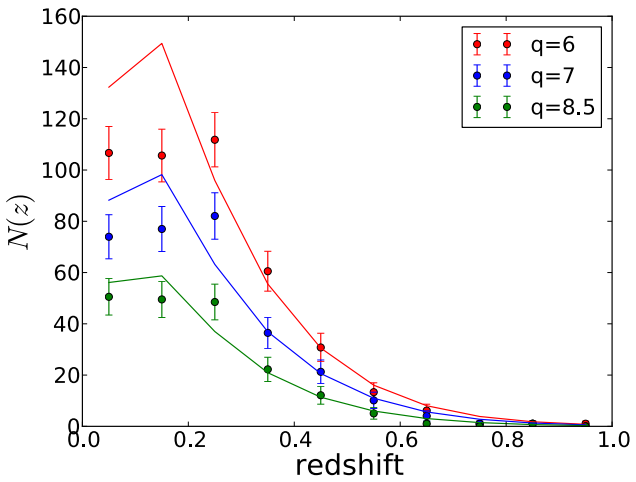


FIGURE 5.23 – Meilleurs ajustements des comptages d'amas pour trois coupures différentes en rapport signal sur bruit (S/N $>$ 6 en rouge, 7 en bleu et 8.5 en vert) avec le nouveau catalogue MMF3 du PSZ2. Les barres d'erreur correspondent simplement à une erreur statistique de $\sqrt{N}$ exactement.

ajustements en trait plein pour trois coupures différentes en rapport signal sur bruit, ainsi que le catalogue observé correspondant (points avec barres d'erreur en $\sqrt{N}$).

Pour un seuil de $q = 8.5$, le nouvel échantillon cosmologique contient environ autant d'amas que celui de l'analyse précédente (190 objets). Dans ce cas, malgré un troisième intervalle en redshift (entre $z = 0.2$ et $z = 0.3$) pour lequel le nombre d'amas observés est plus élevé que le nombre d'amas attendus, l'ajustement est plutôt bon, avec un χ^2 réduit correspondant [6] étant de 1.04. En revanche, lorsque l'on diminue le seuil du rapport signal sur bruit, l'accord devient moins bon entre les comptages attendus et les observations. En particulier, pour $q = 7$ on a $\chi^2 = 2.6$, et pire encore pour $q = 6$ (notre choix de coupure en rapport signal sur bruit) $\chi^2 = 5.4$. Au moment de l'écriture de ces lignes, il reste toujours à comprendre d'où vient le problème. Trois solutions sont à l'étude :

- la fonction de sélection utilisée (que ce soit l'approximation analytique supposant que le bruit des filtres est gaussien ou celle estimée sur simulation) n'est pas adaptée aux bas rapports signal sur bruit et doit être modifiée. Une étude préliminaire menée par Jean-Baptiste Melin tend à montrer qu'une modification de la fonction de sélection à haut Y_{500} permet en partie d'expliquer le grand nombre d'amas attendus dans le modèle à bas redshift et à $q = 6$;
- les amas à bas redshift sont plus étendus et moins susceptibles d'être correctement représentés par le profil de pression universel. Les algorithmes de détection ne sont peut-être pas suffisamment efficaces pour ce qui est de l'extraction de ce genre d'objets sur le ciel ;
- les corrélations entre amas de galaxies et sources radio sont particulièrement importantes. Dans ce cas, des sources radio directement superposées aux amas sur la ligne de visée rendrait leur détection délicate. De même, un excès d'émission synchrotron due aux noyaux actifs des galaxies pourrait perturber les filtrages adaptés, et par conséquent obtenir moins d'amas à bas redshift.

En tous les cas, il apparaît clairement que le rapport signal sur bruit est une variable importante à considérer dans l'étude cosmologique du nouveau catalogue. Une fois ce problème résolu, et donc le comportement du modèle et/ou des algorithmes d'extraction d'amas compris à bas redshift et basse coupure en signal sur bruit, il sera intéressant de créer une nouvelle vraisemblance à deux dimensions, basée sur les comptages du type $dN/dzdq$, et de tester l'apport de ce nouveau paramètre dans les contraintes. Dans ce cas, le modèle des comptages s'écrit :

$$\frac{dN}{dzdq} = \int d\Omega \int d\ln M_{500}\ \mathcal{P}[q|\overline{q}_m(z, M_{500}, l, b)] \frac{dN}{dz d\ln M_{500} d\Omega} \tag{5.24}$$

où $\overline{q}_m(z, M_{500}, l, b)$ est la valeur moyenne du rapport signal sur bruit prédite par le modèle à un redshift, une masse, et une position dans le ciel donnée [7] telle que

$$\overline{q}_m(z, M_{500}, l, b) = \frac{\overline{Y}_{500}(z, M_{500})}{\sigma[\overline{\theta}_{500}(z, M_{500}), l, b]}. \tag{5.25}$$

6. Celui-ci n'est calculé que pour les 5 premiers intervalles en redshift, les autres contenant si peu d'amas que l'on peut considérer que leur distribution ne suit pas une loi de χ^2.

7. Ici entrent en jeu, de manière plus cachée, les lois d'échelle usuelles reliant les observables du SZ à la masse des amas. La calibration de la masse intervient donc ici également.

Ainsi, $\mathcal{P}[q|\overline{q}_m(z, M_{500}, l, b)]$ est la distribution de probabilité du rapport signal sur bruit observé connaissant sa valeur moyenne prédite par le modèle. Elle s'écrit comme une intégrale sur q_m :

$$\mathcal{P}[q|\overline{q}_m(z, M_{500}, l, b)] = \int d\ln q_m \; \mathcal{P}(q|q_m)\mathcal{P}[\ln \, q_m|\overline{q}_m], \tag{5.26}$$

et dépend à la fois de la distribution du rapport signal sur bruit observé connaissant la valeur prédite $\mathcal{P}(q|q_m)$ et de la dispersion intrinsèque du modèle autour de sa valeur moyenne $\mathcal{P}[\ln \, q_m|\overline{q}_m]$. La nouvelle fonction de sélection s'écrit alors :

$$\chi(Y_{500}, \theta_{500}, l, b) = \int_{q_{\rm cat}}^{\infty} dq \; \mathcal{P}[q|q_m(Y_{500}, \theta_{500}, l, b)] \tag{5.27}$$

où $q_{\rm cat}$ est la coupure choisie pour le catalogue (ici $q_{\rm cat} = 6$). Par conséquent, si on suppose dans le modèle de comptages que le rapport signal sur bruit observé est distribué de manière gaussienne autour de la valeur prédite, on a $\mathcal{P}(q|q_m) = e^{-(q-q_m)^2}/\sqrt{2\pi}$, et on peut ainsi utiliser la fonction erreur afin de trouver une formule analytique pour la fonction de sélection :

$$\chi(Y_{500}, \theta_{500}, l, b) = \frac{1}{2}\left[1 - {\rm erf}\left(\frac{q_{\rm cat} - q_m(Y_{500}, \theta_{500}, l, b)}{\sqrt{2}}\right)\right]. \tag{5.28}$$

Une analyse préliminaire sur grille de vraisemblance basée sur les comptages $N(z, q)$ montre que le gain apporté par ce nouveau modèle n'est pas aussi important qu'attendu. De futurs travaux seront nécessaires afin de caractériser au mieux la fonction de sélection (analytique et issue des simulations) pour ce type de comptages, en particulier comme on l'a vu plus haut dans le domaine à bas (z, q).

5.3.5 Comparaison des analyses CMB et SZ : le retour

Avec cette nouvelle étude sur un catalogue d'amas plus fourni, il est intéressant de savoir quelle est l'évolution de la tension avec les contraintes cosmologiques obtenues avec les anisotropies primaires du fond diffus cosmologique. La figure 5.24 montre les contraintes sur Ω_m et σ_8 que j'obtiens sur le catalogue MMF3 du PSZ2, avec les mêmes spécifications que celles décrites dans la table 5.2. Il s'agit de la figure équivalente à la figure 11 de [Planck Collaboration 2013m]. Comparé à l'étude précédente, seuls les priors sur le biais $(1 - b)$ vont être modifiés. Dans la figure du haut et du bas, les contours provenant de la vraisemblance des comptages d'amas SZ en redshift combinée avec les contraintes BAO et de nucléosynthèse primordiale (BBN) sont représentés en bleu, ceux du CMB primaire seul [8] sont en violet, et ceux combinant le SZ et le CMB primaire avec le biais en paramètre libre sont en rouge. Plusieurs cas sont étudiés : celui pour lequel le biais est fixé à 20% (comme dans l'analyse de 2013) est représenté en noir pointillés. Ensuite, dans la partie haute de

8. C'est la toute dernière version de la vraisemblance CMB de Planck qui est utilisée ici, sans les données polarisées.

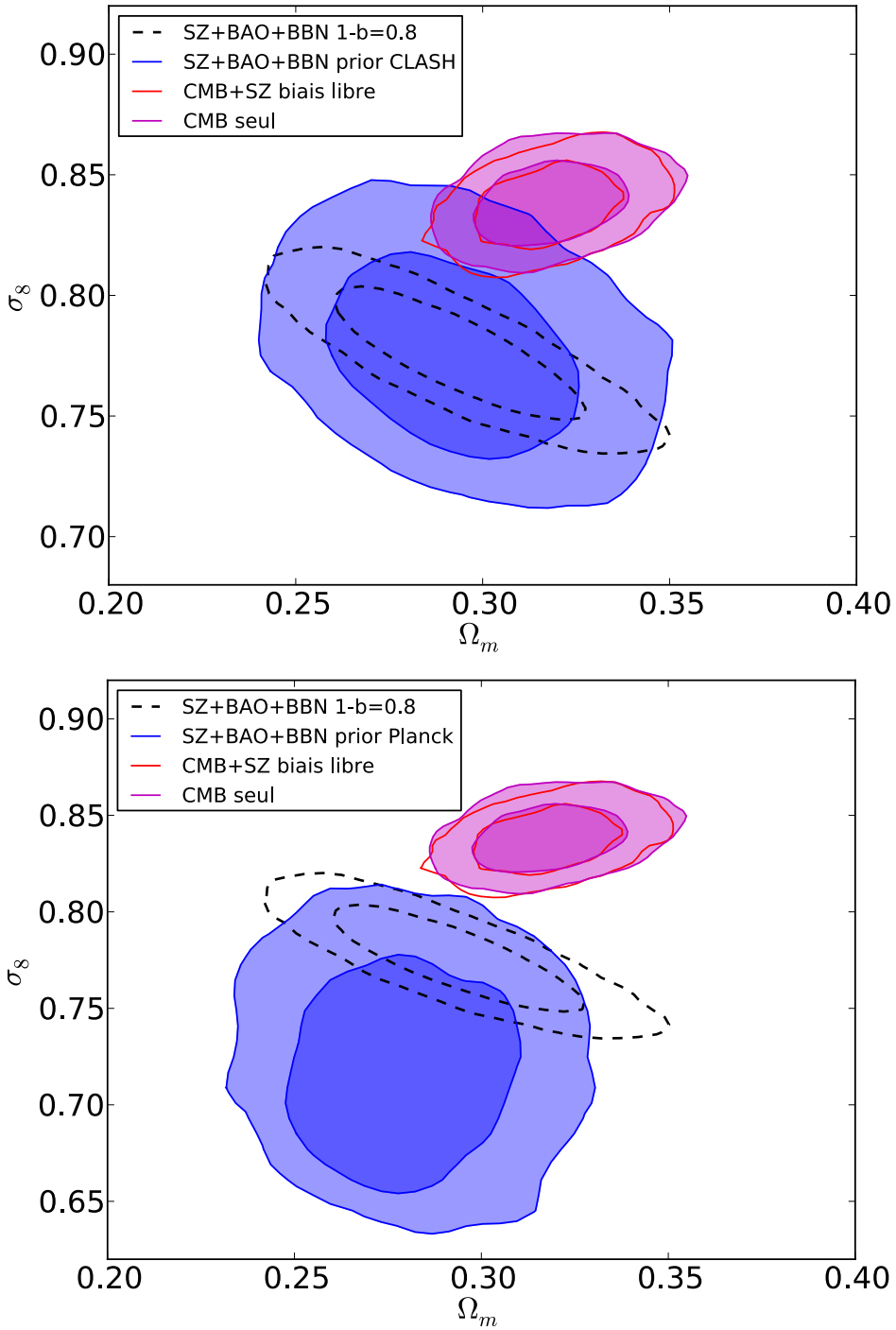


FIGURE 5.24 – Nouvelle comparaison des contraintes cosmologiques provenant du CMB primaire (violet) et de l'analyse des comptages d'amas avec BAO et BBN (bleu) pour les deux types de prior utilisés afin de contraindre le biais sur la détermination de la masse. En haut, on retrouve le prior provenant de la mesure de la masse par effet de lentille du programme CLASH [Postman *et al.* 2012], et en bas le même type de prior mesuré directement sur la mesure de l'effet de lentille du CMB par Planck. Les contours en rouge représentent la combinaison des vraisemblances CMB et SZ lorsque le biais sur la masse est un paramètre libre. En pointillés, on retrouve le contour semblable à celui de l'analyse de [Planck Collaboration 2013m], c'est-à-dire avec le biais fixé à 20%.

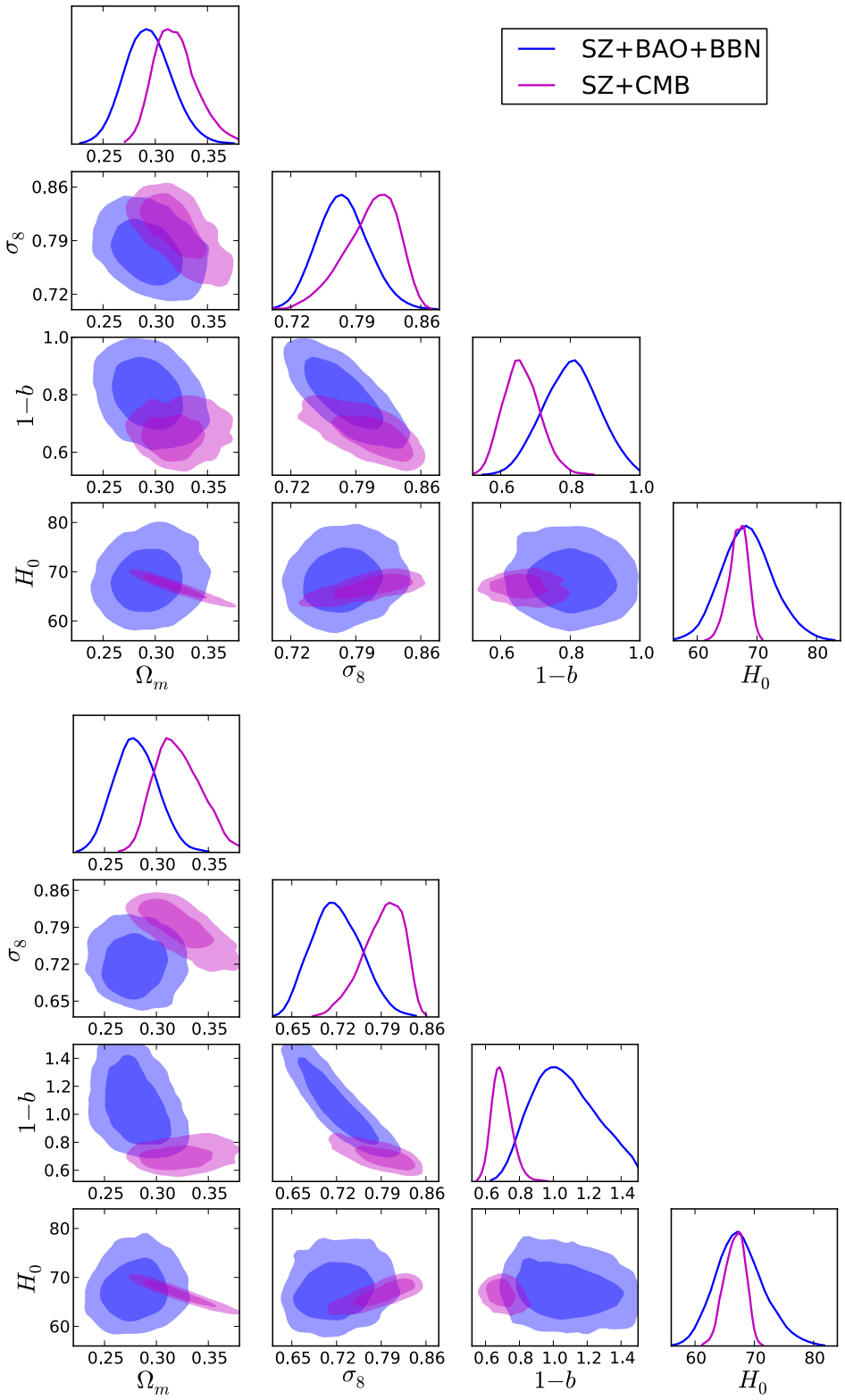


FIGURE 5.25 – Figure en triangle comparant les analyses SZ+BAO+BBN (bleu) et SZ+CMB (violet) pour les paramètres Ω_m, σ_8, H_0 et le biais sur la masse. Dans la figure du haut, le prior sur le biais obtenu par le programme CLASH [Postman *et al.* 2012] est appliqué (effet de lentille des galaxies). Dans la figure du bas, c'est le prior sur le biais obtenu sur les données Planck qui est utilisé (masses estimées par effet de lentille du CMB).

la figure, le prior déterminé à partir de l'effet de lentille gravitationnel des galaxies observées par CLASH [Postman *et al.* 2012] est utilisé, à savoir :

$$1 - b = 0.81 \pm 0.08. \tag{5.29}$$

Dans la partie basse de la figure, on se sert du prior sur le biais qui provient de la détermination de la masse des amas par effet de lentille gravitationnel du CMB estimé sur les données Planck et tel que :

$$\frac{1}{1-b} = 0.96 \pm 0.19. \tag{5.30}$$

On remarque que lorsque le biais reste fixé à 20% comme dans l'analyse précédente, la tension de l'ordre de 2σ entre les contraintes amas SZ et CMB primaire est toujours présente. Lorsqu'on relâche l'hypothèse forte que l'incertitude sur la masse est fixe, les contours s'élargissent et améliorent l'accord avec le CMB primaire dans le cas où le prior sur le biais vient de l'effet de lentille des galaxies. En revanche, la tension s'accentue lorsque l'on considère la détermination de la masse par l'effet de lentille du CMB, apparemment plus proche de la vraie masse des amas que les masses *proxies* estimées par les observations X. Par contre, les deux types de priors sont bien compatibles entre eux grâce à la grande barre d'erreur obtenue sur le biais lorsque la masse est mesurée avec l'effet de lentille du CMB. J'ajoute également que, comme précédemment, l'ajout de la vraisemblance du CMB primaire à celle des amas SZ en laissant le biais libre conduit immanquablement à rendre les contours parfaitement compatibles avec ceux du CMB seul, pourvu que le biais soit de l'ordre de 45%.

SZ+ext. biais fixe	SZ+ext. prior CLASH	SZ+ext. prior Planck
$\Omega_m = 0.293 \pm 0.021$	$\Omega_m = 0.294 \pm 0.022$	$\Omega_m = 0.280 \pm 0.020$
$\sigma_8 = 0.776 \pm 0.017$	$\sigma_8 = 0.777 \pm 0.027$	$\sigma_8 = 0.720 \pm 0.038$
$H_0 = 68.4 \pm 4.3$	$H_0 = 68.4 \pm 4.2$	$H_0 = 67.6 \pm 4.0$
$1 - b = 0.8$	$1 - b = 0.802 \pm 0.078$	$1 - b = 1.073 \pm 0.184$

TABLE 5.5 – Contraintes cosmologiques des amas SZ+BAO+BBN (SZ+ext.) obtenues par MCMC sur le nouveau catalogue MMF3 pour Ω_m, σ_8, H_0 et $1 - b$. La colonne de gauche, pareille à celle de la table 5.4, donne les résultats avec le biais fixé à 20%. Les deux colonnes suivantes représentent de gauche à droite les résultats obtenus en appliquant le prior de CLASH et Planck.

A la figure 5.25, je montre les résultats provenant des mêmes chaînes du MCMC, mais en incluant les contours sur H_0 et $1 - b$ et je compare directement la vraisemblance provenant des amas SZ avec les contraintes externes (BAO et BBN) en bleu, à celle du CMB primaire ajoutée au SZ en violet. L'accord est bien meilleur entre l'analyse SZ d'une part, et SZ+CMB d'autre part lorsque le prior sur le biais est déterminé par effet de lentille gravitationnel des galaxies. Cela vaut pour les principaux paramètres cosmologiques, mais moins en ce qui concerne le biais sur la masse qui reste à plus d'une déviation standard d'écart entre les deux types de

SZ+CMB biais libre	SZ+CMB prior CLASH	SZ+CMB prior Planck
$\Omega_m = 0.318 \pm 0.013$	$\Omega_m = 0.320 \pm 0.020$	$\Omega_m = 0.323 \pm 0.023$
$\sigma_8 = 0.837 \pm 0.011$	$\sigma_8 = 0.806 \pm 0.028$	$\sigma_8 = 0.792 \pm 0.031$
$H_0 = 67.2 \pm 0.9$	$H_0 = 66.9 \pm 1.5$	$H_0 = 66.7 \pm 1.7$
$1 - b = 0.585 \pm 0.043$	$1 - b = 0.661 \pm 0.052$	$1 - b = 0.697 \pm 0.058$

TABLE 5.6 – Contraintes cosmologiques SZ+CMB obtenues par MCMC sur le nouveau catalogue MMF3 pour Ω_m, σ_8, H_0 et $1 - b$. La colonne de gauche donne les résultats avec le biais considéré comme paramètre libre de l'analyse. Les deux colonnes suivantes représentent de gauche à droite les résultats obtenus en appliquant le prior de CLASH et Planck.

contraintes. En effet, le CMB primaire tend à préférer un biais d'un peu moins de 40%, même lorsque la vraisemblance SZ est combinée, et malgré le prior provenant de CLASH. La situation est plus délicate si l'on considère le prior estimé par effet de lentille du CMB, car les contraintes SZ poussent vers des valeurs du biais proches de $1 - b = 1$, décalant les contours vers Ω_m et σ_8 plus bas. En revanche, la barre d'erreur sur le biais étant grande, les contraintes restent compatibles entre les deux types de priors. Si l'on regarde les contraintes SZ+CMB, celles-ci changent très peu par rapport au prior venant de CLASH, signe que la vraisemblance CMB domine et montre une préférence nette pour les valeurs importantes de l'incertitude sur la masse (ici plus de 30%). Tous ces résultats sont récapitulés en détail dans les tables 5.5 et 5.6.

La nouvelle analyse préliminaire, effectuée sur un échantillon cosmologique de plus de 400 amas, nous apprend plusieurs choses. D'une part, descendre en rapport signal sur bruit introduit le fait nouveau selon lequel le modèle de comptages ne représente pas fidèlement le catalogue observé pour $q = 6$. Pour le moment, on peut l'expliquer en partie par des effets subtils qui se déroulent au niveau de la fonction de sélection, mais il manque une compréhension globale du phénomène. Il se peut également que, pour des raisons encore obscures, les algorithmes de détection présentent un déficit à bas redshift par rapport à la réalité. D'autre part, est étudiée pour la première fois la détermination des paramètres cosmologiques incluant des contraintes externes et internes relatives à l'incertitude sur la masse des amas. Toutes les contraintes sur le biais ne donnent pas le même type de résultat, et il faut un travail minutieux pour démêler cela. De plus, la vraisemblance provenant du CMB primaire domine tellement que les contraintes résultant de l'association du CMB avec les amas SZ sont dominées par celles du CMB primaire seul. Malgré les priors externes et internes utilisés ici, il n'est pas encore possible de s'affranchir d'une valeur haute du biais, suggérée par les données des anisotropies primaires du CMB. Ainsi, il reste de nombreuses voies à explorer dans un futur proche, dont la teneur des premiers résultats est montrée rapidement ici.

Chapitre 6

Simulations du ciel

Sommaire

6.1 Le ciel multi-fréquences 157
6.2 Simuler le ciel et son observation : le Planck Sky Model . . 159
6.2.1 Le modèle et son implémentation 160
6.2.2 Le fond diffus cosmologique 161
6.2.3 Composantes galactiques diffuses 162
6.2.4 Objets compacts 165
6.2.5 Les instruments du PSM 169
6.3 Développements principaux 170
6.3.1 CMB non-gaussien lentillé 171
6.3.2 Amas de galaxies 171
6.3.3 Le futur du PSM 173
6.4 Création d'un jeu de simulations 174

"La difficulté n'est pas de comprendre les idées nouvelles mais d'échapper aux idées anciennes."
John Meynard Keynes

Dans cette partie, nous allons découvrir la richesse des émissions du ciel dans les différentes régions de fréquence, et décrirons le modèle de référence qui existe afin d'effectuer des simulations à partir de modèles d'émissions du ciel ainsi que des simulations de leur observation par les instruments existants ou futurs, le *Planck Sky Model* (PSM). Je décrirai par la suite les développements majeurs que j'ai apportés au code existant, aussi bien sur la modélisation des amas de galaxies que sur le fond diffus cosmologique, afin de produire des séries de simulations pour la collaboration Planck. Je termine par la description et l'analyse d'un jeu de simulations que j'ai produites avec le PSM et qui serviront de validation pour une méthode de séparation de composantes dans le chapitre suivant.

6.1 Le ciel multi-fréquences

Les émissions provenant de notre galaxie[1] sont particulièrement complexes à comprendre et à modéliser car celles-ci possèdent des comportements spectraux différents, dépendent de la position dans le ciel et sont générées par des processus

1. De l'ordre du millimétrique jusqu'à la centaine de microns.

physiques variés et pas encore complètement compris dans certains cas. En deçà de 70 GHz environ, l'émission *synchrotron* domine particulièrement et constitue le contaminant majeur du CMB à basse fréquence [Gold *et al.* 2011]. Celle-ci provient de l'interaction des électrons des rayons cosmiques avec le champ magnétique galactique, les électrons spiralant dans ce champ et émettent dans le millimétrique ou au-delà. L'émission synchrotron est polarisée à hauteur de 50 à 70%. A ces mêmes longueurs d'onde, on trouve également l'émission due au rayonnement de freinage des électrons (*bremsstrahlung* thermique ou *free-free*) diffusant entre eux ou avec des ions présents dans le milieu interstellaire. Dans le cas de ces deux composantes galactiques on utilise une loi de puissance pour modéliser leur émission, du type $T \propto \nu^{\beta}$ pour lesquelles Planck a estimé l'indice spectral tel que $-3.2 < \beta_{\rm syn} < -2.8$ en ce qui concerne l'émission synchrotron, et $-2.2 < \beta_{\rm ff} < -2.1$ pour le free-free, en accord avec les prédictions théoriques [Gold *et al.* 2011]. Plus récemment, une composante additionnelle fut découverte dont le pic d'émission se situe autour de en-dessous de 30 GHz et corrélée spatialement avec la poussière. Initialement appelée AME pour *anomalous microwave emission*, on suppose maintenant qu'il s'agit de petits grains de poussière en rotation dont on observe les raies d'émission [Draine et Lazarian 1998, Kogut *et al.* 1996, Leitch *et al.* 1997]. La modélisation de cette composante, encore peu connue, sous la forme d'une loi de puissance semble rendre compte correctement des observations. WMAP permit également de mettre en évidence une population d'électrons émettant en synchrotron avec un spectre plus dur, et de manière concentrée autour du centre galactique [Gold *et al.* 2011]. La structure qui en découle se répartit de part et d'autre du centre, est appelée *galactic haze* et a été confirmée par Planck. On les associe généralement aux bulles de Fermi, structures semblables observées à très haute fréquence (rayonnement gamma).

Au-delà de 100 GHz, c'est principalement *l'émission thermique de la poussière* galactique, sous la forme de grains de l'ordre du nanomètre pour les plus petits jusqu'au micromètre pour les plus grands, qui domine le budget des émissions du ciel. Afin de modéliser cette composante, on utilise un spectre de corps noir modifié tel que l'émissivité est une loi de puissance de la fréquence et donc $I_\nu \propto \nu^{\beta_d} B_\nu(T_d)$, avec $B_\nu(T_d)$ l'émission de corps noir. Ce modèle est donc défini par deux paramètres : l'indice spectral de la loi d'émission β_d et la température du *corps gris* ainsi défini T_d. La température et l'indice spectral varient avec la position du ciel et sont déterminés avec précision par les observations de Planck, à savoir $T_d \approx 18$ K et $\beta_d \approx 1.7$ [Planck Collaboration 2013f]. L'émission des grains de poussière est polarisée, de quelques pourcents à 18% pour certaines régions. De plus à 115, 230 et 345 GHz on observe les raies d'émission des transitions rotationelles de l'oxyde de carbone (CO) présent dans les nuages moléculaires de notre galaxie et des galaxies externes (respectivement $\mathrm{J} = 1 \rightarrow 0$, $\mathrm{J} = 2 \rightarrow 1$, et $\mathrm{J} = 3 \rightarrow 2$). Planck réalisa donc la première carte à 5 minutes d'arc sur tout le ciel de l'émission des raies de CO, ce qui s'avère particulièrement important pour l'étude de la formation d'étoiles [Planck Collaboration 2013h]. Le satellite Planck est également sensible à la lumière zodiacale, émission provenant de la réflexion de la lumière du Soleil sur les grains de poussière présents au sein du système solaire [Planck Collaboration 2013i].

Les émissions ayant pour origine des objets extra-galactiques commencent à dominer dans le domaine radio et infrarouge, tout comme le fond diffus infrarouge correspondant à l'émission des galaxies anciennes en période de formation d'étoiles qui ne sont pas résolues (première détection par les données de FIRAS et DIRBE sur COBE [Puget *et al.* 1996]). Bien évidemment, les amas de galaxies générant les différents effets SZ contribuent également au total des émissions du ciel, autour des pics à 130 et 350 GHz pour l'effet SZ thermique. Les sources ponctuelles extra-galactiques, dont les amas de galaxies, sont considérées comme des émissions d'avant-plan statistiquement isotropiques suffisamment bien approchées par des corps noirs modifiés avec une émissivité en loi de puissance. Aucun traitement spécifique en termes de séparation de composantes n'est effectué concernant ces dernières dans l'analyse Planck, si ce n'est un masquage des sources extra-galactiques. Quant au fond diffus cosmologique, celui-ci domine aux fréquences intermédiaires entre 40 et 150 GHz : c'est la raison pour laquelle les bandes en fréquence de Planck ont été choisies pour sonder les émissions d'avant-plan à basse fréquence avec LFI, l'émission de la poussière à haute fréquence avec HFI et pour étudier le CMB et l'effet SZ avec les premiers canaux de HFI. De manière générale, toute expérience cosmologique dans l'espace ou au sol qui doit traiter les émissions d'avant-plan se doit d'avoir suffisamment de bandes en fréquences pour pouvoir séparer avec le plus de précision possible les différentes composantes. Pour illustrer tout cela, le lecteur pourra se référer aux figures 25 et 28 de l'article décrivant les résultats du satellite Planck [Planck Collaboration 2013b], qui montrent l'émission des différentes émissions galactiques et du CMB en fonction de la fréquence. On trouvera des compléments d'informations dans la revue [Delabrouille et Cardoso 2009].

6.2 Simuler le ciel et son observation : le Planck Sky Model

A l'origine développé dans le cadre d'études sur la séparation de composantes dans la phase A de Planck [Bouchet et Gispert 1999], le *Planck Sky Model* (PSM) [Delabrouille *et al.* 2013] est un ensemble de programmes totalisant environ 50000 lignes de codes IDL proposant un modèle de l'émission du ciel supporté par des simulations et alimenté par les données les plus récentes. Il est disponible publiquement et mis à jour régulièrement [2]. D'une grande flexibilité pour l'utilisateur en termes de paramètres cosmologiques ou de types de modèles d'émission du ciel, les simulations ainsi produites permettent une grande variété d'utilisations. Elles servent par exemple à tester les méthodes d'analyse de données des instruments existants ou futurs, à mettre en place les algorithmes de séparation des composantes, à évaluer la pertinence des modèles théoriques en vogue, mais aussi à prévoir la faisabilité et le coût des générations suivantes d'instruments. Il s'agit du code de référence pour la création des simulations du plan focal complet de Planck (FFP) notamment. Dans le cadre de mon travail de thèse, j'ai contribué à produire les simulations à haute

2. http://www.apc.univ-paris7.fr/?delabrou/PSM/psm.html

résolution du plan focal de Planck FFP6, largement utilisées dans la collaboration et sur lesquelles ont été testées les méthodes de séparation de composantes, les estimations de paramètres cosmologiques ou encore les estimateurs de non-gaussianités [Racine 2014]. Dans cette partie nous verrons comment se déroule l'articulation entre prédiction du signal et simulation des émissions du ciel, et donnerons quelques caractéristiques des principales composantes modélisées dans le PSM.

6.2.1 Le modèle et son implémentation

Le Planck Sky Model produit des simulations de l'émission du ciel entre 3 GHz et 3 THz environ, ce qui correspond à une gamme de longueurs d'onde entre 100 μm et 10 cm. Les cartes en température sont correctes jusqu'à 500 MHz, mais celles en polarisation sont quant à elles limitées par l'effet de la rotation de Faraday (rotation de l'orientation de la polarisation linéaire d'une onde électromagnétique), phénomène pas encore pris en compte dans le modèle du PSM. Au-delà de 3 THz environ, la complexité de l'émission de la poussière galactique rend difficile la modélisation de cette composante, pour laquelle la dépendance spectrale est raisonnablement bien comprise en dessous de 3 THz.

Avec une telle gamme en fréquence, le PSM est très utile pour la caractérisation et l'optimisation des futures générations de satellites CMB ou expériences au sol. La résolution de l'instrument, la couverture en fréquence ou les niveaux de bruits attendus peuvent être variés selon le choix de l'utilisateur et on obtient alors une prédiction du signal émis par le ciel qui se révèle importante pour étudier par exemple la faisabilité d'une mission spatiale et estimer ses performances. Cette prédiction de l'émission du ciel est principalement alimentée par les observations elles-mêmes, comme nous le verrons dans la suite. Dans le cas de composantes qui n'ont pas encore été découvertes, ou dont on manque de données à l'heure actuelle, il n'existe pas de prédiction implémentées dans le PSM. On pense par exemple aux modes B de polarisation ou aux champs de vitesse des amas de galaxies. Le modèle d'émission du ciel est par conséquent particulièrement utile pour tester les modèles théoriques existants, grâce à la grande flexibilité que ce dernier propose.

D'autre part, le PSM peut également produire l'observation de jeux de simulations provenant du modèle d'émission du ciel, et ainsi les mettre à disposition pour développer ou tester les méthodes d'analyse de données. La simulation des observations prend en compte l'intégration du modèle d'émission du ciel dans les bandes en fréquence choisies par l'utilisateur, le lissage par le lobe de l'instrument ainsi que la stratégie de balayage.

Le PSM est ainsi basé sur l'adéquation entre les deux aspects suivants : la construction d'un modèle d'émission donnant lieu à la prédiction du signal du ciel, et la simulation de l'observation de ce modèle par tout type d'instrument.

Trois grandes catégories de composantes peuvent être modélisées dans le Planck Sky Model : le fond diffus cosmologique (avec le dipôle associé), l'émission diffuse de la galaxie ainsi que les objets compacts tels que les sources extra-galactiques, les amas de galaxies et les sources compactes galactiques. En revanche, aucune compo-

sante provenant du système solaire (lumière zodiacale) n'est incluse dans le PSM. Des réalisations aléatoires du CMB sont tirées grâce aux prédictions faites par les codes résolvant l'équation de Boltzmann *CLASS* [Lesgourgues 2011] et *CAMB* [Lewis *et al.* 2000], ainsi que pour peupler les amas de galaxies et les sources extragalactiques dans le ciel. En ce qui concerne l'émission galactique diffuse, le PSM utilise une prédiction provenant des observations et complète avec des corrections en accord avec les incertitudes obtenues sur les données.

De manière plus pratique, le PSM peut produire des simulations jusqu'à un multipole limité seulement par le multipole maximum des codes *CLASS* et *CAMB*, à savoir $\ell_{\max} = 10000$. En réalité, le code n'a été testé que jusqu'à $\ell_{\max} = 6000$ pour des simulations à haute résolution. Concernant la partie du modèle d'émission du ciel qui est alimentée par des données extérieures, on considère que le PSM peut produire des cartes à des résolutions comprises entre 6 minutes d'arc et 1 degré en température. De manière générale, le code peut être poussé jusqu'à 4' de résolution avec $N_{\text{side}} = 4096$ [3]. La production des simulations se fait en trois étapes distinctes :

- le modèle du ciel est établi à l'aide de cartes à la résolution désirée (lissées par un lobe gaussien de largeur à mi-hauteur égale à cette résolution) ;
- l'intégration de l'émission du ciel dans les bandes en fréquence ;
- l'observation par des modèles d'instruments.

Nous nous concentrerons dans la suite de cette partie sur les composantes incluses dans le modèle d'émission du ciel du PSM.

6.2.2 Le fond diffus cosmologique

Dipôle Le dipôle du CMB, que nous avons déjà évoqué plus haut, est principalement dû à notre mouvement dans le référentiel dans lequel le CMB est fixe, et qui fait qu'il existe une direction privilégiée dans la mesure de la température des photons de la surface de dernière diffusion. Dans le Planck Sky Model, le dipôle du CMB est celui mesuré par WMAP après 7 ans de prise de données [Jarosik *et al.* 2011]. L'amplitude de l'effet est mesurée à $A = 3.355 \pm 0.008$ mK, et est dirigé vers la longitude $l = 263.99° \pm 0.14°$ et la latitude $b = 48.26° \pm 0.03°$ en coordonnées galactiques. Dans la pratique, une distribution gaussienne aléatoire est tirée, centrée sur ces valeurs en prenant en compte les incertitudes de WMAP. L'amplitude et l'orientation du dipôle peuvent également être modifiées par l'utilisateur.

Anisotropies primaires Les anisotropies primaires du fond diffus cosmologique sont modélisées par les fluctuations de l'émission d'un corps noir parfait, plus précisément sous la forme d'une expansion de Taylor au premier ordre de la loi d'émission du corps noir. La même modélisation est utilisée pour tous les paramètres de Stokes, intensité I ou polarisation (Q et U). Le spectre de puissance angulaire des anisotropies du CMB est estimé de manière théorique via les C_ℓ calculés par *CLASS* ou *CAMB*. En plus de cela, une prédiction du spectre du CMB est utilisée dans

3. Le PSM repose sur le format HEALPix [Górski *et al.* 2005] qui suppose une aire égale de tous les pixels sur la sphère avec un nombre de pixels $N_{\text{pix}} = 12N_{\text{side}}^2$.

le PSM et provient des observations de WMAP 5 ans, après séparation de composantes par la méthode de combinaison linéaire interne dans le domaine des needlets (*NILC* [Delabrouille *et al.* 2009]). Il existe également une approche intermédiaire qui effectue une réalisation contrainte du spectre du CMB en prenant en compte les observations de WMAP5. Dans ce cas, une variable aléatoire est tirée et suit la distribution conditionnelle de probabilité des $a_{\ell m}$ théoriques, étant donnés les coefficients de décomposition en harmoniques sphériques des observations.

Les corrections dues à la non-gaussianité primordiale du CMB sont également prises en compte dans le Planck Sky Model sous la forme d'une série de simulations produites par un ensemble de codes décrits dans [Elsner et Wandelt 2009]. Ces simulations introduisent les corrélations spatiales adéquates causées par le potentiel gravitationnel primordial ϕ telles que

$$\phi(\mathbf{x}) = \phi_{\mathrm{L}}(\mathbf{x}) + f_{\mathrm{NL}} \left(\phi_{\mathrm{L}}(\mathbf{x})^2 - \langle \phi_{\mathrm{L}}(\mathbf{x})^2 \rangle \right) \tag{6.1}$$

avec f_{NL} le paramètre définissant le niveau de non-gaussianités dans le potentiel gravitationnel et ϕ_{L} le potentiel suivant une distribution gaussienne (le cas gaussien annule le dernier terme). Le PSM pré-calcule ainsi un certain nombre de simulations parmi lesquelles il est possible de venir piocher. On tire alors une réalisation des coefficients harmoniques pour la partie linéaire seulement, mais aussi ceux incluant les corrections non-linéaires : il est alors possible de générer des carte aléatoires de fond diffus cosmologique pour différentes valeurs de f_{NL}. Les simulations calculées en amont sont limitées à $\ell_{\max} = 3500$.

Le PSM inclut l'effet de lentille gravitationnel qui tend à déformer légèrement la position des photons du fond diffus cosmologique sur le ciel. Pour ce faire, des coefficients de décomposition en harmoniques sphériques sont générés pour le CMB et pour le potentiel de lentille grâce à *CAMB*. Une fois le spectre du potentiel connu, des transformées de Fourier à deux dimensions sont calculées pour le CMB non lentillé et le champ de déplacement (qui n'est autre que le gradient du champ de potentiel de lentille), puis le déplacement ainsi obtenu est projeté sur la sphère et appliqué sur le CMB non lentillé [4]. Ainsi, le PSM peut produire aussi bien des réalisations de CMB lentillé que de CMB non lentillé à l'aide d'un potentiel de lentille simulé et d'un code interfacé avec le PSM effectuant ces opérations. De plus amples détails peuvent être trouvés dans [Basak *et al.* 2009] et [Delabrouille *et al.* 2013].

6.2.3 Composantes galactiques diffuses

En plus du fond diffus cosmologique, le PSM inclut dans son modèle toutes les catégories de composantes galactiques connues à ce jour. Celles-ci sont très importantes à étudier d'un point de vue astrophysique puisqu'elles transmettent des informations cruciales sur le cycle de vie de la matière interstellaire dans l'Univers,

4. La procédure est un peu modifiée dans le cas de la polarisation que nous ne traiterons pas ici. Nous renvoyons le lecteur intéressé à l'article suivant [Basak *et al.* 2009].

et en particulier la formation d'étoiles qui reste encore un phénomène peu compris. D'une manière générale, le PSM dépend fortement des modèles théoriques des contaminants existants, mais possède également un lien fort avec les observations les plus récentes. En effet, afin d'interpoler en fréquence les émissions des composantes galactiques, le PSM utilise des cartes observées servant de *template* ou bien des modèles basés sur les observations à une fréquence donnée (ou quelques unes), puis se sert des lois d'émission connues. Le PSM est ainsi toujours en évolution car constamment alimenté par les dernières observations donnant lieu à de nouveaux modèles. Dorénavant, même les données du satellite Planck sont intégrées au PSM.

Synchrotron L'émission de freinage des électrons spiralant dans le champ magnétique galactique est modélisée dans le PSM à l'aide d'un template à 408 MHz extrapolé à toutes les fréquences en utilisant une carte d'indice spectral. La carte utilisée dans ce but présente l'émission radio du ciel entier à une résolution de 0.85° observée par les radio-télescopes de l'observatoire Jodrell Bank à Manchester et Parkes en Australie [Haslam *et al.* 1981, 1982]. Trois choix sont possibles pour l'utilisateur du PSM :

- l'indice spectral est constant ;
- l'indice spectral est estimé à partir de la carte [Giardino *et al.* 2002] combinant l'observation à 408 MHz [Haslam *et al.* 1981, 1982] ainsi que les fréquences 1420 et 2326 MHz ;
- l'indice spectral est estimé à partir d'un modèle combinant la carte à 408 MHz et les données de WMAP à 23 GHz [Miville-Deschênes *et al.* 2008].

Le troisième choix est celui sélectionné par défaut. Si l'utilisateur souhaite obtenir des cartes à une résolution inférieure au degré, le PSM intègre un code spécifique qui permet de rajouter des petites échelles dans les cartes utilisées pour caractériser l'émission synchrotron (valable pour toute composante).

Free-free Afin de modéliser l'émission provenant des interactions des électrons avec le milieu interstellaire ionisé, à nouveau trois choix sont possibles avec le Planck Sky Model, à l'aide du traceur des bandes Hα de l'hydrogène :

- supposer une dépendance spectrale avec une température constante du gaz d'électrons et à l'aide d'un modèle de carte d'émission Hα tel que décrit dans [Dickinson *et al.* 2003] ;
- se servir de la méthode d'entropie maximale développée dans le cadre de l'analyse des données WMAP [Bennett *et al.* 2003] ;
- utiliser une combinaison des deux modèles précédents d'émission free-free selon les régions du ciel : dans les régions diffuses pour lesquelles l'émission des bandes Hα de l'hydrogène trace particulièrement bien le free-free, utiliser le modèle [Dickinson *et al.* 2003], et celui de WMAP lorsque l'émission free-free de WMAP est plus faible que l'estimation du modèle Hα. On retrouve les détails dans [Miville-Deschênes *et al.* 2008].

Par défaut, c'est la troisième option qui est choisie. De même que pour l'émission synchrotron, les modèles d'émission free-free sont à la résolution de l'ordre du degré.

Grains de poussière en rotation De même que pour la composante d'émission free-free, celle provenant de petits grains de poussière en rotation possède son modèle correspondant dans le PSM, extrapolé en fréquence à l'aide d'une unique loi d'émission. Différents modèles sont possibles :

- celui développé par [Schlegel *et al.* 1998] ;
- celui mis en place par [Miville-Deschênes *et al.* 2008] utilisant les données polarisées de WMAP à 23 GHz avec un indice spectral constant ;
- le même que le précédent mais avec l'indice spectral de l'émission synchrotron contraint par les mêmes données de WMAP à 23 GHz.

Le choix par défaut correspond au troisième item.

Raies moléculaires Les raies d'émission dues à la transition rotationnelle $J = 1 \rightarrow 0$ de l'oxyde de carbone ^{12}CO est modélisée grâce à la carte obtenue par [Dame *et al.* 2001]. Cette observation n'est réalisée que sur 55% du ciel, dans des régions de basse latitude galactique ($|b| < 30°$) mais celle-ci contient les régions les plus fortes d'émission du CO. En ce qui concerne les transitions de plus haut moment angulaire, le PSM utilise les rapports de raies observationnels :

$$\begin{aligned} J = 2 \rightarrow 1 / J = 1 \rightarrow 0 = 0.65 \\ J = 3 \rightarrow 2 / J = 2 \rightarrow 1 = 0.50 \end{aligned} \tag{6.2}$$

en unités K_{RJ} km s^{-1}. Les autres types de transitions d'ordre supérieur sont négligées dans le PSM, tout comme les transitions des isotopes du ^{12}CO ou d'autres molécules.

Poussière thermique Dans le cas de l'émission thermique de la poussière galactique, le modèle intégré dans le PSM est ajusté sur les données FIRAS disponibles à 7° de résolution et décrites dans [Finkbeiner *et al.* 1999]. Dans ce modèle, l'hypothèse suivante est adoptée, selon laquelle chaque population de grains de poussière observée sur la ligne de visée peut être représentée comme la somme de deux catégories : les grains froids et les grains chauds. On suppose notamment que les deux espèces sont mélangées de manière homogène dans l'espace, que leurs propriétés optiques sont semblables et que le ratio entre les grains froids et chauds est constant. Ces caractéristiques fortes sur les grains de poussière galactique permettent de déterminer la température des deux populations de grains en calculant le rapport de leurs émissions à deux fréquences distinctes. En pratique dans notre cas, c'est le rapport d'émission des grains de poussière entre 100 μm et 240 μm qui est utilisée. L'extrapolation en fréquence se fait par le calcul d'une somme de deux corps noirs modifiés estimés à l'aide notamment de la densité colonne obtenue à 100 microns par [Schlegel *et al.* 1998]. A cause de la résolution relativement basse des cartes utilisées pour développer ce modèle, le principal problème de la modélisation de l'émission thermique de la poussière vient de la difficulté à décrire les petites échelle. Avec

les observations de Planck à une résolution de l'ordre de quelques minutes d'arc, on s'attend à une amélioration significative du modèle de poussière à petite échelle dans le PSM.

6.2.4 Objets compacts

Au sein du Planck Sky Model, les sources compactes extra-galactiques sont modélisées, parmi lesquelles les galaxies radio et celles émettant dans le domaine de l'infrarouge lointain. Les générations les plus anciennes de galaxies, au stade de formation d'étoiles et donc d'un intérêt astrophysique certain, sont considérées comme une émission diffuse par le PSM. De même pour toute source compacte distante et donc non résolue par l'instrument sélectionné. Les amas de galaxies, à travers leurs effets SZ thermique et cinétique sont également intégrés au modèle d'émission du ciel. En ce qui concerne les sources appartenant à la Voie Lactée, on compte les nuages moléculaires, les restes de supernovae, des régions compactes de di-hydrogène, ainsi que des galaxies radio. Dans le PSM, toutes les sources compactes sont représentées par une population d'objets classés par type, position sur le ciel, flux, degré de polarisation et angle de polarisation en fonction de la fréquence. Ceux d'entre eux suffisamment brillants pour passer le seuil de détection de l'instrument choisi par l'utilisateur font partie d'un catalogue de sources et d'une carte fournis par le PSM. Les sources en-dessous du seuil de détection sont considérées comme un fond diffus dont seule la carte est disponible.

Sources radio Dans cette partie, je considère aussi bien les sources radio situées dans notre galaxie que les sources radio extra-galactiques. Leur modélisation dans le PSM est basée sur des relevés à basse fréquence entre 0.85 et 4.85 GHz dont on pourra trouver les références dans [Delabrouille *et al.* 2013]. Afin d'extrapoler à la fréquence souhaitée (qui peut aller de quelques GHz au THz), il est nécessaire de supposer une unique loi d'émission en loi de puissance du type $S \propto \nu^{-\alpha}$ pour laquelle on doit déterminer les indices spectraux. En revanche, l'estimation individuelle des indices spectraux des sources radio dans les catalogues à basse fréquence contient de nombreuses incertitudes, dues notamment aux corrections appliquées afin de mettre en accord les différents relevés. Pour prendre ces effets en compte dans le modèle de sources compactes radio du PSM, deux catégories sont définies : les sources de pente forte telles que $\langle\alpha\rangle = 1.18$ et celles de pente faible telles que $\langle\alpha\rangle = 0.16$. La limite entre les deux est définie pour $\langle\alpha\rangle = 0.5$. Les indices spectraux sont dès lors approchés par une distribution gaussienne avec une variance de 0.3, valeur en accord avec les observations récentes. En effet, afin d'interpoler jusqu'à des fréquences de l'ordre de 20 GHz, à chaque source est associée un indice spectral tiré aléatoirement à partir de la distribution gaussienne de la catégorie à laquelle elle appartient. Au-delà de 20 GHz, les données de WMAP [Bennett *et al.* 2003] possédant plusieurs canaux sont utilisées dans le but d'estimer la différence des indices spectraux des deux catégories en-dessous de 20 GHz et au-dessus. Concrètement, chaque source se voit attribuer une différence d'indice spectral tirée aléatoirement avec une loi

gaussienne centrée sur la mesure de WMAP. Au total, les sources radio dans le PSM sont modélisées avec quatre lois de puissance distinctes selon la fréquence, et donc quatre types d'indices spectraux

- en-dessous de 5 GHz : indices spectraux donnés par les catalogues basses fréquences ;
- entre 5 et 20 GHz : interpolation selon que la source radio est de pente forte ou de pente faible ;
- entre 20 et 100 GHz : utilisation des données de WMAP [Bennett *et al.* 2003] ;
- au-delà de 100 GHz : dans la plupart des cas, même situation que précédemment sauf dans les cas où les indices spectraux ne sont pas réalistes.

A chaque source est également attribué un degré de polarisation tiré aléatoirement à partir d'une distribution gaussienne centrée sur les observations à 20 GHz de WMAP [Bennett *et al.* 2003], mais aussi un angle de polarisation à partir d'une distribution uniforme.

Comme les catalogues à basses fréquences ne couvrent pas tout le ciel, il est parfois nécessaire de compléter les catalogues de sources radio par des simulations en bonne cohérence avec la densité de sources par intervalles de flux déterminée sur les catalogues.

Dans le cas particulier des sources radio détectées par WMAP 7 ans [Gold *et al.* 2011], un traitement spécifique est appliqué, à savoir une recherche de correspondance des sources WMAP dans les catalogues basses fréquences. Afin d'éviter de compter deux fois les sources, chacune d'entre elles est recherchée dans les catalogues à 4.85 GHz à 11' autour de sa position mesurée par WMAP. Une fois identifiée, la source est supprimée du catalogue à 4.85 GHz et incluse dans un catalogue séparé. Les sources radio de WMAP sont modélisées par 7 lois de puissance distinctes déterminées à partir des différentes bandes spectrales de l'instrument. Comme certaines peuvent être des sources variables, il convient de ne pas les inclure dans tous les types de simulations.

Sources infrarouge L'ensemble des sources émettant dans l'infrarouge lointain modélisées dans le PSM font partie des données de FIRAS et plus précisément du catalogue de sources compactes brillantes [Beichman *et al.* 1988] et faiblement brillantes [Moshir *et al.* 1992]. Dans le cas particulier des régions très compactes de H II qui émettent dans cette gamme de longueurs d'onde (voir plus loin), celles-ci sont identifiées et mises à part. Afin d'effectuer l'extrapolation vers les fréquences Planck, le PSM utilise un corps noir modifié du type $\nu^{\beta}B(\nu,T)$ où β et T sont déterminées par le relevé SCUBA à 60 μm comme étant $\beta = 1.3$ et $T = 36$ K. Le Planck Sky Model fait l'hypothèse également que la densité de sources infrarouge est une fonction directe de la latitude galactique, ainsi des sources peuvent être simulées dans les régions non couvertes en prenant en compte leur densité dans les zones couvertes. Enfin, le degré de polarisation est tiré aléatoirement à partir d'une loi de χ^2, et l'angle de polarisation à l'aide d'une distribution de probabilité uniforme.

Fond diffus infrarouge Les comptages de galaxies massives de type proto-shpéroïdes non résolues, à l'origine de l'émission d'un fond diffus infrarouge sont prédites par le modèle de [Lapi *et al.* 2006] incluant les propriétés de corrélation décrites dans [Negrello *et al.* 2004] et dont la distribution spatiale est modélisée par [González-Nuevo *et al.* 2005]. Une fois les cartes de distribution spatiale des sources obtenues à une fréquence de référence, il est alors possible d'effectuer l'extrapolation vers les hautes fréquences en supposant des indices spectraux dépendant du flux des sources. En comparant l'accord entre le modèle intégré au PSM et le peu de données existantes (ACT et Planck principalement), on constate que l'ordre de grandeur est bon mais l'accord n'est pas parfait. L'avantage du modèle de CIB est qu'il évolue avec le temps et l'intégration de nouvelles données sur les comptages de galaxies proto-sphéroïdes permettra d'améliorer l'accord entre modèle et observations. Plus récemment, un nouveau modèle de fond diffus infrarouge a été implémenté dans le PSM, distribuant aléatoirement les galaxies responsables de l'émission du CIB dans des coquilles de redshift à partir de la distribution de matière déterminée de manière indépendante par *CLASS*. La comparaison avec les données Planck montre un meilleur accord dans ce cas. Pour plus de détails, on pourra se référer à la thèse de Guillaume Castex [Castex 2013]. Enfin, on considère que l'émission du fond diffus infrarouge n'est pas (ou très peu) polarisée, cela est donc négligé dans le PSM.

Régions compactes H II Les régions dites UCHII (pour *ultra-compact H II*) subissent un traitement spécifique comparées aux autres sources infrarouge. Les 46 sources compactes brillantes de l'échantillon d'origine ayant une contrepartie dans le catalogue d'IRAS [Kurtz *et al.* 1994] se retrouvent dans le catalogue total (864 sources en tout), ainsi que toutes celles présentant une contrepartie avec le VLA (*very large array*) [Wood et Churchwell 1989]. Comme la plupart se retrouve également dans les cartes modélisant la poussière thermique, celles-ci sont traitées en amont pour supprimer les régions compactes de H II du modèle de poussière. La modélisation de ces régions compactes se fait à l'aide d'un corps noir modifié qui ajuste les flux IRAS à 100 et 60 microns avec $\beta = 1.5$. De plus, des équivalences sont recherchées dans les catalogues externes à basses fréquences. Si une source équivalente est trouvée, le corps gris est adapté à ces fréquences de manière à extrapoler le flux à la fréquence du catalogue en question en utilisant un indice spectral de type free-free. Le rayonnement émis par ces sources ne faisant pas entrer en jeu de phénomènes magnétiques ayant tendance à aligner les photons suivant une direction préférentielle, on considère que cet avant-plan n'est pas polarisé.

Effets SZ des amas de galaxies La modélisation des amas de galaxies, objets compacts les plus massifs de l'Univers, n'a pas encore été citée mais représente un grand intérêt dans le cadre de ma thèse et de ce chapitre puisque je vais montrer l'extraction du spectre angulaire de l'effet SZ sur un jeu de simulations du PSM. La prédiction du modèle générant l'effet SZ thermique provient de catalogues d'amas connus et observés en X avec le satellite ROSAT (catalogue MCXC de 1743 amas

au total) et en optique avec les 13823 amas faisant partie du catalogue maxBCG détecté par SDSS (215 amas en commun). En effet, à l'aide des lois d'échelles il est aisé de déterminer le niveau d'effet SZ thermique produit par n'importe quel amas à un redshift et une masse donnés.

En ce qui concerne le catalogue MCXC [Piffaretti *et al.* 2011], le relevé est effectué sur tout le ciel et détecte les amas de galaxies entre $z = 0.003$ et $z = 1.26$ avec un redshift médian de $z = 0.14$. Afin de déterminer le paramètre de Compton intégré donnant l'information du niveau d'effet SZ thermique attendu pour ces amas, il est nécessaire d'utiliser les lois d'échelle passant de la luminosité X à la masse, puis de la masse à Y_{500} en supposant le profil de pression universel de [Arnaud *et al.* 2010]. La première loi d'échelle citée s'écrit :

$$E(z)^{-7/3}\left[\frac{L_{500}}{10^{44}\mathrm{erg.s}^{-1}}\right] = C_{\mathrm{LM}}\left[\frac{M_{500}}{3\times10^{14}M_{\odot}}\right]^{\alpha_{\mathrm{LM}}}, \tag{6.3}$$

avec $\log(C_{\mathrm{LM}}) = 0.274$, $\alpha_{\mathrm{LM}} = 1.64$, la deuxième loi d'échelle n'étant rien d'autre que l'équation 3.27. Dans le cas du catalogue optique maxBCG [Koester *et al.* 2007], on trouve les amas principalement dans l'hémisphère galactique nord, avec un redshift médian de $z = 0.23$ entre 0.1 et 0.3. La loi d'échelle nécessaire ici relie le niveau de l'effet SZ à la richesse, ou le nombre de galaxies dans les amas, et permet la prédiction de l'effet SZ thermique des amas de ce catalogue :

$$Y_{500} = C_{\mathrm{N}}\left[\frac{N_{200}}{20}\right]^{\alpha_{\mathrm{N}}} E(z)^{2/3}\left[\frac{D_{\mathrm{A}}(z)}{500\ \mathrm{Mpc}}\right]^{-2}\ \mathrm{arcmin}^2 \tag{6.4}$$

avec $C_{\mathrm{N}} = 7.4\times10^{-5}$ arcmin^2 et $\alpha_{\mathrm{N}} = 2.03$. En revanche, les effets SZ cinétique et polarisé ne sont pas pris en compte dans la prédiction venant des observations.

Du côté des simulations des amas de galaxies dans le PSM, plusieurs catégories existent à l'heure actuelle. La première est basée directement sur le choix d'une fonction de masse, et suit la méthode décrite dans [Delabrouille *et al.* 2002]. Un choix unique de paramètres cosmologiques est effectué pour la simulation dans son ensemble, et sont donc les mêmes pour générer les anisotropies primaires du CMB que pour effectuer les simulations de cartes d'effet SZ. La distribution des amas dans l'espace (z,M) est tirée aléatoirement à partir d'une loi de Poisson centrée sur la prédiction d'une fonction de masse donnée ([Tinker *et al.* 2008] ou autres) et leurs coordonnées spatiales sont également tirées aléatoirement, suivant une loi de probabilité uniforme. Quant à eux, les baryons sont déposés à l'emplacement des amas de galaxies, suivant le profil de pression NFW [Navarro *et al.* 1996] généralisé sur lequel nous avons insisté dans la partie 3.4.2, modifié pour prendre en compte les derniers résultats provenant des simulations numériques et des observations X [Arnaud *et al.* 2010, Nagai *et al.* 2007]. Une relation d'échelle reliant la température du gaz d'électrons à la masse est également supposée avec un paramètre libre de normalisation, ou bien une loi d'échelle Y-M est définie, du même type que celle dérivant de [Arnaud *et al.* 2010, Nagai *et al.* 2007]. Le champ de vitesses à trois dimensions est tiré aléatoirement à partir d'une loi gaussienne de probabilité de

moyenne nulle et avec une déviation standard déduite du spectre de puissance des fluctuations de densité. La contribution de l'effet SZ cinétique est obtenue à partir de ce champ de vitesses et de la densité du gaz d'électrons. Avec ce modèle, même s'il n'est pas possible de prendre en compte les corrélations entre amas, on peut produire différentes cartes du ciel pour différents paramètres cosmologiques, mais aussi inclure des amas sur une large gamme de masse. Ce type de simulations a notamment été utilisé pour mettre au point les premières fonctions de sélection pré-Planck [Melin *et al.* 2005]. De plus, certains des amas simulés peuvent être remplacés par quelques uns des amas existants observés par ROSAT ou SDSS, du moment que leur distribution en redshift et masse correspond bien. Cela crée un choix intermédiaire entre un catalogue complètement simulé et un catalogue d'amas existants projetés sur le ciel.

La deuxième option consiste en une approche basée sur les simulations à N-corps couplées à des simulations hydrodynamiques. Elles se découpent en deux : des simulations locales ($z < 0.025$) représentant les distributions de baryons au sein de amas [Dolag *et al.* 2005], et des simulations à N-corps uniquement, montrant l'évolution de la matière noire dans un volume de Hubble [Schäfer *et al.* 2006]. Les premières sont contraintes par le relevé de redshift IRAS, et la distribution des baryons ainsi que leur vitesse particulière qui en découle permet la détermination des effets SZ thermique et cinétique. Les deuxièmes simulations à haut redshift ont lieu dans un cube d'une taille de l'ordre du Gpc, la carte de l'effet SZ étant obtenue en plaçant aux pics de densité de matière noire les amas correspondants extraits d'un modèle se servant d'une autre simulation [5] réalisée avec un volume plus petit. Cette méthode présente l'avantage de prendre en compte les corrélations entre amas, et la détermination de leurs vitesses particulières. Cependant, seule une cosmologie est possible (celle utilisée pour créer les simulations à N-corps et hydrodynamiques) et la gamme de masse des amas simulés est restreinte. De plus, si les propriétés physiques du gaz d'électrons doivent changer pour être en meilleur accord avec les observations X, le changement à accomplir n'est pas simple à cause de la complexité des codes mis en jeu. Il est également possible de choisir une option intermédiaire pour laquelle une simulation hydrodynamique à bas redshift est combinée à une carte à haut redshift provenant de la fonction de masse.

6.2.5 Les instruments du PSM

Les simulations et modèles du Planck Sky Model décrits dans les parties précédentes peuvent être "observés" par des instruments déjà définis. Ils peuvent être réels (IRAS, WMAP, Planck) ou modelés à la volonté de l'utilisateur (instrument idéal). De nombreux choix sont possibles, sur le nombre de fréquences, la forme de la bande spectrale (Dirac, gaussienne de largeur libre, données pré-calculées rentrées à la main), les fréquences centrales, la résolution de l'instrument, les unités ou encore les niveaux de bruit.

5. Celle-ci incluant bien les effets hydrodynamiques.

Dans le cas de l'instrument idéal du PSM, les bandes en fréquences sont représentées par des distributions de Dirac qui piquent sur la fréquence centrale. La résolution est à choisir librement et les lobes de l'instrument peuvent être gaussiens ou bien pré-calculés et entrés à la main par l'utilisateur. Cet instrument est particulièrement intéressant dans le cas d'étude des missions futures afin d'évaluer les performances des satellites à concevoir et d'en estimer la faisabilité. Cela fut notamment le cas dans le cadre de l'étude des prochaines générations de satellites CMB du type COrE ou PRISM [André *et al.* 2014, COrE Collaboration 2011, PRISM Collaboration 2013].

L'instrument Planck du PSM est divisé en trois parties : l'instrument idéal suppose une distribution de Dirac pour modéliser les bandes des fréquences Planck (cela facilite les calculs et accélère le temps de simulation), celui qui prend une distribution carrée comme spécifié dans le Blue Book [Planck Collaboration 2006], et enfin l'instrument réaliste appelé RIMO pour *reduced instrument model*. Ce dernier prend en compte la vraie réponse des détecteurs de Planck pour estimer les bandes spectrales, et est régulièrement mis à jour pour prendre en compte les derniers développements. Il permet également l'inclusion des erreurs systématiques de Planck dans les simulations.

Il est possible d'observer les cartes du ciel simulées à l'aide d'un instrument possédant les mêmes caractéristiques que WMAP. Dans ce cas, les bandes sont monochromatiques et les lobes ne sont pas gaussiens.

En ce qui concerne l'instrument IRAS, celui-ci est double. Le cas idéal suppose des bandes monochromatiques, et le cas RIMO utilise les lobes publiés. Dans les deux situations les lobes sont représentés par des distributions gaussiennes. Seules les bandes en fréquences correspondant aux longueurs d'onde de 100 et 60 μm sont utilisées, les autres se situant en dehors du domaine de validité du PSM.

Tout ce qui vient d'être dit dans les parties précédentes va être illustré dans la section 6.4 dans laquelle je décris une série de simulations du PSM spécifiquement utilisées pour l'extraction du spectre angulaire de l'effet SZ.

6.3 Développements principaux

Dans le cadre de mon travail de thèse, j'ai été amené à contribuer activement au développement du Planck Sky Model, en particulier dans le but de produire les simulations du plan focal complet de Planck (FFP6). Ce grand jeu de simulations du PSM, que j'ai effectuées par Monte-Carlo de telle façon que chaque série soit une réalisation différente des précédentes, a été largement utilisée par la collaboration dans le but de tester les méthodes de séparation de composantes et de non-gaussianités. Par exemple, on peut citer le résultat de *SMICA* sur une analyse en aveugle (la cosmologie utilisée n'était pas révélée) de $f_{\rm NL} = 13.3 \pm 7.6$ pour des non-gaussianités de type local et avec un ajustement qui prend en compte les corrélations entre les différentes formes de non-gaussianité (voir détails dans [Racine 2014]). La valeur choisie pour créer la simulation était $f_{\rm NL} = 20.4$. L'ensemble des méthodes de séparation

de composantes sont en bon accord et ont retrouvé la valeur de départ.

Cette section regroupe les principales améliorations que j'ai apportées dans le but de produire les simulations FFP6 de Planck.

6.3.1 CMB non-gaussien lentillé

Les cartes de fond diffus cosmologique non-gaussien produites par [Elsner et Wandelt 2009] correspondent à des réalisations ne subissant pas l'effet de lentille gravitationnel dû aux structures présentes sur le chemin des photons du CMB. De plus, elles ne sont effectuées que pour un seul type de modèle cosmologique. La version publique 1.7.5 du PSM (disponible sur `http://www.apc.univ-paris7.fr/~delabrou/PSM/psm.html`) permet seulement l'élaboration d'un CMB non-gaussien sans effet de lentille. Par conséquent, j'ai travaillé à l'adaptation du *Planck Sky Model* afin de développer le cas du CMB non-gaussien lentillé (figure 6.1). Pour ce faire, j'ai utilisé la procédure existante de lentillage décrite plus haut et dans [Basak *et al.* 2009], en partant de la carte du potentiel de l'effet de lentille générée par *CAMB*. Le spectre obtenu est ensuite ajusté à la cosmologie choisie par l'utilisateur, puis les coefficients en harmoniques sphériques sont décomposés selon le type de modes correspondant (scalaires ou tenseurs). La composante linéaire des coefficients est sauvegardée, ainsi que les corrections non-linéaires dues à la non-gaussianité. J'ai également permis la construction de cartes pour n'importe quelle valeur du rapport tenseur sur scalaire r, caractéristique du niveau du signal des modes B de polarisation du CMB. Cette dernière est donc intégralement prise en compte dans le modèle. On retrouve à la figure 6.1, qui représente les spectres en température et en polarisation obtenus sur une simulation de CMB que j'ai produite, le comportement attendu de l'effet de lentille, à savoir une diminution de l'amplitude des pics aux échelles intermédiaires et aux petites échelles, ainsi qu'une forte augmentation de puissance des modes B à ces échelles.

6.3.2 Amas de galaxies

Ma contribution la plus importante au développement du *Planck Sky Model* concerne la modélisation des amas de galaxies dans le code, en lien direct avec les autres activités de ma thèse décrites dans les autres chapitres de ce document. En me basant sur la version 1.7.5 du PSM, j'ai modifié le modèle existant de la fonction de masse des amas SZ en incluant les scénarios d'Univers à courbure non nulle ($\Omega_k \neq 0$) ainsi que les descriptions de l'énergie noire qui diffèrent d'une constante cosmologique ($w \neq -1$). Sur ce dernier point, on peut voir la conséquence d'une variation du paramètre d'état de l'énergie noire sur les comptages d'amas à la figure 3.6, mais aussi à la figure 6.2 où sont comparés les comptages théoriques et ceux directement obtenus à partir du catalogue simulé. Cette modélisation fonctionne également pour la modélisation du spectre angulaire de l'effet SZ. La figure a été réalisée à partir de la nouvelle fonction de masse adaptée aux variations de w et Ω_k que j'ai rajoutée au PSM.

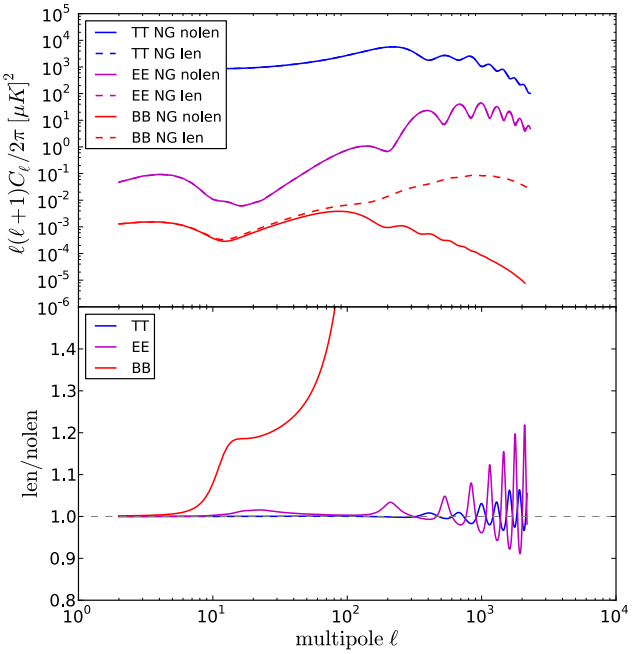


FIGURE 6.1 – Spectres en température (bleu) et en polarisation (EE en violet, BB en rouge) de CMB non-gaussiens lentillés (trait pointillé) et non-lentillés (trait plein) modélisés par le PSM.

Avec les derniers développements de l'analyse cosmologique sur le catalogue d'amas de Planck (décrite au chapitre 5), j'ai régulièrement mis à jour les lois d'échelle reliant les observables à la masse et au redshift dans le modèle de comptages d'amas. Ainsi, le PSM étant en constante évolution, les dernières versions contiennent exactement les lois d'échelle utilisées dans l'analyse cosmologique de Planck, et plusieurs options différentes sont disponibles.

Par conséquent, j'ai permis la prise en compte du biais sur la masse des amas, puisque ce dernier relie la masse observée en X utilisée dans les lois d'échelle à la masse vraie intervenant dans la fonction de masse. De manière indirecte, le biais apparaît donc aussi dans la fonction de sélection. Il est désormais possible de simuler un catalogue d'amas sur le ciel en prenant en compte la différence entre la masse X et la masse vraie, ainsi que dans le modèle pour les comptages ou le spectre SZ.

J'ai également intégré la nouvelle fonction de masse déjà citée plus haut [Watson *et al.* 2013] au modèle, puis les effets de variation en redshift de la déviation par rapport à la self-similarité pour le spectre SZ.

La version 1.7.5 contient la fonction de masse ajustée dans [Tinker *et al.* 2008], dont l'un des arguments principaux est la variance des fluctuations de densité σ, ou l'intégrale du spectre de puissance de la matière $P(k)$. Ce spectre est calculée lui-même à partir d'une autre fonction d'ajustement estimée par [Eisenstein et Hu 1999] et qui dépend des paramètres cosmologiques usuels. L'approximation de [Eisenstein et Hu 1999] n'a plus lieu d'être dorénavant car nous possédons deux

codes majeurs pour le calcul des conditions initiales et de leur propagation dans le temps par l'équation de Boltzmann, à savoir *CAMB* [Lewis *et al.* 2000] et *CLASS* [Lesgourgues 2011]. Ainsi, j'ai travaillé sur la mise en relation entre le *Planck Sky Model* et *CLASS*, afin d'estimer le spectre de puissance de la matière de manière plus exacte. Comme l'intégrale de ce dernier entre en exponentielle dans la fonction de masse, les comptages des amas et le spectre de l'effet SZ sont directement affectés par de petites variations du spectre $P(k)$ à petite échelle. J'ai dans ce contexte mené une étude dans laquelle je compare les spectres de puissance de la matière calculés par l'approximation de [Eisenstein et Hu 1999] et de manière exacte par *CLASS* (à $z = 0$) et montré que l'on peut s'attendre à moins de 4% de différence relative entre les deux sur une grande gamme de vecteurs d'onde k. En termes de variance des fluctuations de densité, cela se traduit par des différences inférieures au pourcent pour les amas les plus massifs (voir figure 6.3). L'impact est par conséquent relativement faible sur les comptages d'amas en redshift et en masse, mais suffisamment significatif pour en tenir compte dans les contraintes cosmologiques. Dorénavant, les versions postérieures à la version 1.7.5 du *Planck Sky Model* utilisent un modèle de comptages et de spectre angulaire basés sur une fonction de masse calculée à partir d'une estimation exacte du spectre de puissance de la matière.

En conséquence du travail sur le CMB et les amas de galaxies présenté ici, une version 1.7.6 du PSM est rendue disponible pour la collaboration Planck dont je me suis servie pour produire les simulations FFP6. Basée sur ces efforts, la nouvelle version 1.7.8 est publiée en 2013, rendue accessible à toute la communauté, et correspond à l'état du *Planck Sky Model* décrit dans la publication associée [Delabrouille *et al.* 2013].

6.3.3 Le futur du PSM

Un aspect majeur du *Planck Sky Model* qu'il sera intéressant d'intégrer concernant les amas de galaxies est la distribution de ces derniers en coquille de redshift. En se servant du même formalisme que celui utilisé dans [Castex 2013] pour la distribution des sources ponctuelles sur le ciel, il est possible de répartir les amas de galaxies de cette façon suivant une loi de probabilité poissonienne, connaissant également l'abondance théorique des amas en redshift (la fonction de masse). Cela permettrait d'estimer la corrélation entre les grandes structures et le fond diffus infrarouge, modélisé indépendamment. Les deux observables représentant des traceurs de la distribution de matière, leur corrélation constitue une sonde cosmologique intéressante. Les résultats d'une telle simulation pourraient directement être comparés aux données de Planck. De plus, une carte de potentiel gravitationnel serait disponible par intégration sur la ligne de visée de la matière présente entre nous et la surface de dernière diffusion. Ainsi, l'effet de lentille gravitationnel pourrait être modélisé de manière plus précise, et son action sur le CMB serait directement liée à la présence de la matière, plutôt qu'à une réalisation aléatoire de *CAMB*.

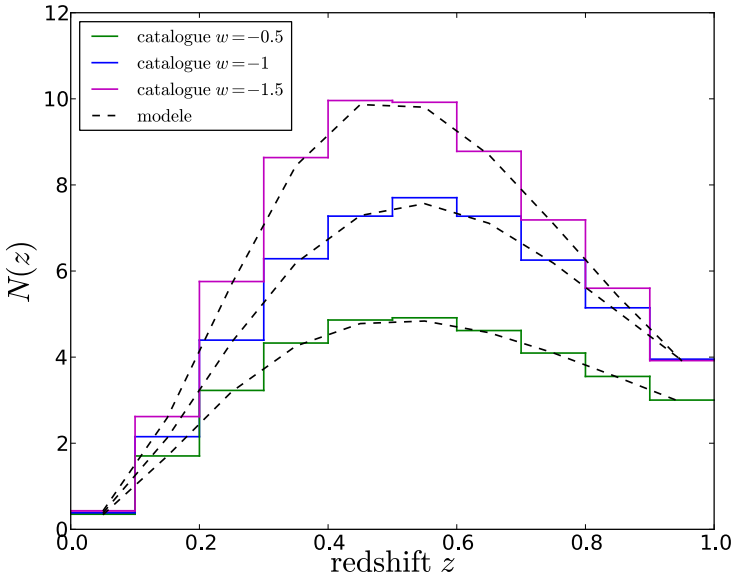


FIGURE 6.2 – Variation des modèles avec w (traits pleins) et comparaison avec le catalogue du PSM (trait en pointillés).

6.4 Création d'un jeu de simulations

Afin d'extraire le spectre angulaire de l'effet SZ thermique à l'aide d'une méthode de séparation de composantes (ici *SMICA*, voir chapitre suivant) sur les données de n'importe quelle expérience CMB sensible aux amas de galaxies, il est nécessaire de comprendre comment fonctionne la méthode en question sur une série de simulations que l'on contrôle. A l'aide du PSM, j'ai par conséquent produit six cartes aux fréquences de l'instrument hautes fréquences de Planck. Ainsi, il sera possible de déterminer la capacité de Planck à séparer les composantes avec *SMICA* afin d'extraire la composante de l'effet SZ thermique sans se préoccuper des effets systématiques dans un premier temps. Les caractéristiques principales des simulations produites se trouvent dans la table 6.1.

Les cartes du PSM possèdent environ 50 millions de pixels et sont à une résolution de 5 minutes d'arc allant jusqu'à $\ell_{\rm max} = 5000$, sachant que seuls les multipoles entre $\ell = 100$ et $\ell = 2500$ seront utilisés pour l'extraction du spectre de l'effet SZ. Aucun modèle contraint n'est choisi, donc les cartes de CMB, galaxie, du SZ, des sources compactes et du fond infrarouge sont purement issues de simulations. En ce qui concerne les amas de galaxies, les effets SZ polarisés et les corrections relativistes ne sont pas ajoutés aux cartes. De plus, la fonction de masse usuelle de [Tinker *et al.* 2008] est utilisée, avec une masse inférieure suffisamment basse. Toutes les composantes diffuses galactiques font partie des cartes simulées, avec les lois d'émission spécifiées dans la table 6.1. Quant aux sources compactes, nous verrons plus loin que je me sers en fait de deux jeux de simulations distinctes : celles qui contiennent les sources radio et infrarouge, et celles qui ne contiennent aucune

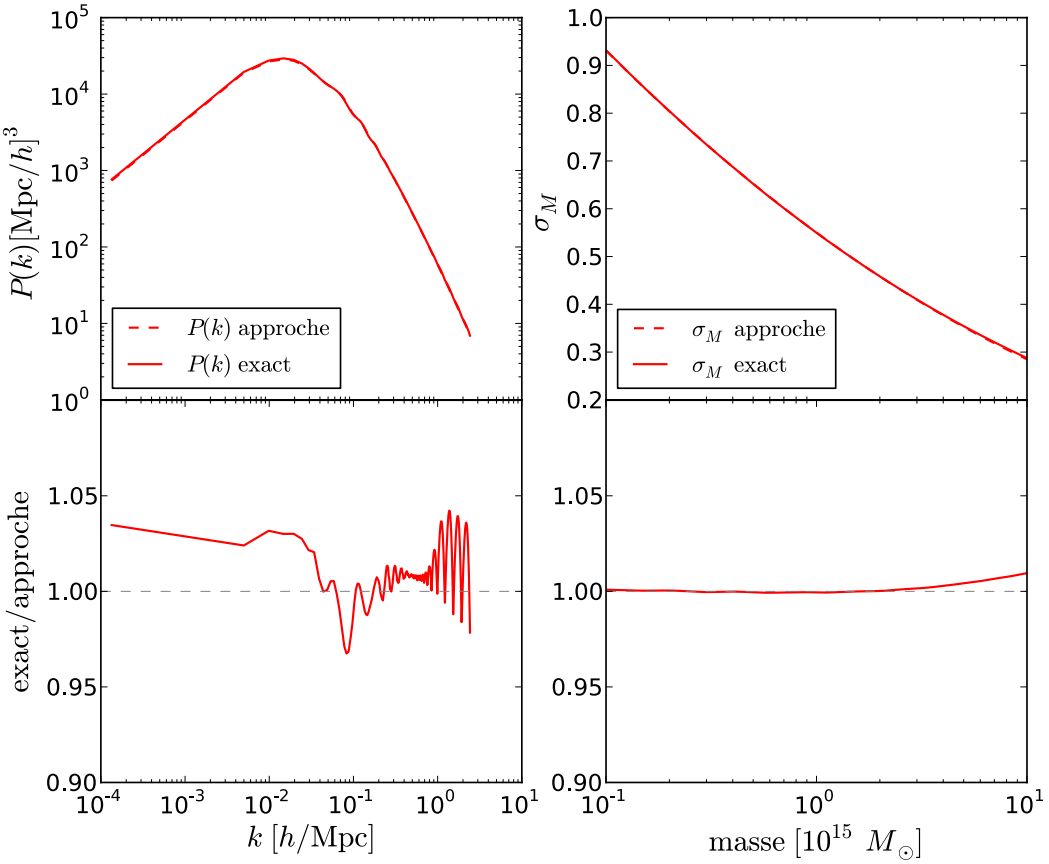


FIGURE 6.3 – A gauche : spectres de puissance de la matière calculés de manière exacte par *CLASS* [Lesgourgues 2011] (trait plein) et par la formule analytique de [Eisenstein et Hu 1999] (trait pointillé). Le rapport des spectres est illustré dans la partie du bas. A droite : fluctuations de densité en fonction de la masse pour les deux spectres $P(k)$ de gauche. Le rapport des deux quantités est montré dans la partie du bas.

Résolution du ciel (arcmin)	5
$\ell_{\rm max}$	5000
$N_{\rm side}$	2048
Modèle CMB	simulation gaussienne
Modèle galaxie	simulation
Modèle SZ	comptages (fonction de masse)
Modèle sources compactes	simulation
Modèle fond infrarouge	coquilles de redshift
Cosmologie	$h = 0.67$, $\Omega_m = 0.317$, $\sigma_8 = 0.75$
tSZ/kSZ/polar/relat	oui/oui/non/non
Fonction de masse	[Tinker *et al.* 2008]
Masse limite	$5 \times 10^{13}\ M_\odot$
Synchrotron/free-free	oui/oui
Grains en rotation/Poussière thermique	oui/oui
Raies de CO	oui
Loi d'émission synchrotron	loi de puissance
Indice spectral synchrotron	[Miville-Deschênes *et al.* 2008]
Modèle free-free	[Miville-Deschênes *et al.* 2008]
Température électrons	7000 K
Modèle poussière	pré-Planck
Modèle à 100 μm	[Schlegel *et al.* 1998]
Sources radio/WMAP/IR/UCHII	oui/non/oui/non
Instrument	HFI RIMO

TABLE 6.1 – Caractéristiques des simulations du PSM utilisées pour l'extraction du spectre angulaire de l'effet SZ thermique.

Fréquence (GHz)	100	143	217	353	545	857
Unités	K_{CMB}	K_{CMB}	K_{CMB}	K_{CMB}	MJy/sr	MJy/sr
Lobe (arcmin)	9.66	7.27	5.01	4.86	4.84	4.63
$K_{CMB} \rightarrow K_{RJ}$	0.764	0.596	0.313	0.070	–	–
MJy/sr $\rightarrow K_{RJ}$	–	–	–	–	1.04×10^{-4}	4.33×10^{-5}
$y \rightarrow K_{RJ}$	-3.08	-1.66	0.061	0.435	0.086	0.003
Seuil (mJy)	266	169	149	289	457	658

TABLE 6.2 – Caractéristiques principales de l'instrument HFI utilisé par le PSM pour produire le jeu simulations décrit. On y retrouve les unités des cartes, la fréquence centrale des lobes, dont la forme est modélisée de manière réaliste, ainsi que les coefficients de conversion vers le K_{RJ}, unité utilisée pour l'extraction du spectre. Enfin, le seuil de détection des sources fortes est indiqué dans la dernière ligne.

source. Enfin, les cartes sont observées par un instrument de type HFI RIMO, dont on trouve les caractéristiques dans la table 6.2.

Les unités choisies pour produire les simulations sont spécifiées, avec deux exceptions à 545 et 857 GHz, fréquences pour lesquelles les cartes sont en MJy/sr. Les lobes définis dans l'instrument HFI RIMO correspondent aux plus récentes mesures des lobes de Planck HFI, et les coefficients de conversion entre les unités des cartes et le K_{RJ} sont explicitées. Ceux-ci dépendent à la fois de la fréquence et du type de modèle d'instrument que le PSM utilise. Enfin, la dépendance en fréquence du seuil de détection des sources compactes est montrée dans cette même table. Au-delà de ce seuil, les sources (radio ou infrarouge) sont placées dans un catalogue et distribuées sur une carte. En-deçà, la population des sources concernées constitue un fond diffus dont on trouve la carte dans les fichiers de sortie du PSM. Les seuils correspondent à ceux de Planck.

A la figure 6.4 sont illustrées quelques unes des cartes de mon jeu de simulations à 143 et 353 GHz. La première ligne montre les cartes d'observation sur lesquelles *SMICA* va directement ajuster son modèle et qui comprennent toutes les composantes co-additionnées. On y retrouve le CMB, particulièrement bien visible à 143 GHz, la composante galactique que l'on voit à 143 GHz et qui occupe une partie plus conséquente du ciel à 353 GHz, ainsi que l'effet SZ des amas de galaxies et les sources compactes. Les trois lignes suivantes montrent quelques composantes intégrées dans les deux bandes en fréquence à 143 et 353 GHz. La différence de comportement est frappante dans le cas de l'émission thermique de la poussière que l'on voit à la troisième ligne, avec une très grande partie du ciel contaminée dans le cas à 353 GHz. Enfin, le signal SZ est tracé à l'aide d'une échelle logarithmique dans le but de mieux faire ressortir sa contribution à la fois localisée et diffuse.

Afin de s'intéresser à l'importance statistique des composantes présentes dans les simulations, la figure 6.5 montre directement la comparaison entre les statistiques à deux points de chacune d'entre elles, pour une fraction de ciel restante de 33% environ. Le fond diffus cosmologique est caractérisé par la courbe bleue, l'émission diffuse galactique est en rouge, les sources compactes en vert et enfin l'effet SZ thermique en violet. Comme attendu, le CMB domine le total de la puissance pour l'auto-spectre à 143 GHz, ainsi que pour le spectre croisé entre les fréquences 143 et 353 GHz, à presque toutes les échelles. Les sources compactes, dont le spectre se rapproche d'un spectre de bruit blanc, contaminent les cartes en particulier à petite échelle. La galaxie, dont le niveau est bas à 143 GHz, est toujours sous-dominante dans le cas de la corrélation croisée entre les deux fréquences, mais domine le total lorsqu'on étudie l'auto-spectre à 353 GHz. Dans tous les cas, alors que les fréquences illustrées correspondent approximativement au minimum et maximum de l'effet SZ thermique, ce dernier est presque toujours sous-dominant à part à 143 GHz où le signal SZ est plus fort que la galaxie à petite échelle. Ces spectres sont obtenus après que les cartes aient subi quelques transformations spécifiques, explicitées dans le paragraphe suivant, dont notamment un masquage du centre galactique.

Les simulations décrites ici servent d'outils pour la validation de mon travail sur

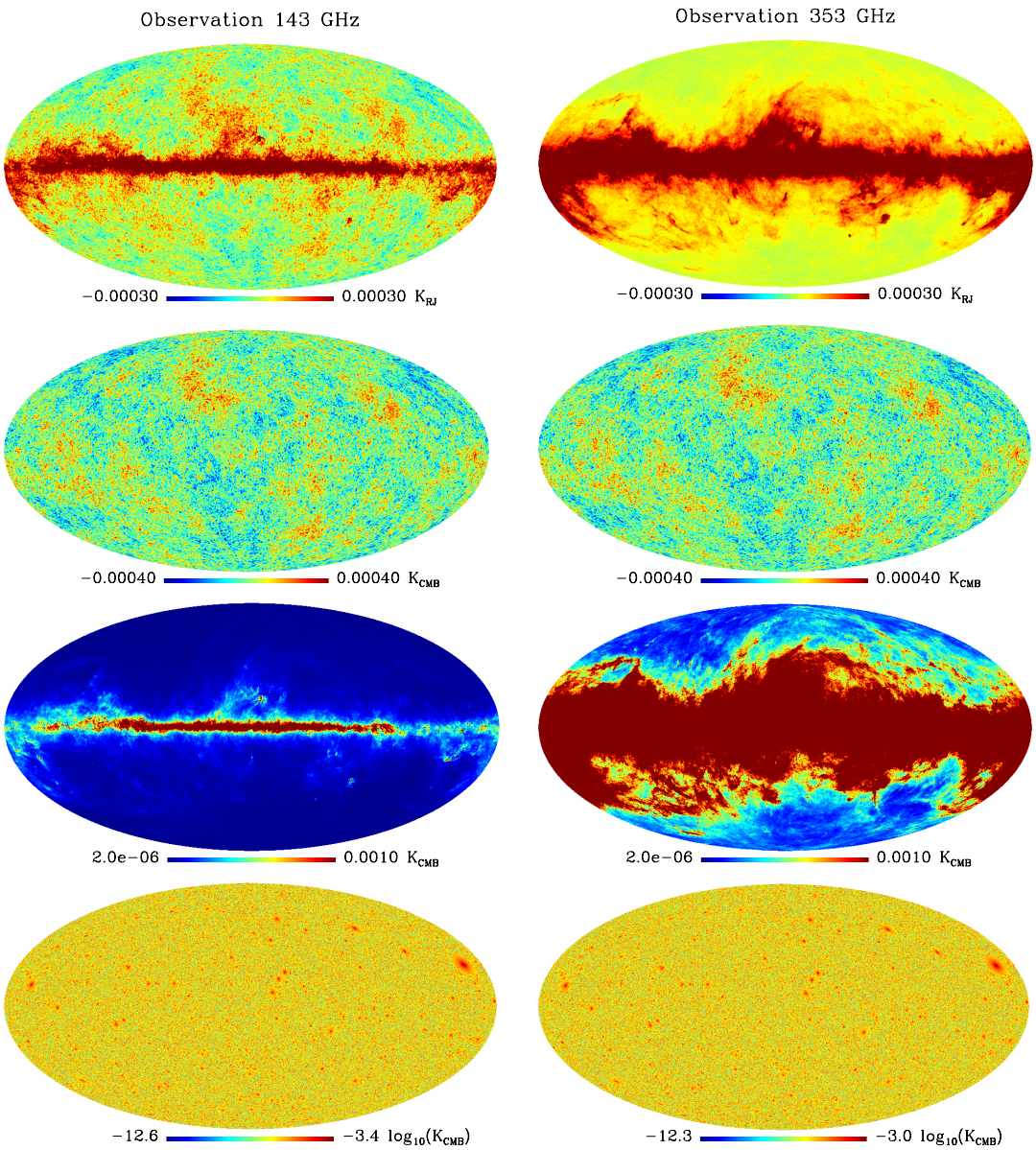


FIGURE 6.4 – Jeu de simulations du PSM utilisées afin d'extraire le spectre de l'effet SZ. La première ligne montre l'ensemble des composantes co-additionnées et observées par l'instrument Planck du PSM dans les bandes à 143 GHz (à gauche) et 353 GHz (à droite). On trouve ensuite les simulations du fond diffus cosmologique intégrées dans les bandes correspondant aux deux mêmes fréquences. Même chose pour la contribution de l'émission thermique de la poussière galactique (troisième ligne) ainsi que de l'effet SZ thermique (dernière ligne).

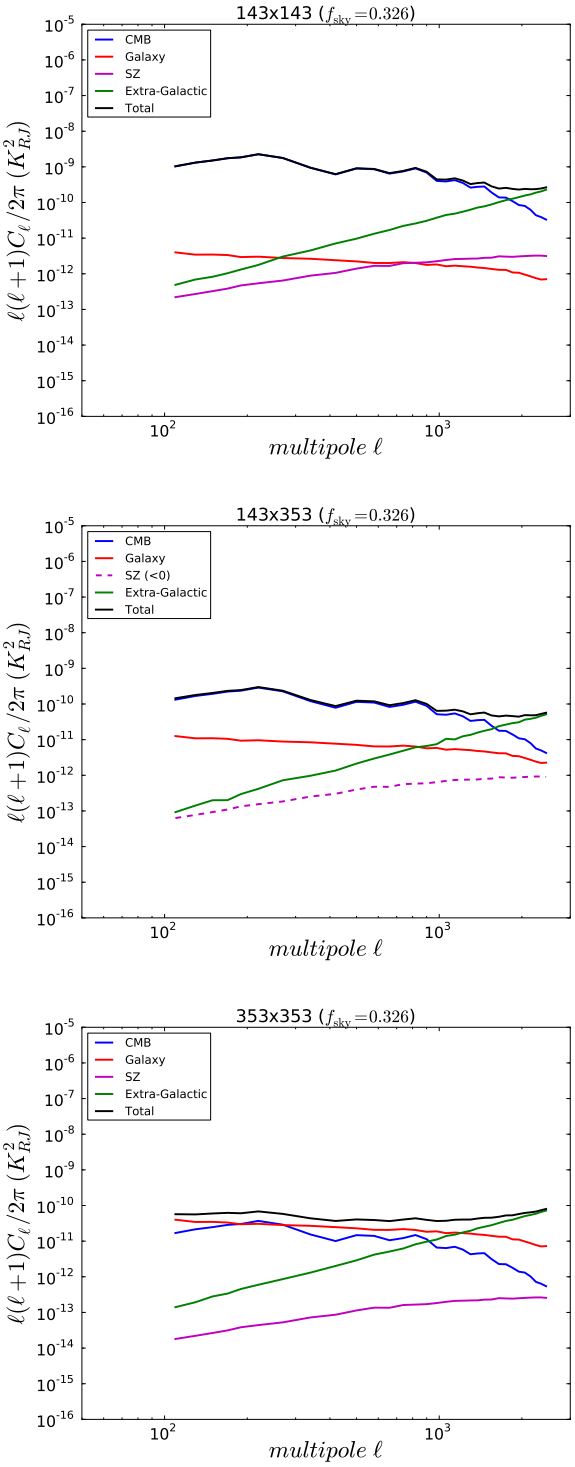


FIGURE 6.5 – Auto-spectres à 143 et 353 GHz et spectres croisés entre ces deux fréquences pour l'ensemble des différentes composantes simulées. En bleu sont montrées les anisotropies primaires du CMB, en rouge le spectre de la galaxie (toutes composantes confondues), celui des sources compactes en vert et le spectre de l'effet SZ thermique en violet. A 143 GHz, le CMB domine largement comparé à la galaxie et au SZ. On voit en corrélant le canal à 353 GHz l'importance croissante de l'émission galactique. Le spectre du SZ, en pointillés lorsqu'il est négatif à cause des coefficients de conversion, est presque toujours le contaminant le plus bas. La fraction de ciel utilisée est environ de 33%.

SMICA, méthode de séparation de composantes, et l'extraction du spectre angulaire de l'effet SZ. Celle-ci s'avère particulièrement délicate, vu le niveau sous-dominant du signal SZ dans la plupart des canaux. L'analyse en question est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 7

Extraire le spectre de l'effet SZ avec SMICA

Sommaire

7.1 La séparation de composantes 182
7.1.1 Combinaison linéaire interne 182
7.1.2 SMICA, ou la séparation à l'aveugle 183
7.2 Modèle de base de SMICA 186
7.3 Traitement des simulations 188
7.4 Variations autour d'un cas idéal 190
7.4.1 Estimation de bruit 193
7.4.2 Effets de masque 194
7.4.3 Varier le modèle 195
7.5 Complications instrumentales 196
7.6 Résultats sur les données Planck 197

"J'aime mieux une belle chimère qui fait tenter de grandes choses qu'une réalité stérile, une prétendue sagesse qui jette et retient l'homme rare dans une stupide inertie."
Denis Diderot

Les comptages d'amas de galaxies en redshift ne constituent pas la seule sonde cosmologique utilisant l'information de l'évolution des structures dans le temps. En effet, le signal SZ bien que très localisé autour des amas possède une composante diffuse sur tout le ciel dont il est possible de caractériser la statistique à deux points, tout comme pour le fond diffus cosmologique. Après une description du principe de l'ILC, méthode de séparation de composantes par combinaison linéaire des données, et de l'avantage de *SMICA* par rapport à l'ILC, je montrerai comment j'ai utilisé *SMICA* pour estimer le spectre angulaire de l'effet SZ thermique sur un jeu de simulations ainsi que sur les données de Planck. Le spectre SZ obtenu permet, au même titre que les amas, d'obtenir des contraintes sur l'amplitude des fluctuations de matière ou l'énergie noire [Komatsu et Seljak 2002]. De plus, il peut s'avérer particulièrement intéressant d'étudier des corrélations croisées entre le spectre de l'effet SZ et celui de l'effet de lentille gravitationnel ou du fond diffus infrarouge, tous deux étant également traceurs du champ de matière de l'Univers (par exemple [Hill et Spergel 2013]).

7.1 La séparation de composantes

Afin d'extraire une composante du ciel parmi le fond constitué par toutes celles existantes, de nombreuses méthodes ont été développées par le passé et sont basées sur des principes différents. Nous décrivons ici une méthode standard, l'ILC, puis nous verrons le principe de *SMICA*, méthode de séparation dont je vais me servir pour estimer le spectre de l'effet SZ thermique. En annexe D, on trouvera une description plus exhaustive d'autres types de méthodes de séparation de composantes utilisées dans l'analyse Planck [Planck Collaboration 2013g].

7.1.1 Combinaison linéaire interne

La méthode de l'ILC (anglais pour *internal linear combination*) a l'avantage de faire très peu d'hypothèses sur les émissions d'avant-plan, et donc n'est pas soumise aux incertitudes sur leur connaissance précise. En revanche, cela ne permet pas de prédire le niveau de contamination de la carte obtenue pour la composante d'intérêt. En effet, cette méthode considère que les autres composantes astrophysiques font partie d'un unique bruit de fond, associé au bruit instrumental. On écrit le vecteur des observations :

$$\mathbf{d}(p) = \mathbf{A}s(p) + \mathbf{f}(p) + \mathbf{n}(p) \tag{7.1}$$

comme la somme d'une carte unique de la composante d'intérêt $s(p)$ multipliée par une *matrice de mélange* $\mathbf{A}$ prenant en compte les différentes dépendances spectrales des composantes présentes (de dimension $n_{\rm obs} \times n_{\rm comp}$), avec un vecteur représentant les émissions d'avant-plan $\mathbf{f}$ et un autre correspondant au bruit instrumental $\mathbf{n}$ (tous de dimension $n_{\rm obs}$). Il s'agit alors de trouver une solution de la forme

$$\widehat{s}(p) = \mathbf{w}^t \mathbf{d}(p) \tag{7.2}$$

de telle façon que les poids w_i ainsi déterminés minimisent la variance de la carte estimée de la composante d'intérêt $\widehat{s}(p)$. Celle-ci s'écrit :

$$\sigma^2 = \mathbf{w}^t \mathcal{R} \mathbf{w}, \tag{7.3}$$

avec $\mathcal{R}$ la covariance sommée sur tous les modes à partir de la matrice définie dans l'espace harmonique par

$$\mathcal{R}_{\ell m} = \langle \mathbf{d}_{\ell m} \mathbf{d}_{\ell m}^\dagger \rangle. \tag{7.4}$$

Ainsi, avec l'hypothèse de l'absence de corrélation entre le signal et les émissions d'avant-plan d'une part, puis entre le signal et le bruit d'autre part, la variance de l'erreur est également minimale. En particulier, la condition de minimisation de la variance de $\widehat{s}(p)$ requiert que la somme des poids de l'ILC donne 1 dans la direction de la composante d'intérêt. Le système suivant est résolu par utilisation

des multiplicateurs de Lagrange :

$$\frac{\partial}{\partial w_i}\left[\mathbf{w}^t\mathcal{R}\mathbf{w} + \lambda\left(1 - \sum_i w_i\right)\right] = 0$$
$$\sum_i w_i = 1, \tag{7.5}$$

ce qui donne une écriture simple pour les poids de l'ILC :

$$w_i = \frac{\mathbf{A}^t\mathcal{R}^{-1}}{\mathbf{A}^t\mathcal{R}^{-1}\mathbf{A}}. \tag{7.6}$$

L'estimateur de la composante d'intérêt représenté par $\widehat{s}(p)$ est biaisé dans le cas d'une utilisation standard de l'ILC. En effet, le calcul des poids w_i par multiplicateurs de Lagrange décrit dans ces lignes a pour conséquence la présence d'un terme lié au bruit total (émissions astrophysiques et bruit instrumental). Les cartes obtenues par ILC sont donc bruitées de manière intrinsèque.

D'autres alternatives à l'ILC existent pour contourner la difficulté. En particulier *MILCA* [Hurier *et al.* 2013] qui fait le choix d'un autre compromis en ce qui concerne le calcul des poids et la gestion du biais de la méthode. Dans *MILCA*, des poids supplémentaires sont affectés à certaines composantes astrophysiques supposées mieux connues que d'autres, afin de les rejeter plus efficacement. On peut trouver également des adaptations de l'ILC qui peuvent être utilisées pour séparer deux composantes en même temps [Remazeilles *et al.* 2011] [1], ou bien dans l'espace des needlets dans le cadre de *NILC* [Delabrouille *et al.* 2009].

Ce dernier cas permet aux poids de varier spatialement et selon l'intervalle de multipole, c'est ce qui a été choisi entre autres pour effectuer la séparation de composantes dans Planck afin d'extraire la carte du CMB. Plus spécifiquement, neuf bandes spectrales ont été définies allant jusqu'à $\ell = 3200$ avec une région du ciel seulement pour les plus bas multipoles, et 20 zones au total pour les plus hauts. Le canal à 30 GHz de LFI n'est pas utilisé dans ce cadre, et les cartes d'observation sont lissées à 5 minutes d'arc avant de réaliser l'ILC. Une des particularités de la séparation de composantes avec *NILC* sur les données Planck est la suivante : les poids sont calculés sur le ciel masqué (galaxie et sources extra-galactiques), mais appliqués sur tout le ciel afin de déterminer la carte du CMB avec variance minimale. Les deux méthodes *MILCA* et *NILC* sont celles qui sont employées par la collaboration Planck pour extraire les cartes et le spectre de l'effet SZ thermique [Planck Collaboration 2013n].

7.1.2 SMICA, ou la séparation à l'aveugle

J'ai décrit plus haut deux approches classiques au problème de la séparation de composantes, mais en réalité une autre voie existe, au croisement entre les deux déjà citées, et travaillant directement sur le spectre des composantes. En connaissant la

1. Cela s'avère utile pour séparer l'effet SZ thermique et cinétique par exemple.

loi d'émission de seulement une ou plusieurs composantes, et en fixant un modèle pour les autres, les spectres peuvent être ajustés.

Pour les méthodes déjà décrites ci-dessus, la dépendance spectrale des différentes composantes est supposée connue via la matrice de mélange $\mathbf{A}$. Mais selon le principe de *séparation à l'aveugle* des composantes, si ces dernières sont *statistiquement indépendantes*, alors elles peuvent être estimées même si $\mathbf{A}$ est inconnue *a priori*. Cette hypothèse forte est valable d'un point de vue physique (bien que cela dépende de l'origine physique des processus mis en jeu), on peut donc en particulier s'en servir dans le cadre d'analyses de données exploratoires pour lesquelles on ne sait pas précisément quels sont les contaminants. En effet, avec la séparation à l'aveugle des composantes, il n'est pas nécessaire de savoir quelles composantes sont présentes. Dans le cas du problème classique de séparation de composantes (équations 7.1 et D.2) pour lequel on ne suppose pas de bruit instrumental et avec autant de canaux en fréquence que de nombre de composantes, on a

$$\mathbf{d}(p) = \mathbf{A}\mathbf{s}(p) \tag{7.7}$$

et l'on cherche alors la matrice $\mathbf{W}$ telle que

$$\mathbf{s}(p) = \mathbf{W}\mathbf{d}(p). \tag{7.8}$$

Si la matrice de mélange est connue, alors il est facile de trouver la solution du système car $\mathbf{W} = \mathbf{A}^{-1}$. En revanche, on peut considérer ne pas connaître la matrice de mélange *a priori* et supposer l'indépendance statistique des composantes. Ainsi, l'exercice revient à déterminer $\mathbf{W}$ tel que les éléments de $\mathbf{W}\mathbf{d}$ soient indépendants [2]. L'hypothèse assez forte est la suivante : rendre les entrées de $\mathbf{W}\mathbf{d}$ indépendantes permet de retrouver les composantes, si celles-ci sont bien statistiquement indépendantes. On peut dès lors montrer que cette approche fonctionne particulièrement bien dans certaines situations pour lesquelles la solution correspond à l'estimateur de maximum de vraisemblance utilisé par exemple dans [Eriksen *et al.* 2006] ou [Stompor *et al.* 2009]. En revanche, cette technique n'est possible qu'à un facteur d'amplitude près, et est dégénérée avec une permutation de l'ordre des composantes dans le modèle.

La méthode que je vais employer pour extraire le spectre SZ d'un jeu de simulations ou des données Planck appartient à cette dernière catégorie, mais est particulièrement adaptée pour travailler dans un cadre d'expérience multi-fréquences et multi-composantes. En effet, *SMICA* (pour *spectral matching independent component analysis*) est un cas particulier de la séparation à l'aveugle de composantes puisque cette technique est basée sur la statistique spectrale de ces dernières, donc localisée en fréquence [Cardoso *et al.* 2008, Delabrouille *et al.* 2003]. *SMICA* utilise des auto-spectres ainsi que des spectres croisés regroupés en intervalles de multi-

2. Il existe plusieurs interprétations possibles de la notion d'indépendance, on retrouve une discussion dans [Cardoso *et al.* 2008, Delabrouille et Cardoso 2009].

poles. Les matrices de covariance estimées ainsi définies s'écrivent :

$$\widehat{\mathbf{R}}_\ell = \frac{1}{2\ell+1}\sum_{m=-\ell}^{m=+\ell} \mathbf{d}_{\ell m}\mathbf{d}_{\ell m}^\dagger \tag{7.9}$$

et sont ensuite regroupées par intervalles q entre $\ell_{\min}$ et $\ell_{\max}$ de la façon suivante :

$$\widehat{\mathbf{R}}_q = \frac{1}{P_q}\sum_{\ell_{\min}}^{\ell_{\max}} (2\ell+1)\widehat{\mathbf{R}}_\ell \tag{7.10}$$

où P_q correspond au nombre de modes de Fourier utilisés pour regrouper la covariance dans les intervalles de multipole :

$$P_q = \sum_{\ell_{\min}}^{\ell_{\max}} (2\ell+1). \tag{7.11}$$

Si l'on reprend le problème de séparation de composantes stipulant une combinaison linéaire des cartes d'observations (équations 7.1 et D.2), cela se traduit en termes de matrices de covariance par :

$$\mathbf{R}_q = \langle \widehat{\mathbf{R}}_q \rangle = \mathbf{A}\mathbf{\Sigma}_q\mathbf{A}^\dagger + \mathbf{N}_q \tag{7.12}$$

où $\mathbf{\Sigma}_q$ et $\mathbf{N}_q$ sont les matrices de covariance des composantes et du bruit respectivement. Etant donnée les matrices de covariance empiriques $\mathbf{R}_q$, et en supposant que les composantes ne sont pas corrélées entre elles, puis que le bruit n'est pas corrélé entre canaux, *SMICA* détermine le jeu de paramètres θ défini par

$$\theta = \{\mathbf{A}, \mathrm{diag}(\mathbf{\Sigma}_q), \mathrm{diag}(\mathbf{N}_q)\} \tag{7.13}$$

en ajustant les matrices de covariance empiriques à un modèle déjà prédit par ailleurs. Plus concrètement, cela est fait en minimisant la quantité $\phi(\theta)$, le "désaccord" spectral entre les matrices de covariances empiriques et celles prédites par le meilleur jeu de paramètres. Celui-ci, appelé $\widehat{\theta}$, a pour expression :

$$\widehat{\theta} = \mathrm{argmin}[\phi(\theta)] \quad \text{o} \quad \phi(\theta) = \sum_q P_q \; K(\widehat{\mathbf{R}}_q, \mathbf{R}_q(\theta)) \tag{7.14}$$

avec le critère s'écrivant comme une somme sur les intervalles en ℓ et où K représente une mesure de la divergence entre deux matrice carrées. En pratique, la minimisation de cette quantité peut s'apparenter à une vraisemblance, et il a été montré que dans ce cas précis un algorithme tel que le gradient conjugué (en fait appliqué sur la dérivée partielle du critère ϕ) est suffisamment rapide et efficace.

Le principe de *SMICA* a déjà porté ses fruits grâce à l'analyse des données d'Archeops [Tristram *et al.* 2005] et de WMAP [Patanchon *et al.* 2005] pour déterminer les anisotropies primaires du fond diffus cosmologique. Dans le cadre de l'analyse Planck, *SMICA* fut la méthode de séparation de composantes sélectionnée parmi

SEVEM, *Commander-Ruler* et *NILC* pour extraire la carte de CMB finale, celle-ci ayant été utilisée pour l'étude des non-gaussianités notamment. Toutes les fréquences de Planck sont considérées dans l'analyse pour produire une carte à la résolution de 5 minutes d'arc, toute proche de la meilleure résolution de Planck. Pour cette étude, les sources extra-galactiques ont été soustraites ou masquées, et l'opération s'est effectuée sur le ciel masqué afin de limiter la contamination galactique.

7.2 Modèle de base de SMICA

La méthode de séparation de composantes à l'aveugle *SMICA* ajuste un modèle par rapport aux matrices de covariance empiriques calculées sur les données (pour le moment des données simulées). Cet ajustement se fait sur 32 intervalles de multipole entre $\ell = 100$ et $\ell = 2500$, avec une taille variable, telle que :

- $\Delta\ell = 20$ entre $\ell = 100$ et $\ell = 380$;
- $\Delta\ell = 80$ entre $\ell = 380$ et $\ell = 1600$;
- $\Delta\ell = 100$ entre $\ell = 1600$ et $\ell = 2500$.

Le modèle que *SMICA* ajuste comprend plusieurs types de composantes et peut être modifié à la guise de l'utilisateur. On y trouve par exemple des composantes à une dimension dont la matrice de mélange est de la forme $(N_{\rm det}, 1)$ avec $N_{\rm det}$ le nombre d'observations (ou nombre de fréquences, ici 6), ainsi le spectre de puissance ajusté aura pour dimension $(1, N_{\rm int})$, avec $N_{\rm int}$ le nombre d'intervalles en ℓ (ici 32). Il est possible également de définir des composantes multidimensionnelles, dans ce cas on attend une matrice de mélange du type $(N_{\rm det}, dim)$ et un spectre de puissance $(dim, dim, N_{\rm int})$ avec dim le nombre de dimensions. En plus de cela, des composantes fixes peuvent êtres choisies, dont la matrice de covariance complète doit être définie et qui sont simplement ajoutées au modèle. Enfin, deux composantes plus spécifiques au bruit sont disponible et prennent la forme $(N_{\rm det}, N_{\rm int})$, ce qui correspond à la diagonale de la matrice de covariance du bruit $\widehat{\mathbf{N}}_q$ pour chaque intervalle en multipole. La première composante ajuste $N_{\rm det}$ facteurs d'amplitude sur la diagonale, la deuxième fixe simplement les termes diagonaux à leurs valeurs.

Dans la table 7.1, les détails et différentes configurations du modèle adopté dans *SMICA* sont détaillés. Les composantes modélisant le fond diffus cosmologique et l'effet SZ thermique sont représentées par des quantités uni-dimensionnelles, caractérisées par des matrices de mélange $\mathbf{A}$ connues de dimension $N_{\rm det}$. En réalité, les deux matrices de mélange représentant la dépendance spectrale des deux phénomènes ne sont rien d'autre que les troisième et cinquième lignes de la table 6.2, ou de manière équivalente les coefficients de conversion entre les unités CMB et SZ vers l'unité utilisée pour l'analyse. Ensuite, deux configurations seront présentées. La première (*config1* dans la table 7.1), suppose la présence de deux composantes additionnelles en plus du CMB et de l'effet SZ. Une composante possède deux dimensions, l'autre est uni-dimensionnelle. Les autres configurations (*config2*, *config3*, *config4* dans la même table) supposent une unique composante additionnelle de dimension 3, 2 et 4

Composante	*dim*	**A** connue	Libre	Contraint	Amplitude diagonale
CMB	1	oui	oui	non	–
SZ	1	oui	oui	non	–
comp1 (config1)	2	non	oui	non	–
comp2 (config1)	1	non	oui	non	–
comp (config2)	3	non	oui	non	–
comp (config3)	2	non	oui	non	–
comp (config4)	4	non	oui	non	–
bruit (config *a*)	–	–	non	oui	non
bruit (config *b*)	–	–	non	non	oui

TABLE 7.1 – Modèles possibles à ajuster par *SMICA*. On suppose deux composantes à une dimension (CMB et SZ) dont les matrices de mélange sont connues. On distingue ensuite deux types de configurations pour le reste. La première définit deux composantes additionnelles dont une est bi-dimensionnelle. Les autres supposent une seule composante en plus de dimension 3, 2 ou 4. Enfin, deux configurations pour le bruit sont étudiées : le cas où le bruit est contraint, et le cas où l'amplitude de la diagonale du bruit est ajustée.

respectivement. Dans tous les cas, *SMICA* va "répartir" la puissance entre les différentes composantes, et les composantes supplémentaires vont prendre en compte toutes les émissions autres que le CMB ou l'effet SZ thermique, qui sont diverses et varient selon la position dans le ciel. On comprend mieux ainsi la raison pour laquelle celles-ci sont multidimensionnelles. Concernant le bruit, deux configurations sont envisagées. La configuration *a* contraint le bruit dans le modèle : sa matrice de covariance est donnée en entrée du code. La configuration *b*, quant à elle, ajuste $N_{\rm det}$ facteurs d'amplitude sur la diagonale du bruit, et suppose donc que le bruit n'est pas corrélé entre fréquences. Cela est vrai pour du bruit blanc, mais s'avérera faux pour une estimation de bruit inhomogène.

Au cours de 200 itérations [3], le spectre de puissance des composantes à n dimensions est fixé à la main pendant que l'algorithme de gradient conjugué est appliqué sur les autres composantes. Ensuite, l'ajustement des composantes à n dimensions est effectué à l'aide d'un algorithme à solution exacte sans récurrence (*closed form algorithm*) alors que toutes les autres sont fixées. Dans le cas où l'amplitude de la diagonale de la matrice de covariance du bruit est ajustée par *SMICA*, l'amplitude est calculée lors de la deuxième moitié du nombre d'itérations total. Enfin, les barres d'erreur sont estimées à l'aide de l'information de la matrice de Fisher pour un modèle effectif où toutes les composantes sont fixées. On trouvera plus de détails dans [Cardoso *et al.* 2008].

3. J'ai vérifié que ce nombre d'itérations était suffisant pour atteindre la convergence de l'algorithme de gradient conjugué.

7.3 Traitement des simulations

J'ai produit un jeu complet de simulations à l'aide du *Planck Sky Model*, décrites dans la section 6.4. Une fois celles-ci effectuées, les cartes observées par l'instrument HFI RIMO vont passer à travers une série de codes qui vont les placer dans le même format pour le calcul des matrices de covariance, dont *SMICA* se sert afin d'ajuster son modèle (voir partie 7.1.2). Tout d'abord, les cartes des différentes composantes intégrées dans les 6 bandes de fréquences HFI, avec la même unité pour une fréquence donnée quelle que soit la composante, sont co-additionnées. Les cartes, reposant sur le format HEALPix [Górski *et al.* 2005], sont ensuite harmonisées en termes de pixelisation et passées dans la même unité (K_{RJ}) à l'aide des coefficients de conversion présentés dans la table 6.2. Afin de limiter au plus la contamination due à l'émission diffuse galactique, un masque cachant le plan galactique est fabriqué, ou plutôt deux types de masques dans notre cas. Comme illustré à la figure 7.1, on se servira dans la plupart de notre analyse d'un masque symétrique allant de $-30°$ à $+30°$ en latitude et apodisé [4] à l'aide d'une fonction cosinus sur 20°. Un autre masque galactique est construit afin de vérifier que les résultats ne dépendent pas de la forme du masque. Celui-ci possède une forme plus raffinée puisqu'il est calculé à partir de la carte de modèle de poussière galactique de [Schlegel *et al.* 1998], et l'apodisation ainsi que la fraction de ciel masqué sont définis de manière à ce que la fraction de ciel restante soit égale à celle du premier masque galactique symétrique. On se servira plus souvent du masque symétrique, plus facile à manipuler pour effectuer divers tests, le deuxième masque servira de vérification de la robustesse de la méthode. En plus d'un masque galactique, nous construisons un masque de sources compactes directement à partir du catalogue de sources compactes fortes émettant dans les domaines radio et infrarouge fournies par le PSM. A leur emplacement, un trou est appliqué de 10 minutes d'arc de diamètre. On considère que cette taille de trou est suffisante pour masquer les sources compactes, après plusieurs tests effectués sur de petites régions du ciel. Il reste donc dans les cartes masquées un résidu de sources compactes faibles, non résolues et non prises en compte par le masque. A la figure 7.1, on représente le masque total, à savoir la co-addition des deux types de masques galactiques et du masque de sources compactes. La fraction de ciel restante est dans les deux cas de $f_{\rm sky} \approx 0.318$.

Comme toute donnée expérimentale, nos observations doivent contenir du bruit instrumental, ce dernier pouvant prendre n'importe quelle forme puisque nous travaillons sur simulations. Dans notre analyse, nous considérerons deux types de bruit différent : du bruit blanc (un spectre plat quelle que soit l'échelle), et du bruit inhomogène tel que celui du satellite Planck. Dans un premier temps, les bruits inhomogènes à chaque fréquence sont estimés pour les cartes simulés en calculant la demi-différence des cartes publiques de Planck correspondant à la moitié d'un anneau. Cette estimation de bruit, largement utilisée dans la collaboration Planck afin d'effectuer de nombreux tests, mais pas nécessairement représentative du "vrai"

4. L'apodisation crée une transition lisse sur les bords du masque, permettant d'éviter la fuite de puissance vers les petites échelles.

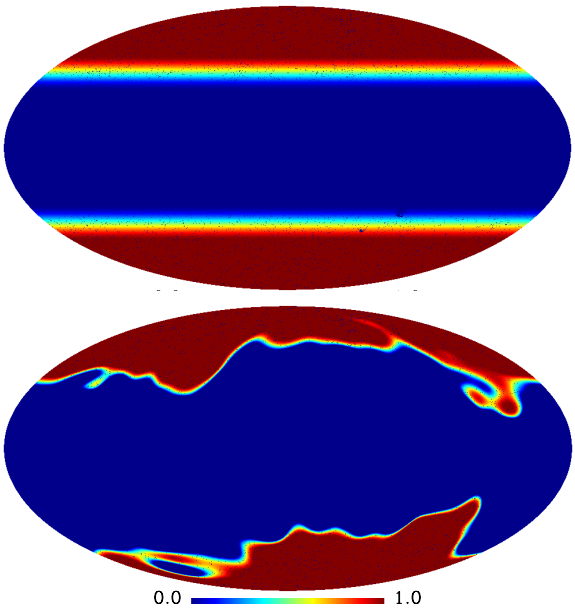


FIGURE 7.1 – Masques galactiques et de sources compactes utilisés dans l'analyse. On se servira plus souvent du masque galactique symétrique (en haut) apodisé à 20°, le masque plus raffiné et plus corrélé avec le modèle de poussière (en bas) fera office de vérification de la méthode.

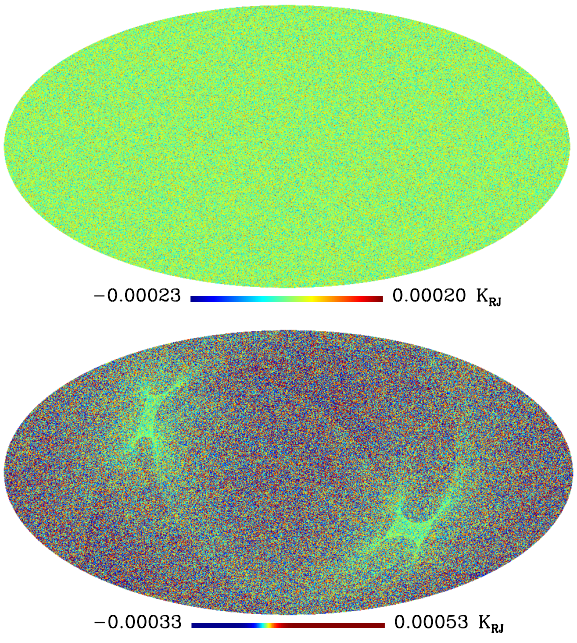


FIGURE 7.2 – Estimations du bruit ajoutées aux simulations : bruit blanc homogène (en haut) dont le niveau est ajusté à l'aide de la carte de bruit inhomogène calculée sur les données publiques de Planck (en bas). Les deux estimations de bruit seront utilisées dans le processus d'extraction du spectre de l'effet SZ.

bruit instrumental, porte le nom de *jackknife*. Si le bruit blanc est utilisé, on attribue à celui-ci la déviation standard des cartes de jackknife afin que le niveau de bruit soit réaliste. Sinon, ce sont directement les cartes de jackknife qui sont utilisées dans l'analyse. On trouve une représentation des deux types de bruit à 100 GHz à la figure 7.2.

Une fois l'estimation de bruit déterminée, les cartes correspondantes sont ajoutées aux simulations du ciel, fréquence par fréquence. Les nouvelles observations, dorénavant bruitées, sont masquées à l'aide des masques déjà décrits plus haut, puis sont toutes mises à la même résolution. Pour ce faire, les cartes simulées sont dé-convoluées de leur résolution d'origine (typiquement les résolutions données par l'instrument HFI RIMO, à savoir les lobes de Planck HFI), puis re-convoluées à une résolution commune. Dans notre cas, nous choisirons la plus haute résolution des canaux Planck HFI, soit 10 minutes d'arc. Sont effectuées par la suite les transformées en harmoniques sphériques, dont les coefficients de décomposition $a_{\ell m}$ sont stockés. Enfin, les auto-spectres et les spectres croisés C_ℓ sont calculés à partir des $a_{\ell m}$, tout comme les matrices de covariance empiriques du signal $\widehat{\mathbf{R}}_\ell$ et de bruit $\widehat{\mathbf{N}}_\ell$, déterminées à l'aide de l'équation 7.9, puis regroupées en intervalles de multipole comme décrit à l'équation 7.10. Lorsque le bruit blanc est celui ajouté aux simulations, les matrices de covariance de bruit peuvent être calculées soit à partir de 200 réalisations des cartes de bruit blanc masquées possédant le niveau correct, soit sur les cartes ajoutées aux simulations. En revanche, lorsque le bruit jackknife est présent dans les observations simulées, les matrices de covariance de bruit sont calculées directement sur les cartes de bruit masquées.

7.4 Variations autour d'un cas idéal

Afin d'illustrer les résultats de *SMICA* lors de l'extraction du spectre de l'effet SZ thermique, je choisis un modèle de base qui représente une situation idéalisée, mais qui permet de se rendre compte des performances de la méthode de séparation de composantes. Ainsi, le modèle comprendra deux composantes additionnelles (en plus du CMB et du SZ) avec du bruit blanc contraint dont les matrices de covariance sont calculées directement sur les cartes de bruit ajoutées à la simulation (*config1a* dans la table 7.1). Avec *SMICA*, j'obtiens l'ajustement de la covariance de toutes les composantes du modèle, que l'on représente pour chaque fréquence et pour chaque corrélation entre fréquences à la figure 7.3.

On retrouve la composante de fond diffus cosmologique en bleu, dominante dans les canaux entre 100 et 353 GHz ainsi que dans les corrélations croisées entre ces fréquences, et devient moins importante que les composantes 1 et 2 (respectivement en rouge et vert) du modèle au-delà de 353 GHz. En effet, ces dernières sont supposées capturer toute la complexité des émissions diffuses et compactes de la galaxie et en-dehors. La composante de bruit blanc, en cyan, ne se retrouve que dans les auto-spectres, puisque le modèle choisi suppose une corrélation entre fréquences nulle pour le bruit. La covariance de l'effet SZ, presque toujours sous-dominante,

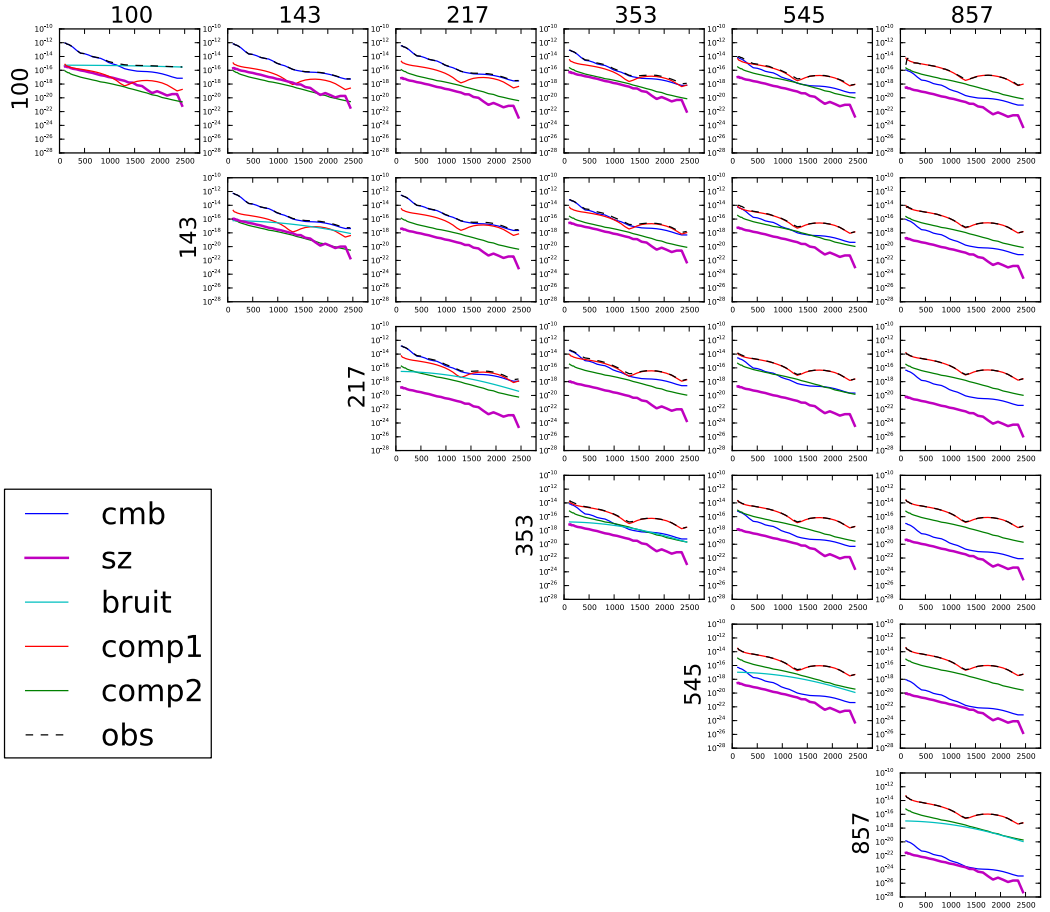


FIGURE 7.3 – Covariance des composantes du modèle ajusté par *SMICA*. Le CMB est représenté en bleu, l'effet SZ en violet et en gras, le bruit blanc en cyan, les deux composantes additionnelles (une bi-dimensionnelle, et une autre unidimensionnelle) en rouge et vert, ainsi que les covariances observées en entrée de *SMICA* en noir pointillés. On retrouve les auto-spectres ainsi que les corrélations croisées entre les six fréquences de Planck HFI (les fréquences sont en GHz). L'échelle sur l'axe des ordonnées va de 10^{-28} à 10^{-10} K_{RJ}.

est tracée en violet, et la covariance totale calculée sur les cartes d'observations sont représentées par une ligne pointillée noire. On vérifie par ailleurs que la covariance empirique en entrée de *SMICA* correspond bien à la somme des autres composantes ajustées.

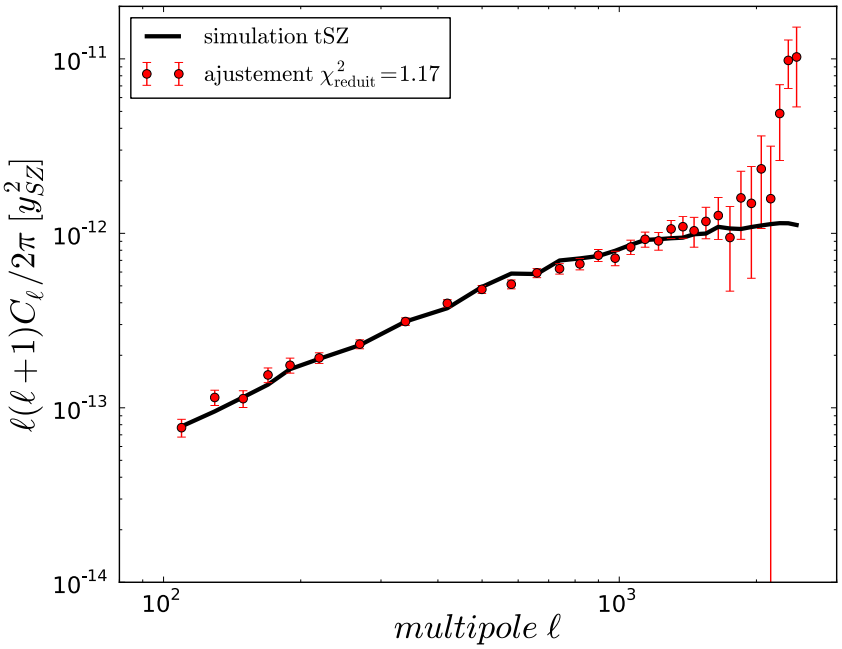


FIGURE 7.4 – Ajustement du spectre de l'effet SZ par *SMICA* en rouge, comparé au spectre de la carte simulée de l'effet SZ thermique.

Une fois les covariances des composantes déterminées, et notamment celle de l'effet SZ, il est possible d'estimer le spectre de puissance de ce dernier avec les barres d'erreur associées calculées par information de Fisher. Il s'agit du spectre rouge en unités SZ présenté à la figure 7.4 comparé au spectre de la carte d'entrée simulée (en noir), pour lequel j'ai calculé l'adéquation entre ajustement et "vrai" signal SZ thermique à l'aide de la statistique du χ^2 :

$$\chi^2_{\rm reduit} = \frac{1}{N_{\rm int}} \sum_i \left(\frac{\mathcal{D}^{\rm SZ,SMICA}_{\ell,i} - \mathcal{D}^{\rm SZ,SIMU}_{\ell,i}}{\sigma^{\rm SMICA}_i} \right)^2 . \tag{7.15}$$

en sommant sur les intervalles de multipoles i et avec $\mathcal{D}^{\rm SZ,SMICA}_\ell$ le spectre rouge de la figure 7.4, $\mathcal{D}^{\rm SZ,SIMU}_\ell$ le spectre noir tracé dans cette même figure, et $\sigma^{\rm SMICA}$ l'erreur faite sur l'ajustement. L'approximation de la loi gaussienne justifiant l'utilisation du χ^2 est supposée correcte ici. Cependant, le χ^2 est calculé avec les barres d'erreur estimées par *SMICA*, ces dernières pouvant être parfois approximatives (la solution analytique n'est jamais parfaite). Par conséquent, il convient de prendre avec précaution la valeur du χ^2. On constate que l'ajustement est bon sur une vaste gamme de multipoles (entre $\ell = 100$ et $\ell = 2000$), avec un biais très net au-delà,

probablement dû à de la contamination d'objets compacts galactiques et extra-galactiques (sources radio). Dorénavant, nous allons étudier des variations autour de ce cas idéalisé, en testant notamment trois effets affectant l'extraction du spectre SZ : l'estimée de bruit, les effets de masque, et le modèle utilisé.

7.4.1 Estimation de bruit

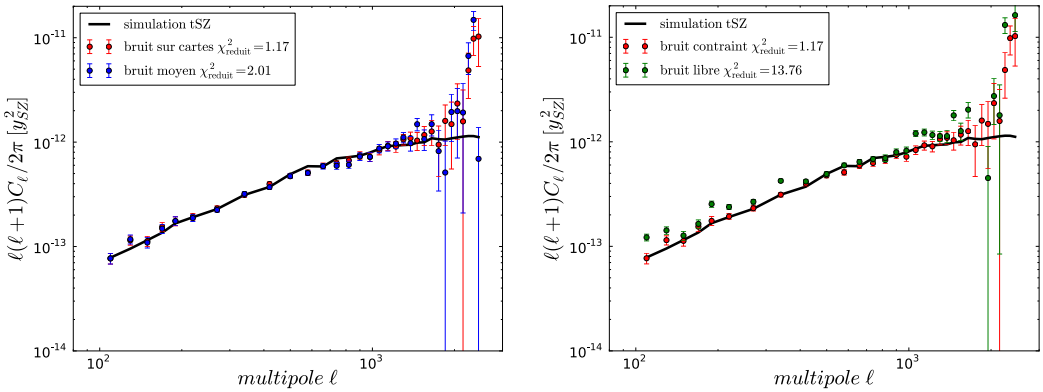


FIGURE 7.5 – Impact de l'estimation de bruit sur le spectre de l'effet SZ. A gauche, on trouve en rouge le spectre déjà montré à la figure 7.4, ainsi que l'ajustement de *SMICA* lorsque l'estimation de bruit dans le modèle est une moyenne sur 200 réalisations de bruit blanc (en bleu). A droite, le spectre vert représente le cas où le bruit est laissé libre dans le modèle (*config1b*). Dans cette configuration, le spectre de l'effet SZ est en partie sur-estimé.

Définir une estimation de bruit correcte dans le modèle de *SMICA* est crucial de manière générale et s'avère particulièrement important pour l'extraction du spectre de l'effet SZ. Dans la figure 7.5, je teste deux cas de figure en particulier qui montrent à quel point l'ajustement de *SMICA* est sensible à l'estimation de bruit. La figure de gauche est représentative du cas où les matrices de covariance de bruit $\widehat{\mathbf{N}}_q$ regroupées en intervalles de multipoles sont calculées non pas sur les cartes de bruit homogène ajoutées au simulations du PSM, mais plutôt sur une moyenne de 200 réalisations de spectres de bruit blanc. Cela donne le spectre en bleu, ajustant toujours relativement bien le spectre d'origine avec une différence de $\Delta\chi^2 \approx 1$. En ce qui concerne la figure de droite, les matrices de covariance de bruit sont calculées sur les cartes ajoutées aux simulations, mais l'amplitude de la diagonale est laissée libre et un facteur d'amplitude est ajusté par *SMICA*. On voit que l'ajustement est moins bon et tend à sur-estimer la puissance du spectre de l'effet SZ. Les barres d'erreur ne prenant pas réellement en compte le fait d'avoir un degré de liberté supplémentaire dans le modèle, le χ^2 augmente brutalement. On constate donc l'importance de trouver une bonne estimation de bruit représentative au mieux des cartes utilisées pour l'extraction, ce qui s'avère encore plus vrai dans le cas des données de Planck, puisqu'il faudra alors construire nous-mêmes une estimation de bruit réaliste.

7.4.2 Effets de masque

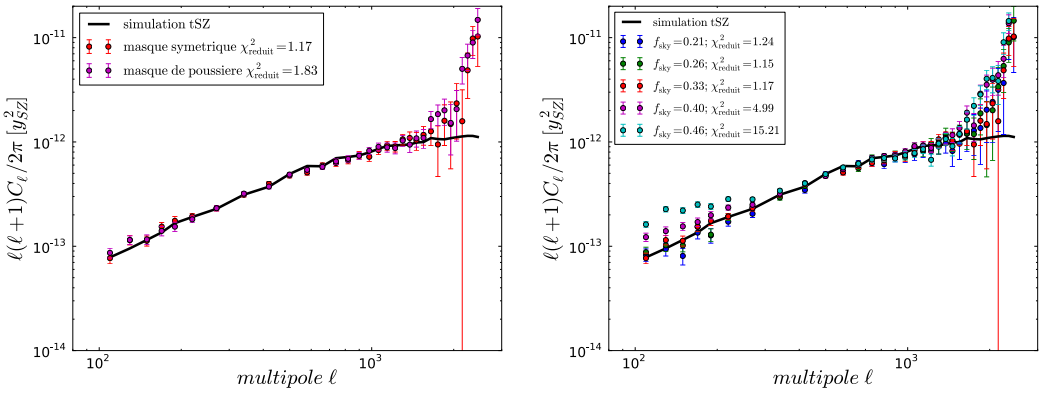


FIGURE 7.6 – Impact du masquage des cartes simulées pour l'extraction du spectre SZ. A gauche, le spectre rouge est toujours l'ajustement de base présenté à la figure 7.4 qui utilise un masque galactique symétrique, comparé à un spectre ajusté sur des cartes masquées à l'aide d'un masque galactique de poussière comme illustré à la figure 7.1 en bas. A droite, on utilise un masque galactique symétrique dont la taille diminue progressivement. On passe ainsi d'un masque assez peu conservatif ($f_{\rm sky} = 0.21$, en bleu) à un masque laissant presque une moitié de ciel disponible ($f_{\rm sky} = 0.46$, en cyan).

La forme du masque galactique ainsi que la fraction de ciel restante qu'il laisse sur le ciel peut affecter de manière significative le résultat de l'ajustement de *SMICA*, c'est ce que nous testons ici. Dans la figure 7.6 à gauche, on compare les deux spectres obtenus à partir de cartes masquées à l'aide des deux types de masques galactiques présentés à la figure 7.1 (le masque de sources compactes ne change pas). Le spectre rouge, déterminé avec des cartes masquées avec le masque galactique symétrique apodisé, est le même que celui de la figure 7.4 et correspond à notre ajustement de base. Le spectre violet utilise un masque galactique apodisé, déterminé à l'aide du modèle de poussière du PSM et calculé de sorte que la fraction de ciel utilisée soit la même que le premier. On voit que l'utilisation de l'un ou l'autre des masques ne fait pas varier de manière significative le résultat en termes de spectre angulaire de l'effet SZ. Quant à la figure de droite, celle-ci correspond au cas où le masque galactique symétrique apodisé est utilisé plusieurs fois en faisant varier la fraction de ciel restante $f_{\rm sky}$ (la partie apodisée reste la même). Ce faisant, on constate de manière générale un bon ajustement lorsqu'il existe entre 21 et 33% du ciel disponible pour extraire le signal de l'effet SZ, avec une situation optimale pour $f_{\rm sky} = 0.26$. Au fur et à mesure que la fraction de ciel augmente, la contamination due à l'émission galactique diffuse est plus forte, ceci ne permet pas à la méthode de séparation de composantes de répartir correctement la puissance avec le modèle existant. Le spectre de l'effet SZ se trouve ainsi biaisé à $\ell < 400$ et $\ell > 1500$. En revanche, il est toujours possible de trouver un bon ajustement entre ces deux valeurs. Cela donne une idée claire de la fraction de ciel à utiliser sur les données Planck.

7.4.3 Varier le modèle

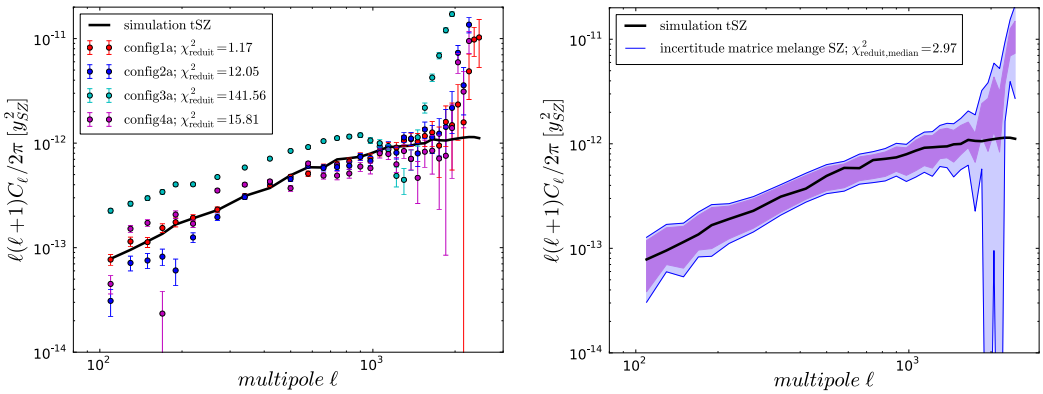


FIGURE 7.7 – Impact du choix de modèle dans *SMICA* pour la détermination du spectre. A gauche, les différentes configurations avec bruit contraint, explicitées dans la table 7.1, sont testées. La configuration standard est toujours représentée en rouge, la configuration $2a$ (une composante additionnelle de dimension 3) est en bleu, puis la $3a$ (dimension 2) et $4a$ (dimension 4) sont tracées en cyan et violet. A droite, la zone colorée en violet représente la variation de l'estimation du spectre lorsque 5% d'incertitude sur la matrice de mélange de l'effet SZ est supposée. On ajoute en bleu la zone associée aux erreurs.

Je teste ici deux caractéristiques importantes du modèle "standard" choisi pour procéder à l'estimation du spectre de l'effet SZ : le modèle de composantes, ainsi que la connaissance de la matrice de mélange de l'effet SZ. Dans la figure 7.7 à gauche, je représente les différentes configurations dans le cas d'un bruit blanc contraint, montrées dans la table 7.1. On y retrouve la configuration classique avec deux composantes additionnelles de dimension 2 et 1 (*config1a*, en rouge), celle correspondant à une composante supplémentaire unique de dimension 3 (*config2a*, en bleu), puis la même situation avec cette fois-ci une composante de dimension 2 (*config3a*, en cyan) et 4 (*config4a*, en violet). On constate clairement une préférence pour le modèle à deux composantes supplémentaires uni et bi-dimensionnelles. Les autres configurations donnent lieu à de moins bons ajustements, en particulier dans le cas où la dimension de la composante additionnelle vaut 2, ce qui montre bien que le manque de degrés de liberté ne permet pas à *SMICA* d'ajuster le modèle d'émission galactique diffuse de manière correcte. Dans la partie droite de la figure, je montre l'impact d'une incertitude de 5% sur la matrice de mélange de l'effet SZ thermique, supposée connue dans le modèle de *SMICA*. Cette valeur est volontairement excessive, en réalité on connaît le comportement spectral de l'effet SZ thermique avec une incertitude de l'ordre de 1%. La région violette montre l'amplitude de la variation du spectre angulaire trouvé par *SMICA* pour 50 réalisations de chacun des 6 coefficients correspondants aux 6 fréquences de HFI. La zone bleue quant à elle illustre la région d'erreur associée, et on constate ainsi que le spectre d'entrée est largement contenu à l'intérieur de cette dernière. La méconnaissance exagérée de la matrice

de mélange ne montre pas de biais significatif dans l'estimation du spectre de l'effet SZ, on peut avoir raisonnablement confiance que l'incertitude associée ne dominera pas.

7.5 Complications instrumentales

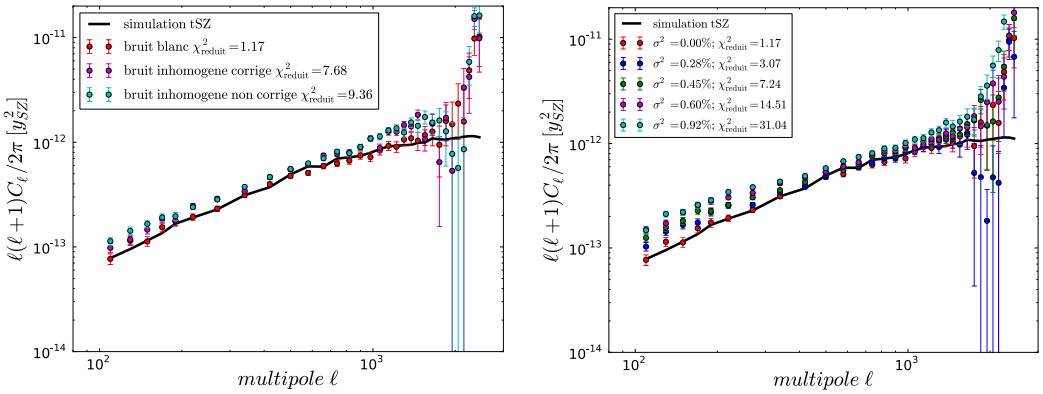


FIGURE 7.8 – A gauche : effet d'un bruit inhomogène ajouté aux simulations. En rouge il s'agit du spectre standard obtenu à l'aide de simulations incluant du bruit blanc. Lorsque du bruit inhomogène basé sur la stratégie de balayage de Planck est utilisé on trouve le spectre cyan qui, une fois corrigé de l'effet des corrélations croisées de ce type de bruit, devient le spectre violet. A droite : impact d'une erreur de calibration simulée entre 0.28 (bleu) et 0.92% (cyan) sur le spectre de l'effet SZ.

Jusque ici, nous avons décrit un cas de figure plutôt idéal qui ne peut pas être appliqué directement sur les données de Planck, mais montre l'intérêt de la méthode et permet de fixer certaines des ses caractéristiques importantes (fraction de ciel à utiliser, type de masque, modèle de composantes). Mais avant d'aller plus loin il est nécessaire d'ajouter quelques éléments et d'effectuer d'autres tests afin de s'assurer que la méthode de séparation de composantes sera également efficace sur les vraies données. Tout d'abord, l'estimation de bruit doit changer. En effet, le bruit instrumental présent dans les données Planck est inhomogène spatialement, et sa forme basée essentiellement sur la stratégie de balayage du satellite est représentée en bas dans la figure 7.2. La différence principale avec le bruit blanc utilisé précédemment est que le bruit inhomogène, calculé à partir de la demi différence des moitiés d'anneaux observés par Planck à chaque fréquence (les *jackknives*, estimés sur les données publiques), est corrélé entre canaux. Cet effet va rendre plus compliquée l'extraction de la composante de SZ thermique du modèle. Afin de corriger cet effet, nous retirons de la matrice de covariance des observations simulées $\widehat{\mathbf{R}}_q$ les termes croisés présents dans la matrice de covariance de bruit $\widehat{\mathbf{N}}_q$. Si cette correction est effectuée, on obtient le spectre violet de la figure 7.8 (à gauche), alors que dans le cas contraire, c'est le spectre représenté en cyan qui est en sortie de *SMICA*. Bien que les matrices de covariance de bruit soient calculées sur les mêmes cartes jackknives

que celles rajoutées aux simulations, le spectre SZ est sur-estimé de la même façon à toutes les échelles entre $\ell = 100$ et $\ell = 1500$ [5]. Au-delà, les trois spectres sont affectés de la même façon par la contamination galactique et extra-galactique.

Nous avons ensuite voulu tester l'effet d'une erreur de calibration qui peut être présente dans les données de toute expérience spatiale. Pour ce faire, nous avons ajouté aux simulations des cartes de fluctuations à grande échelle (typiquement lissées à une échelle de 10°) dont la variance est calculée par ailleurs. Cela donne ainsi une idée du niveau de corrélation à grande échelle de la carte additionnée, jouant le même rôle qu'une erreur de calibration. Dans la partie droite de la figure 7.8, on représente les spectres de l'effet SZ obtenus pour 5 valeurs de corrélations à grande échelle entre 0% (le cas standard) et presque 1%. On constate que le spectre est rapidement sur-estimé à grande échelle (entre $\ell = 100$ et $\ell = 300$), puis à plus petite échelle dans les régions déjà contaminées (à partir de $\ell = 1000$). Ce test montre que des erreurs de calibration de l'ordre de 0.3% sont encore acceptables afin de ne pas biaiser la mesure du spectre de l'effet SZ, mais aussi que l'on commence à subir l'effet de l'erreur de calibration pour des valeurs autour de 0.5% et au-delà. Cela met une limite plutôt contraignante pour les expériences futures et existantes.

Enfin, on peut également mentionner les composantes de monopôle et de dipôle qui, si elles ne sont pas correctement retirées des données expérimentales, peuvent apporter un biais supplémentaire dans la détermination du spectre. J'ai ainsi calculé le monopôle et le dipôle sur les données Planck publiques et j'ai ajouté les cartes correspondantes aux simulations déjà produites. L'expérience montre que l'extraction du spectre de l'effet SZ par *SMICA* dans ce cas là donne un mauvais ajustement. Il est important de s'assurer que les composantes de monopôle et de dipôle son bien retirées des données utilisées.

7.6 Résultats sur les données Planck

Dans le but d'appliquer la méthode de séparation de composantes aux données de Planck, qui vient d'être validée sur simulations, il convient d'effectuer quelques changements par rapport à ce qui était fait précédemment. Tout d'abord, les cartes sur lesquelles sont calculées les matrices de covariance d'entrée de *SMICA* correspondent dorénavant aux observations de Planck sur toute la mission (ce ne sont pas les données publiques). Ces cartes subissent un traitement préalable pour se débarrasser des sources compactes qui contaminent le spectre de l'effet SZ. Ainsi, à partir d'un catalogue de sources radio et infrarouge, les pixels correspondant à une source ponctuelle seront mis à zéro, puis interpolés selon la valeur de leurs plus proches voisins. Par conséquent, un masque galactique symétrique suffit pour l'analyse. Une fois les cartes masquées, un code de la libraire HEALPix est appliqué afin d'ajuster une composante de monopole et de dipole sur les cartes, puis de retirer ces dernières. Ainsi, on s'assure qu'il ne reste plus de traces de ces composantes dans les cartes,

5. Cela peut toujours être dû à des résidus de corrélation du bruit jackknife. Ces effets sont toujours discutés à l'heure actuelle dans la collaboration.

qui sont ensuite masquées une nouvelle fois.

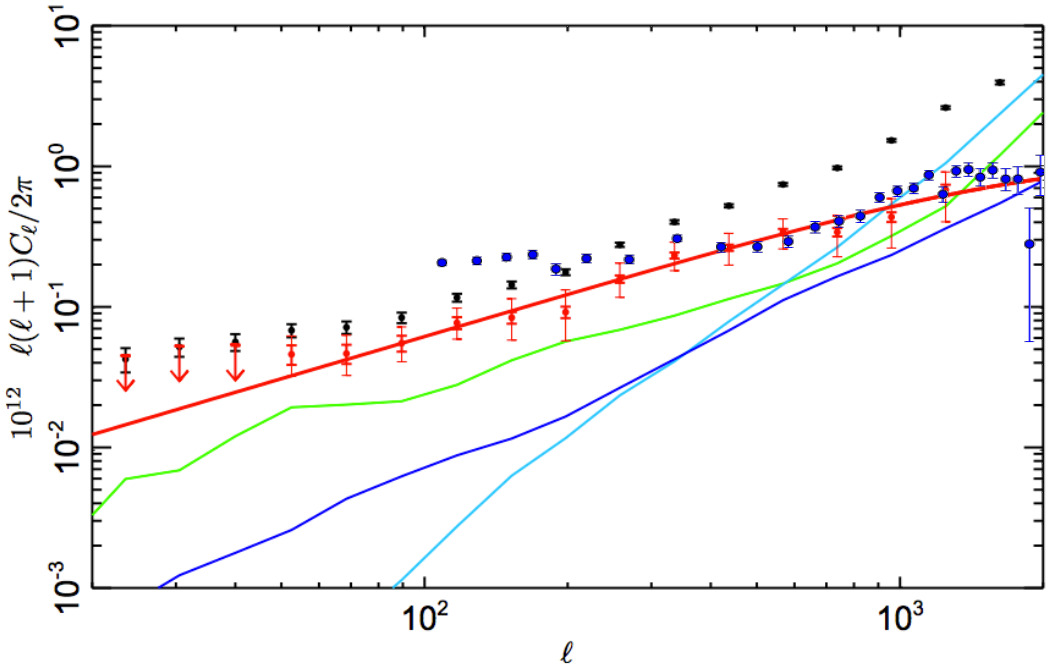


FIGURE 7.9 – Extraction du spectre de l'effet SZ sur les données Planck comparé au spectre publié lors de l'analyse de mars 2013 dans [Planck Collaboration 2013n]. En noir sont représentés les points de mesure de l'analyse 2013 par la méthode NILC (spectre croisé), par la suite corrigés des émissions d'avant-plan pour donner les points rouges. En particulier, les spectres de fond diffus infrarouge (en vert), de sources infrarouges (en cyan) et de sources radio (en bleu) sont soustraits. Les points en bleu superposés à la figure de la publication de Planck correspondent à la mesure de *SMICA* obtenue dans le cadre de ce travail, sur le nouveau jeu de données Planck.

Lors de l'étape de déconvolution des lobes de Planck et de la convolution à la nouvelle résolution, il faut faire attention à un effet spécifique aux données expérimentales. En effet, à cause du fait que les lobes de l'instrument ne sont pas parfaitement circulaires, les termes hors diagonaux des matrices de covariance du signal et du bruit doivent être corrigées des effets d'asymétrie des lobes entres différentes fréquences (*ie* la déconvolution pour le terme de corrélation entre 143 et 217 GHz par exemple ne vaut pas exactement $\mathcal{B}_\ell^{143} \times \mathcal{B}_\ell^{217}$, plus de détails dans [Planck Collaboration 2013e]).

En ce qui concerne le modèle ajusté par *SMICA*, on utilisera une estimation de bruit inhomogène calculée à partir des *jackknives* estimés sur le nouveau jeu de données correspondant à la durée entière de la mission. Par conséquent, il faudra prendre en compte la corrélation entre fréquences de ce type de bruit, en retirant les termes croisés du bruit de la matrice de covariance des observations. De plus, le bruit doit impérativement varier dans le modèle. En effet, *SMICA* ne parvient pas à ajuster le spectre de l'effet SZ lorsque le bruit jackknife est supposé être la véritable

estimation de bruit.

A l'aide d'un nouveau traitement des cartes et du modèle adapté dans *SMICA*, j'obtiens le spectre en bleu foncé montré dans la figure 7.9, superposé directement aux spectres obtenus par Planck sur les données rendues publiques en mars 2013 [Planck Collaboration 2013n]. Le spectre noir correspond au spectre brut estimé après séparation de composantes par la méthode de combinaison linéaire dans l'espace des needlets (*NILC*), ou plus exactement le spectre croisé entre la première moitié des données et la seconde moitié. Ainsi, on suppose que la contamination reste suffisamment basse puisqu'elle est la même dans les deux cartes corrélées. Une estimation est faite également des spectres de puissance des contaminants majeurs tels que le fond diffus infrarouge (vert), les sources infrarouges (cyan) et les sources radio (bleu). En retirant les contributions des composantes qui contaminent le spectre de l'effet SZ, Planck obtient finalement le spectre rouge. On constate qu'avec *SMICA*, nul besoin de retirer les contributions des émissions infrarouge et radio pour se situer au niveau du spectre croisé *NILC* entre $\ell = 300$ et $\ell = 2000$, ce qui laisse imaginer que le modèle choisi dans *SMICA* capture bien les différentes composantes. En revanche, le spectre *SMICA* semble contaminé pour $\ell < 300$, probablement par de la poussière galactique, ou affecté par des effets instrumentaux. En effet, nous avons vu que des erreurs de calibration biaisent le spectre à ces échelles en particulier. Mais le plus important est probablement l'estimation de bruit, qui n'est pas forcément la plus représentative du vrai bruit présent dans les données.

Afin de poursuivre ce travail et d'aller jusqu'à l'exploitation cosmologique du spectre de l'effet SZ de Planck extrait par *SMICA*, il est impératif d'améliorer l'estimation de bruit dans le modèle mais aussi de s'affranchir des effets de corrélation du bruit inhomogène. De plus, un modèle de sources compactes doit être développé et inclus dans *SMICA* afin de capturer la subtilité de cette composante, bien différente de l'émission galactique et qui se trouve à l'heure actuelle représentée par une seule et même composante dans le modèle. Ce sont les conditions à remplir pour utiliser le spectre angulaire de l'effet SZ comme une nouvelle sonde de la croissance des structures, complémentaire aux comptages d'amas.

Chapitre 8

Vers une future mission spatiale

Sommaire

8.1 Une mission de taille moyenne : COrE 202
8.1.1 Principaux objectifs scientifiques 202
8.1.2 Caractéristiques de l'instrument 204
8.2 Une mission de grande taille : PRISM 204
8.2.1 Principaux objectifs scientifiques 205
8.2.2 Caractéristiques de l'instrument 208
8.3 Tour d'horizon des autres projets et récapitulatif 209
8.4 COrE+, une nouvelle mission de taille moyenne 211
8.5 Performances des futures missions 213

"Je suis abasourdi par ces gens qui veulent parcourir l'Univers alors qu'il est déjà si compliqué de trouver son chemin dans Chinatown."
Woody Allen

Les trois générations de satellites scrutant le fond diffus cosmologique (COBE, WMAP, puis Planck) aidés par Herschel ou les télescopes au sol tels SPT ou ACT, ont permis l'obtention de jeux de données de haute qualité conférant à la cosmologie un statut encore plus important de science de précision. La mission Planck maintenant terminée, bien que plusieurs années d'analyses de données restent encore à accomplir, il est temps d'imaginer le devenir de la recherche spatiale française et des missions spatiales européennes en général. En effet, les mesures en température obtenues jusqu'ici sont d'une très grande précision et il est possible de les exploiter encore plus. Dorénavant, la course est lancée à la recherche des modes B de polarisation signant la présence d'ondes gravitationnelles primordiales et confortant sérieusement le paradigme de l'inflation. La collaboration BICEP2 s'est lancée la première et l'on attend la confirmation ou l'infirmation de leurs résultats [BICEP2 Collaboration 2014]. L'étude des grandes structures constitue également un avenir fructueux pour la cosmologie avec les grands relevés de galaxies, les catalogues d'amas de galaxies ou encore l'effet de lentille gravitationnel. C'est autour de ces thèmes scientifiques, parmi d'autres, que vont s'articuler les propositions de missions spatiales européennes que nous allons évoquer dans ce chapitre.

8.1 Une mission de taille moyenne : COrE

Le satellite COrE (pour *Cosmic Origins Explorer*[1]) fut proposé en tant que mission spatiale moyenne (classe M3) à l'agence spatiale européenne (ESA) en 2010. Avec COrE, l'objectif affiché est d'obtenir des cartes de polarisation sur tout le ciel dans le domaine micrométrique et sub-millimétrique avec une haute résolution et une bonne sensibilité. Pour cela, l'instrument comporte 15 bandes en fréquence entre 45 et 795 GHz et se concentrerait principalement sur la détection des modes tensoriels en polarisation, dont la sensibilité pourrait être diminuée de deux ordres de grandeur, les conditions initiales de l'Univers ainsi que la formation d'étoiles dans notre galaxie. On trouvera plus de détails dans [COrE Collaboration 2011].

8.1.1 Principaux objectifs scientifiques

Afin de quantifier de manière précise la proportion de modes tenseurs par rapport aux modes scalaires (le rapport tenseur sur scalaire r) à l'aide des données polarisées, et donc confirmer la présence (ou non) d'ondes gravitationnelles générées par ces perturbations tensorielles de la métrique, il faut une expérience possédant à la fois une haute résolution et une haute sensibilité. COrE n'ambitionne pas de nettoyer l'effet de lentille gravitationnel et de séparer son effet sur les modes B à petite échelle. En considérant l'effet de lentille comme une émission de fond incluse dans l'analyse comme les autres composantes, il est possible de détecter des déviations par rapport à $r = 0$ de l'ordre de 10^{-3} à 95% de niveau de confiance. Grâce à sa couverture spatiale quasi-complète, COrE a accès au pic de réionisation (autour de $\ell = 15$) tout comme au pic de recombinaison (autour de $\ell = 70$) et peut donc mesurer les modes B dans la région "primordiale" à grande échelle, mais aussi les modes B lentillés à petite échelle.

Concernant les non-gaussianités primordiales, COrE peut faire mieux que Planck d'un facteur 20 environ grâce à sa meilleure sensibilité. En effet, après Planck il faudra nécessairement une mission spatiale à couverture quasi-complète pour donner des contraintes fortes sur les non-gaussianités, en particulier le type local. Dans ce cas bien précis, les modes à petite échelle sont couplés aux modes à grande échelle accessibles presque uniquement par satellite si l'on souhaite que les erreurs systématiques soient sous-dominantes. De plus, les données polarisées constituent une meilleure sonde que les données en température à grande échelle car le rapport entre la polarisation et le principal contaminant est plus élevé en polarisation que ce même rapport en température. COrE est donc parfaitement adapté à ce type d'étude. La forme du bispectre (fonction à trois points), caractéristique du type de non-gaussianité, peut être mesurée avec précision et permettre la séparation entre la contribution primordiale, et la contribution provenant de l'Univers récent (sources compactes notamment). Cela est d'une importance capitale pour trancher entre les (très) nombreux modèles d'inflation existants. En effet, la mesure de non-gaussianités de type local excluraient les modèles simples à un champ, alors qu'au

1. http://www.core-mission.org/

contraire une non-détection mettrait en difficulté certains modèles exotiques. De manière plus concrète, COrE pourrait atteindre $\Delta f_{\rm NL} \approx 2$, soit un facteur 2.5 fois mieux que Planck. Enfin, la détermination du trispectre est faisable avec ce type d'instrument.

COrE est également sensible au spectre de puissance des déflections à petite échelle dues à l'effet de lentille gravitationnelle, grâce à une résolution de l'ordre de la minute d'arc. L'effet de lentille détecté avec cette précision peut apporter une contrainte inédite sur la somme des masses des neutrinos avec une précision de 0.012 eV à 68% de niveau de confiance, mais aussi sur le type de hiérarchie. En effet, la connaissance de l'ordonnancement des masses des neutrinos est encore inconnu (on ne connaît que les différences des masses par mesure des oscillations), mais peut être déterminé par COrE. Si la somme des masses des neutrinos est mesurée en-dessous de 0.1 eV avec une précision du type de celle de COrE, il est possible de savoir si la hiérarchie est normale ($\sum m_\nu > 0.06$ eV) ou inversée ($\sum m_\nu > 0.1$ eV) en supposant que le plus léger est non massif. En revanche, une mesure plus élevée de la somme des masses rendrait la distinction compliquée, quelle que soit la précision atteinte sur la mesure. Par exemple, une hiérarchie inverse est distinguée d'un scénario à trois neutrinos non massifs avec COrE à 3σ de niveau de confiance. Ce résultat serait la confirmation impressionnante de la capacité des données cosmologiques à nous renseigner sur la physique des particules et concernerait une large communauté. Le modèle cosmologique, de manière générale, est mieux connu avec COrE grâce à une réduction attendue du volume de l'espace des paramètres de l'ordre de 2 ou 3. En particulier, les contraintes sur $n_{\rm s}$ et la profondeur optique τ seront largement améliorées.

Un des objectifs majeurs de ce type de mission est la connaissance du milieu interstellaire de notre galaxie. En effet, tracer le champ magnétique tracé par l'émission synchrotron à une échelle inférieure au parsec permet de sonder les régions de formation d'étoiles. La physique du champ magnétique galactique est peu connue à ce jour, il sera donc important d'apporter de nouvelles lumières sur ce dernier, à la fois dans le halo et dans le disque galactique. En plus de cela, les données polarisées permettent de connaître plus en profondeur les propriétés de la poussière interstellaire.

Avec COrE, le premier catalogue de sources extra-galactiques polarisées sera disponible et détecté de manière indépendante aux méthodes classiques se basant sur les données en température. En ce qui concerne les sources ponctuelles détectées à l'aide de la température, la sensibilité est telle que la confusion entre les détections de ces sources et le bruit est moins importante que pour les expériences actuelles, dominées par ce type d'erreur. Une sélection importante de sources à haut redshift, émettant dans l'infrarouge lointain et responsables du rayonnement de fond infrarouge est accessible, et ce sur presque la totalité du ciel. Pour les amas de galaxies détectés par effet SZ, la sensibilité de COrE permet l'étude des propriétés thermiques et non-thermiques du grand nombre d'amas observés, ainsi que de leur polarisation. Une description précise des propriétés spectrales et spatiales des émissions contaminant l'effet SZ est obtenue grâce à sa capacité à séparer les composantes.

8.1.2 Caractéristiques de l'instrument

COrE se doit de remplir certaines caractéristiques en termes de sensibilité, de résolution ou de design de l'instrument afin de remplir les principaux objectifs scientifiques listés ci-dessus. Dans les bandes en fréquence dans lesquelles l'émission du fond diffus cosmologique domine (entre 100 et 200 GHz environ), la sensibilité de COrE est meilleure que 3μK.arcmin en température et 5μK.arcmin en polarisation. C'est le cas de 6 canaux entre 75 et 225 GHz pour la proposition d'instrument de COrE. La sensibilité intégrée est alors de l'ordre du μK.arcmin, ce qui correspond à environ 30 fois mieux que la sensibilité de Planck. La résolution est de l'ordre de quelques minutes d'arc au-delà de 150 GHz, ce qui est nécessaire pour remplir les objectifs pour l'effet de lentille, puisqu'il faut être sensible aux faibles déviations des photons. Lancé dans la coiffe d'un lanceur de type Soyouz, COrE peut orbiter au point de Lagrange L2, là où Planck et Herschel ont déjà effectué leurs observations respectives. Le télescope, refroidi à une température autour de 30 K, achemine les rayons lumineux vers le point focal refroidi quant à lui à 100 mK. Au lieu de mesurer la polarisation en faisant la différences des données reçues par des détecteurs orientés différemment (comme pour Planck), la mission COrE utilise un plateau tournant (*rotating half-wave plate*) devant le télescope afin de moduler l'émission des photons. Cela évite notamment les effets de différences de pointage entre les détecteurs polarisés. Les détecteurs utilisés dans le cas de COrE sont des bolomètres, qui peuvent être soit des supraconducteurs TES (*transition edge superconducting*) ou alors des KIDs (*kinetic inductance detectors*) ou un assemblage des deux, selon l'avancée de la technologie dans les années qui viennent.

Nous verrons dans les parties suivantes comment COrE se comporte en termes de contraintes cosmologiques à l'aide des comptages d'amas de galaxies, et comment la mission se compare aux autres propositions faites à l'ESA.

8.2 Une mission de grande taille : PRISM

Mission spatiale à grand budget (classe L) proposée à l'ESA en mai 2014, PRISM (pour *polarised radiation imaging spectroscopic survey*[2]) vise à réaliser la mesure absolue du spectre du ciel aussi bien en intensité qu'en polarisation à l'aide de nombreuses bandes en fréquence, et gagner un facteur 3 par rapport à celle de COBE. Ainsi, PRISM sera sensible aux tout premiers instants de l'Univers et à son évolution donnant naissance aux structures, aux distributions de matière noire, ainsi qu'au champ de vitesses de l'Univers à grande échelle. L'accent est mis en particulier sur une séparation de composantes très efficace afin de distinguer la composante primordiale du signal des parties galactiques et extra-galactiques grâce aux nombreuses fréquences utilisées pour l'observation. Contrairement à COrE (dont le budget est deux fois moindre), PRISM met en avant sa capacité à détecter des

2. http://www.prism-mission.org/

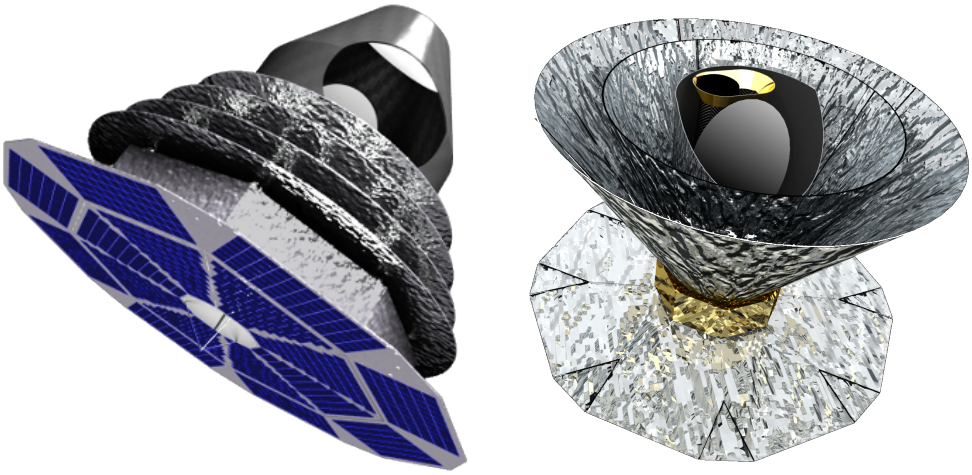


FIGURE 8.1 – Représentations artistiques des propositions COrE (à gauche) et PRISM (à droite) tirées des sites web http://www.core-mission.org/ et http://www.prism-mission.org/.

amas de galaxies et devenir le relevé ultime de ce type d'objets, mais aussi des galaxies plus poussiéreuses et lointaines émettant dans l'infrarouge. Si la détection des modes B n'est pas réalisée d'ici là, la mission atteindra une sensibilité telle qu'il y aura de grandes chances de découvertes. Dans le cas contraire, la science développée à l'aide des modes tenseurs prendra son essor avec PRISM. Enfin, les distorsions spectrales du CMB et le rôle du champ magnétique dans la formation d'étoiles sont autant de thématiques accessibles par ce type d'instrument. On consultera les travaux "blancs" [André *et al.* 2014, PRISM Collaboration 2013].

8.2.1 Principaux objectifs scientifiques

Comme nous l'avons vu dans cette thèse, l'effet SZ est le meilleur outil disponible pour construire des catalogues d'amas de galaxies à haut redshift, grâce au fait que la distorsion spectrale induite ne dépend que des caractéristiques du CMB ou du gaz intra-amas. Ainsi, PRISM pourra fabriquer un très grand relevé de catalogue d'amas à l'aide de l'effet SZ thermique grâce à sa très bonne sensibilité, environ un million d'objets au total. On suppose notamment que le satellite peut détecter *tous les amas* au-delà d'une masse limite de 5×10^{13} $M_{\odot}$, objectif qu'aucune mission spatiale ou télescope au sol n'a jamais pu se fixer. A l'époque de la détection des amas avec PRISM, le télescope *Euclid* ou encore le satellite *eROSITA* seront en opération, mais trouveront environ 10 fois moins d'objets. De plus, PRISM pourra détecter plus d'amas à haut redshift, environ 1000 à $z > 2$, ce qui est d'une importance capitale pour les tests de la cosmologie standard. Avec l'effet SZ cinétique, les vitesses particulières de quelques 10^5 amas pourront être mesurées avec précision, construisant ainsi un relevé complet du champ de vitesses des structures à grande échelle. Quant à elles, les corrections dues à l'effet SZ relativiste, négligeables pour

les amas faiblement massifs, permettront la détermination de la température du gaz d'électrons de 10^4 amas de grande masse. Cette mesure est cruciale pour l'étude astrophysique des amas de galaxies. L'effet de lentille gravitationnelle des photons du CMB, corrélé avec l'émission diffuse du signal SZ, apportera la mesure précise de la masse des amas et réduira significativement la dispersion des lois d'échelle entre les observables SZ et la masse. C'est exactement ce que l'on cherche avec Planck à l'heure actuelle. Ainsi, PRISM obtiendra une vision globale de la distribution des baryons et de la matière noire dans l'Univers, ainsi que de leur évolution respective. Enfin, les déviations des photons dues à l'effet de lentille seront comparées et corrélées directement à tous les types de traceurs de la matière baryonique (amas de galaxies, galaxies, sources extra-galactiques, fond infrarouge).

Au total, environ 10^4 galaxies brillantes et une centaine de galaxies rares à sursauts de formation d'étoiles (*starbursts*) seront détectées par PRISM à haut redshift $z > 6$. Ces mesures précises apporteront leur lot d'informations sur la naissance des amas de galaxies, les proto-amas, et amélioreront significativement la connaissance des processus de formation d'étoiles. Les sources radio seront étudiées intensément, en particulier leur évolution ainsi que leur distribution spectrale individuelle pour quelques milliers d'entre elles. Cela permettra l'analyse du comportement spectral des sources radio à des fréquences pour le moment pas utilisées, mais pourtant relativement importantes. La mesure de la distribution spectrale des sources montrera la distinction entre la part du signal provenant des régions de formation d'étoiles, plutôt à la périphérie des galaxies, et la part due à l'activité du noyau. A l'aide de la très haute sensibilité de PRISM, il sera possible de décomposer le signal provenant du fond diffus infrarouge en couches de redshift et ainsi mieux le corréler aux autres traceurs de matière. Cela n'est pas réalisable avec la génération actuelle d'instruments.

PRISM peut séparer l'effet de lentille gravitationnel de manière précise et ainsi décomposer les fluctuations des modes B primordiaux de celles des modes B lentillés. On arriverait alors à déterminer que le rapport tenseur sur scalaire est de $r = 5 \times 10^{-4}$ à environ 5σ, en prenant en compte les prévisions les plus pessimistes sur la complexité des émissions d'avant-plan à extraire. Cela correspond à une limite supérieure proche d'une expérience idéale qui n'aurait pas de bruit instrumental et aucune émission d'avant-plan à soustraire. C'est en effet la limite la plus basse proposée à l'heure actuelle par les projets de mission spatiale, comme on le voit à la figure 8.2 que j'ai produite afin de construire le cas scientifique de la mission.

Une nouvelle fenêtre sur la science du fond diffus cosmologique peut être ouverte avec PRISM par l'étude des distorsions de son spectre de puissance. En effet, la précision de la mesure des anisotropies primaires de la température du CMB atteindra un niveau très élevé après le lancement de PRISM, à tel point que l'on pourra estimer les différences entre l'émission du fond diffus cosmologique et celle d'un corps noir parfait. On suppose que toute injection d'énergie à des redshifts autour de $z \approx 10^6$ produit des distorsions spectrales qui seront pour la première fois accessibles. Bien entendu, toutes les distorsions de type y qui se déroulent après la recombinaison seront détectées de manière sûre. On pense notamment aux interac-

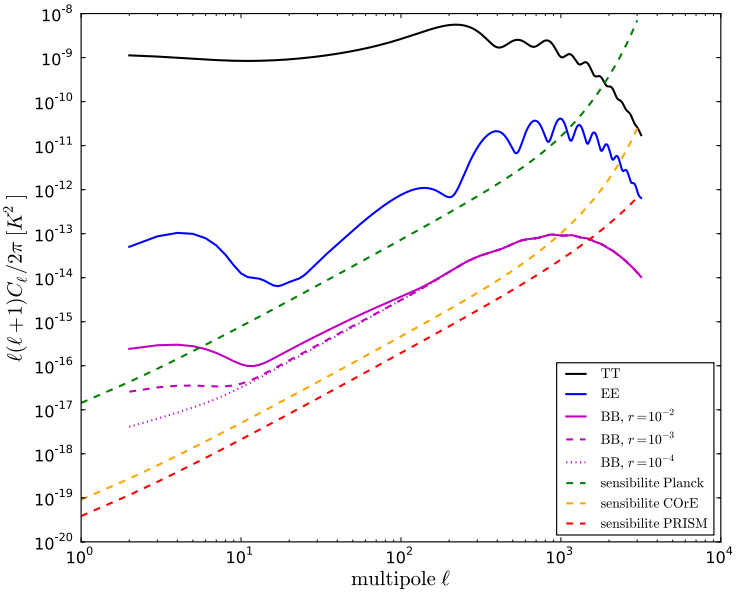


FIGURE 8.2 – Sensibilités aux modes B de PRISM, COrE et Planck comparées à une simulation de fond diffus cosmologique du Planck Sky Model pour trois valeurs différentes du rapport tenseur sur scalaire.

tions des photons avec le gaz réionisé ainsi qu'avec les amas de galaxies (les effets SZ). Avant la recombinaison, les processus d'injection d'énergie pouvant donner lieu à des distorsion du spectre du CMB sont plus spéculatives et restent entièrement à explorer avec PRISM. Ces distorsions de type μ peuvent être par exemple provoquées par de la décroissance de matière noire, et permettront l'étude du spectre de puissance du CMB à de très petites échelles, ce qu'aucune autre sonde ne peut fournir à l'heure actuelle.

Du point de vue de l'astrophysique de la galaxie, PRISM va pouvoir étendre les observations de la poussière du type de celles d'Herschel sur tout le ciel, alors que ce dernier ne s'intéresse qu'à des zones pré-définies. PRISM apportera également l'information de la polarisation, en même temps que les données en intensité, dans plus de 20 bandes en fréquence. La physique du milieu interstellaire sera accessible via l'étude des raies d'émission moléculaires, en effet une grande variété de raies pourront être observées par ce type de mission spatiale. En ce qui concerne la polarisation de la poussière, PRISM atteindra des résolutions inférieures à la minute d'arc, ce qui permettra de comprendre plus en profondeur la composition et l'évolution des grains de poussière, puis plus généralement ce qui fait la structure du milieu interstellaire. Enfin, le rôle du champ magnétique de la Voie Lactée dans le processus de formation d'étoiles pourra être étudié de manière extensive, comme pour COrE.

Au total, à l'aide d'un cas scientifique particulièrement ambitieux nécessitant l'observation du ciel sur une vaste gamme de fréquences aussi bien en température

qu'en polarisation, la mission PRISM apportera à la communauté des centaines de cartes à exploiter pour de nombreuses années après la fin de la mission. Cela constituera une immense base de données utile dans beaucoup de domaines différents.

8.2.2 Caractéristiques de l'instrument

Afin de répondre au cahier des charges comportant les nombreux objectifs scientifiques listés ci-dessus, la mission spatiale PRISM va embarquer à bord deux types d'instruments :

- un imageur polarimétrique à très haute résolution est imaginé, constitué d'un télescope de 3.5m de diamètre refroidi à 10K environ à intégrer dans la coiffe d'un lanceur de type Ariane V. Cet instrument observera dans 32 bandes de fréquence allant de 30 GHz jusqu'à 6 THz, régime de fréquence jusque là inutilisé pour les observations dans l'espace, avec une sensibilité très élevée. Quant à elle, la résolution ira de 17 minutes d'arc pour la fréquence la plus basse jusqu'à 6 secondes d'arc pour la plus haute. Les bandes en fréquence auront une largeur d'environ $\delta\nu/\nu \approx 0.025$.
- un spectromètre à basse résolution ($\approx 1.4°$) complètera les observations du premier instrument, en réalisant la mesure absolue du spectre de tout le ciel. Pour ce faire, le spectromètre utilisera un corps noir de référence embarqué à bord, comme à l'époque de COBE, et fonctionnera selon deux modes : un mode à faible largeur de bande ($\delta\nu \approx 0.5$ GHz), et un mode à grande largeur de bande ($\delta\nu \approx 15$ GHz). Il fonctionnera à des fréquences oscillant entre 500 MHz et 15 GHz, en étant refroidi à une température d'environ 2.7K.

La complémentarité entre les deux instruments emportés à bord est un des points forts de la mission PRISM. En effet, chacun possède ses caractéristiques propres et apportera des informations cruciales. Le spectromètre absolu mesurera par exemple le niveau zéro des observations de l'imageur, et effectuera la calibration photométrique entre les différentes fréquences. Cette dernière étape est très importante pour la qualité de la séparation de composantes. A l'aide de cartes calibrées et dont le niveau zéro est déterminé par le spectromètre, l'imageur à haute résolution peut réaliser la soustraction des émissions d'avant-plan de manière très précise. De plus, on peut imaginer un petit satellite supplémentaire, compagnon de PRISM, qui servira à transmettre le flot important de données sur la Terre (environ 350 Mbits/s), ce qui permettra de ne pas contraindre la stratégie de balayage de PRISM. Le satellite compagnon pourra servir également à effectuer une calibration constante pendant le vol de la mission. D'ordinaire réalisée avant le vol, cette calibration impliquant par exemple l'observation de sources polarisées artificielles caractérisant la réponse des détecteurs et la forme des lobes principal et secondaire, sera extrêmement importante pour maintenir un niveau bas de calibration relative ($\approx 0.05\%$).

PRISM pourra se positionner au point de Lagrange L2, et comportera environ 7600 détecteurs dans son plan focal. Ces derniers pourront être des bolomètres supraconducteurs (TES), à inductance cinétique (KIDs), ou bien encore une combinaison des deux types de technologie.

8.3 Tour d'horizon des autres projets et récapitulatif

Nous avons présenté ici les projets de mission spatiale proposés à l'agence spatiale européenne, mais d'autres projets existent aux Etats-Unis ou en Asie. La liste suivante n'est pas exhaustive, mais regroupe quelques unes des missions les plus prometteuses, bien que pas toutes financées.

LiteBird [Matsumura *et al.* 2013] est une mission japonaise à bas coût visant presque uniquement à mesurer les modes B de polarisation du fond diffus cosmologique, avec un rapport tenseur sur scalaire de l'ordre de $r = 10^{-3}$, accessible avec une bonne significativité et en supposant que les émissions d'avant-plan ne sont pas trop difficiles à soustraire. A priori, la résolution angulaire de LiteBird ne permet pas d'explorer d'autres voies comme peut le faire PRISM, mais le projet se concentre sur les modes B en espérant gagner un facteur 10 en sensibilité par rapport aux expériences au sol.

Le projet américain de mission spatiale ***EPIC*** [Bock *et al.* 2009] a de nombreux points en commun avec PRISM car il ambitionne l'exploration de la science du fond diffus cosmologique avec une très haute résolution. En particulier, le cas scientifique inclut les amas de galaxies et l'effet de lentille gravitationnel. En revanche, la couverture en fréquence est moins importante et le nombre de bandes est plus bas que celui de PRISM. La mission européenne possède aussi l'avantage d'effectuer la mesure absolue du spectre, ce qui n'est pas prévu pour EPIC.

Une autre mission américaine quant à elle, ***PIXIE*** [Kogut *et al.* 2011] prévoit de faire de la spectroscopie absolue afin de mesurer les modes B primordiaux à grande échelle avec un instrument proche de celui de PRISM. Par contre, sa résolution effective est de l'ordre de 2.6° et utilisera le même instrument pour mesurer la température et la polarisation. PIXIE ne bénéficie donc pas de l'apport d'un imageur à haute résolution pour séparer les composantes astrophysiques.

La mission euro-japonaise ***SPICA*** [Swinyard *et al.* 2009], prévue pour 2020, propose des objectifs scientifiques assez proches de ceux définis par PRISM. Comme pour le projet européen, SPICA propose la mise en place de deux instruments complémentaires et similaires à ceux de PRISM : un imageur et un spectromètre. Ceux-ci vont opérer dans la gamme de longueurs d'onde situées entre 34 et 200μm (entre 50μm et 0.1cm pour PRISM) à l'aide d'un télescope de 3m refroidi à une température entre 5 et 6K environ. Contrairement à PRISM, SPICA va sélectionner quelques régions d'intérêt afin d'observer de manière plus longue des parties réduites de ciel. Grâce aux capacités de son spectromètre, de 40 à 50 fois meilleur que celui de PRISM avec des bandes en fréquence plus étroites, SPICA va observer en détail les objets choisis sans données polarisées. PRISM sera plus apte à détecter un grand nombre d'objets sur tout le ciel en intensité et en polarisation, donc les deux missions s'avèrent très complémentaires.

Même si ce chapitre vise à décrire les projets de missions spatiales uniquement, il convient de mentionner que d'ambitieux projets au sol seront développés lorsque quelques unes de ces missions s'envoleront. Concernant le futur du CMB, le projet *Stage-IV* prévoit de déployer environ 500000 détecteurs sur plusieurs sites afin

d'observer quelques 50% du ciel entre 40 et 240 GHz avec une résolution inférieure à 3 minutes d'arc. Pour plusieurs années d'observations, le niveau de bruit peut en principe être inférieur au μK.arcmin. Avec une telle sensibilité, le projet CMB Stage-IV peut espérer mesurer le rapport tenseur sur scalaire avec une précision de l'ordre de 10^{-3}, et la somme des masses des neutrinos avec une précision de 15 meV environ (à 1σ) [Abazajian *et al.* 2013], permettant probablement de distinguer les types de hiérarchie.

Quant à l'étude des structures, les données de DES (*Dark Energy Survey*) [Dark Energy Survey Collaboration 2005] dans l'optique et l'infrarouge proche seront entièrement exploitées et permettront l'obtention de relevés d'amas de galaxies, de mesures de l'effet de lentille gravitationnel ainsi que du regroupement des galaxies. Le spectromètre DESI (*Dark Energy Spectroscopic Instrument*) [DESI collaboration 2013] ambitionnera aux environ de 2020 d'obtenir les redshifts de quelques 20 millions de galaxies, afin de mettre des contraintes sur l'énergie noire, les oscillations acoustiques des baryons ou encore la masse des neutrinos. Le télescope optique LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*) [LSST Science Collaboration 2009], qui verra probablement sa première lumière après 2020, observera pendant une dizaine d'années un champ de vue de l'ordre de 20000 degrés carrés à l'aide d'un télescope de 8 mètres de diamètre environ. La cartographie très précise des objets les plus proches sera effectuée, ainsi que l'effet de lentille, la distribution à grande échelle des structures et les oscillations de baryons. L'ensemble de ces relevés, couplés aux performances des missions spatiales, devrait modifier notre vision du scénario standard de la cosmologie et apporter des contraintes fortes sur l'énergie noire grâce à l'étude des grandes structures.

Mission	Objectifs	$N_{\rm det}$	Fréquences (GHz)	Résolution	Sensibilité T/P ($\mu K_{\rm CMB}$.arcmin)
Planck	CMB (I,Q,U) avants-plans relevé amas	72	$30 \rightarrow 857$	$32.7' \rightarrow 4.32'$	20.1/33.3
COrE	modes B inflation/NG ISM polar	6384	$45 \rightarrow 795$	$23.0' \rightarrow 1.30'$	2.63/4.54
PRISM	relevé amas modes B distorsions form. étoiles	7600	$30 \rightarrow 6000$	$17.0' \rightarrow 5.10''$	2.43/3.44

TABLE 8.1 – Caractéristiques des missions COrE et PRISM comparées à celles de Planck, avec les principaux objectifs scientifiques, le nombre de détecteurs total (polarisés et non polarisés), la gamme de fréquence et de résolution, ainsi que la sensibilité aux fréquences où le CMB domine en température et polarisation.

Dans la table 8.1, on trouvera un récapitulatif des principales caractéristiques des missions spatiales proposées à l'ESA et présentées dans ce document, en

comparaison avec la mission Planck qui se termine. Sont comparés les objectifs scientifiques premiers des missions, leur nombre de détecteurs qui va augmenter de moins d'un facteur 100 environ avec les nouvelles générations, la gamme en fréquence utilisée pour l'observation ainsi que les résolutions correspondantes. En ce qui concerne PRISM, je n'ai montré ici que les caractéristiques de l'imageur à haute résolution. Enfin, la sensibilité des trois missions spatiales à des fréquences proches de celles où le CMB domine ($\approx$ 150 GHz) est comparée, à la fois en température et en polarisation. On constate que COrE vise principalement à sonder les mêmes fréquences que Planck, mais avec un plan focal beaucoup plus fourni, ce qui permet de gagner en résolution pour passer à la minute d'arc à haute fréquence, mais aussi de gagner quasiment un facteur 10 en sensibilité. PRISM, avec un budget plus grand, peut envisager une couverture en fréquence plus ambitieuse à l'aide de son imageur, complété par le spectromètre à basse résolution. La seconde d'arc est atteinte à haute fréquence, ce qui s'avère très utile pour caractériser avec précision le comportement de la poussière en température et en polarisation.

Les deux missions européennes présentées ici n'ont pas été sélectionnées par l'ESA. PRISM a pourtant fini parmi les 5 propositions de missions pré-sélectionnées, avant que l'agence spatiale européenne ne tranche pour deux projets parmi la pré-sélection. Cela montre que l'intérêt pour la science accessible par l'étude du fond diffus cosmologique est toujours présent, avec l'espoir de nouvelles études sur les distorsions spectrales (pour la température) et les modes B primordiaux (pour la polarisation). Grâce à la grande couverture du ciel et la large gamme de fréquences avec lesquelles les générations suivantes d'instruments vont observer, la séparation de composantes sera un des enjeux ultimes dans les années à venir. Les nouveaux satellites ne feront plus seulement de la cosmologie avec le CMB, mais ouvriront un large champ d'études astrophysiques sur les galaxies lointaines, la formation d'étoiles ou les champs magnétiques galactiques. Enfin, la promesse d'un grand relevé de galaxies et de la corrélation entre l'effet de lentille du CMB et de la distribution à grande échelle de la matière est particulièrement intéressante pour le futur de la cosmologie, car ces observables sont sensibles à l'énergie noire, la gravité modifiée et bien sûr la théorie de formation des structures. Il faut donc maintenant imaginer une nouvelle mission moyenne, avec deux fois moins de budget mais qui présente un cas scientifique toujours ambitieux.

8.4 COrE+, une nouvelle mission de taille moyenne

Au moment de la rédaction de ce document, le cas scientifique d'un nouveau type de mission moyenne est sur le point d'être préparé pour proposition à l'agence spatiale européenne dans les mois qui viennent. Après les propositions COrE, puis PRISM, il est nécessaire d'inventer un nouveau type de mission spatiale qui garde la majorité des thèmes scientifiques des précédentes, et quelques spécifications requises pour atteindre les objectifs, avec un budget parfois limité (ici deux fois moins que

le budget de PRISM).

Pour cette mission, que l'on appellera COrE+ en attendant un autre nom choisi ultérieurement, les intérêts cosmologiques et astrophysiques sont assez semblables que ceux de COrE et PRISM. Ceux-ci s'articulent principalement autour de la science du fond diffus cosmologique, comme les modes B primordiaux, l'inflation et les non-gaussianités, mais également autour des aspects plus astrophysiques de la cosmologie. L'accent est mis en particulier sur les amas de galaxies détectés par effet SZ thermique ou cinétique, les sources extra-galactiques, ainsi que les corrélations croisées entre les grandes structures et le CMB. Une part importante est gardée pour la science galactique, à savoir l'étude des émissions d'avant-plan (indispensable à toute expérience dans l'espace ou au sol), le champ magnétique galactique, l'émission zodiacale, les raies d'émission spectrale des molécules, ou bien encore le centre galactique où l'on trouve les bulles de Fermi possiblement produites par des processus d'annihilation de matière noire.

Configuration	N_{freq}	N_{det}	Fréquences (GHz)	Résolution	Sensibilité T/P (μK_{CMB}.arcmin)
config1	15	6750	$45 \rightarrow 825$	$23.3' \rightarrow 1.27'$	1.45/2.05
config2	24	5300	$60 \rightarrow 1200$	$12.3' \rightarrow 0.53'$	1.06/1.49

TABLE 8.2 – Configurations possibles pour la mission COrE+ en termes de nombre de bandes, de nombre de détecteurs au total, de l'étendue de la gamme de fréquences, de résolution, et de sensibilité en température et en polarisation dans les fréquences CMB.

Tout comme le cas scientifique, les spécifications techniques de l'instrument restent à définir avec précision. Pour le moment, sont considérées deux options principales basées sur les propositions de mission précédentes, avec un seul but : atteindre la sensibilité nécessaire pour la mesure des modes B primordiaux à l'aide d'une large couverture en fréquences. Les deux configurations sont présentées dans la table 8.2, et sont nommées *type COrE* (config1 dans la suite) et *type PRISM* (config2 dans la suite) selon qu'elles sont inspirées de l'une ou l'autre des précédentes propositions. Ainsi, on se rend bien compte de l'objectif de la nouvelle mission et des différentes façons de procéder. Avec une sensibilité pratiquement similaire en termes de température et de polarisation, la configuration *type COrE* va limiter le nombre de bandes et l'étendue de la couverture en fréquence (entre 45 et 825 GHz), mais va compenser par un nombre de détecteurs important. Les résolutions choisies sont assez proches de celles proposées pour la mission COrE (voir table 8.1). En revanche, la configuration *type PRISM* pour atteindre la même sensibilité prévoit d'étendre la plage de fréquences (jusqu'au THz) et le nombre de fréquences, au dépend d'un nombre réduit de détecteurs. Ainsi, la résolution est nettement améliorée, ce qui avantagera les études plus astrophysiques comme la détection des amas de galaxies, ou l'analyse de la poussière galactique.

Afin de calibrer la réponse angulaire des détecteurs, les planètes du système solaire peuvent être utilisées comme des sources ponctuelles à observer. C'est déjà la stratégie de Planck et d'autres expériences au sol. L'inconvénient de ce type de

méthode est d'une part que les planètes ne sont pas polarisées (ou très faiblement), mais aussi qu'elles n'ont pas la même distribution spectrale que le CMB, rayonnement que l'on souhaite vraiment mesurer sans erreur de calibration. De plus, si l'émission des planètes est assez brillant pour caractériser le lobe principal, elle n'est pas suffisante pour étudier de manière précise les lobes secondaires. A la place, la calibration des lobes peut se faire en plein vol, comme proposé pour PRISM. Il faut pour cela une source polarisée artificielle que COrE+ pourrait observer de manière régulière pendant tout le temps de la mission, ou encore un micro-satellite, dont la location est connue avec grande précision, présent non loin du satellite principale et contenant une source suffisamment forte.

Au moment de l'écriture de ces lignes, aucun scénario n'est encore fermement choisi et les détails des dimensions du satellite sont encore à l'étude. Cependant, il est possible d'évaluer les performances des deux configurations prévues concernant les comptages d'amas de galaxie et leur capacité à contraindre les paramètres cosmologiques. Dans la partie suivante, nous verrons comment se comparent les contraintes prévues pour COrE+ à celles de PRISM, COrE ou encore celles de Planck.

8.5 Performances des futures missions

A l'aide de la matrice de Fisher, il est possible de calculer les variations de la vraisemblance à partir d'un point de départ dans un espace de paramètres, fixé préalablement, et ainsi estimer la capacité de n'importe quelle mission spatiale à contraindre des paramètres cosmologiques, étant donné quelques spécifications instrumentales. Dans le cas qui m'intéresse, je vais utiliser la matrice de Fisher pour estimer les performances attendues de Planck et des futures générations de satellites présentées dans ce document, en utilisant les comptages d'amas en redshift uniquement. Il est important de différencier les contours que je présente ici avec ceux obtenus sur les vraies données de Planck, qui ne sont pas nécessairement les mêmes, mais dont la taille globale doit correspondre. Pour faire cela, de petites cartes sont simulées contenant du CMB, le bruit instrumental des différents projets, leurs lobes, et la carte Planck de la poussière à 857 GHz interpolée à la fréquence voulue par une loi de corps noir modifiée. Ces cartes sont filtrées avec l'algorithme MMF3 et il en sort un niveau de bruit σ_{θ_c} dépendant de la taille, comme écrit à l'équation 3.47. La fonction de sélection choisie est de type *erf* (voir équation 5.4), et dépend directement du niveau de bruit de l'algorithme de détection. En ajoutant au modèle la fonction de masse de [Tinker *et al.* 2008], on peut prédire le nombre d'amas attendu pour une mission donnée et dans le cadre d'une cosmologie standard du type de celle obtenue par notre analyse des amas SZ dans Planck : $\Omega_m = 0.28$, $\sigma_8 = 0.77$, $h = 0.68$, $w = -1$, $\Omega_k = 0$ et $n_s = 0.9624$. Les propriétés des lois d'échelle sont les mêmes que celles décrites dans les équations 5.18 et 5.19, et je travaille à biais fixé $(1 - b) = 0.8$. En effet, on peut légitimement supposer qu'à l'époque du lancement

des missions présentées ici, les relations d'échelle entre le paramètre de Compton et la masse seront très bien calibrées. Pour produire la figure 8.3, j'ai autorisé la

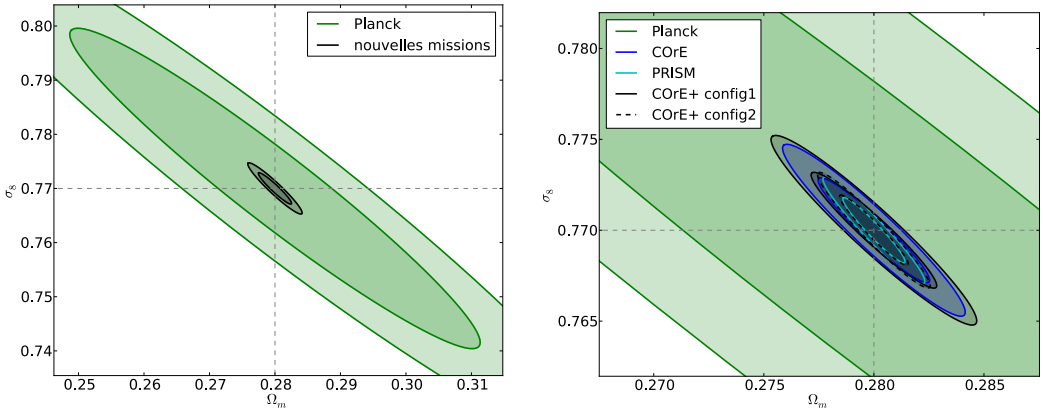


FIGURE 8.3 – Prévision des performances des futures missions sur Ω_m et σ_8 avec les comptages d'amas. A gauche, les contours Fisher à 1 et 2σ de Planck (vert) sont comparés à ceux des futures missions représentés par le contour noir. A droite, détail des contours Fisher des futures missions avec COrE (bleu), PRISM (cyan) et les deux configurations prévues pour COrE+ (*type COrE* en trait plein noir et *type PRISM* en traits pointillés noirs). Les traits gris en pointillés correspondent à la cosmologie de départ utilisée pour le calcul de la matrice de Fisher.

variation des paramètres de matière totale Ω_m et de fluctuations de densité σ_8 afin d'avoir une idée des contraintes pour tout autre paramètre fixé par ailleurs. La figure de gauche montre les capacités de Planck (vert) et des prochaines générations de satellites CMB (typiquement COrE, en noir) à contraindre ces deux paramètres. On voit bien que le gain en résolution et en sensibilité des futures missions permet de réduire sensiblement les contours dans cet espace de paramètres. Si l'on calcule l'aire des ellipses définies par les contours Fisher, on trouve une diminution de leur aire d'un facteur 100 environ entre les satellites Planck et COrE. La figure de droite correspond à un zoom autour du centre des contours pour comparer de manière plus visible les 4 différentes configurations proposées pour le futur. On trouve les contours à 68 et 95% de niveau de confiance pour COrE en bleu, ceux de PRISM en cyan et enfin ceux de COrE+ en noir. Dans le dernier cas, on distinguera entre la configuration 1 (*type COrE*) en trait plein, et la configuration 2 (*type PRISM*) en traits pointillés. Leurs caractéristiques ont déjà été explicitées dans la table 8.2. On constate une réduction de l'aire des contours d'environ 300 entre Planck et PRISM. Par ailleurs, comme les tailles des ellipses de COrE et de la configuration 1 de COrE+ sont sensiblement les mêmes, tout comme celles de PRISM et de la configuration 2 de COrE+, les facteurs de réduction de l'aire des ellipses sont similaires à ceux déjà cités[3]. Par conséquent, on note également que les contours attendus pour PRISM

3. Un facteur 100 de gagné sur l'aire des contours entre Planck et COrE+ config1, et 300 environ entre Planck et COrE+ config2.

(ou COrE+ config2) diminuent d'un facteur 3 environ par rapport aux contours de COrE (ou COrE+ config1).

Il est donc intéressant de noter le gain substantiel dans les contraintes venant des amas pour les prochaines missions spatiales européennes, en comparant à Planck. L'autre point crucial à remarquer est qu'une mission moyenne à plus faible budget peut accomplir des contraintes tout aussi fortes qu'une grande mission du point de vue des amas de galaxies, pourvu qu'elle soit bien pensée, c'est-à-dire possédant une grande couverture en fréquence et une très bonne résolution angulaire.

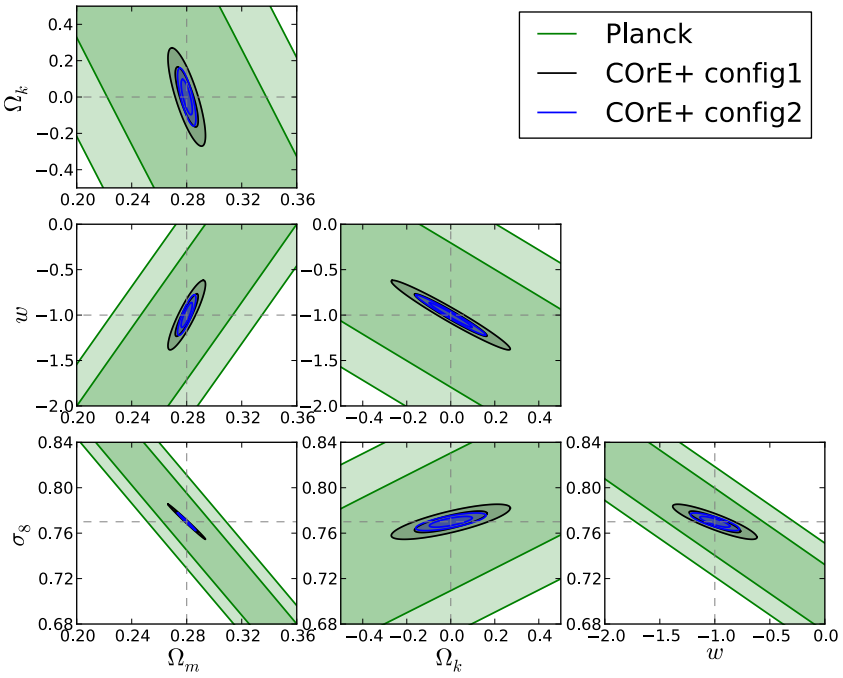


FIGURE 8.4 – Prévision des performances de COrE+ sur Ω_m, σ_8, w et Ω_k avec les comptages d'amas. Les contours attendus pour Planck sont représentés en vert, et ceux de COrE+ en noir et bleu pour les configurations 1 et 2 respectivement. Les traits gris en pointillés correspondent à la cosmologie de départ utilisée pour le calcul de la matrice de Fisher.

Afin d'explorer plus en détail le cas de la nouvelle mission spatiale moyenne à l'étude (COrE+), j'ai réalisé le même type d'analyse que précédemment, mais cette fois avec l'ajustement de 4 paramètres libres. En effet, on peut raisonnablement supposer que les paramètres H_0, n_s, ainsi que $\Omega_b h^2$ seront très fortement contraints à l'époque du lancement des prochaines générations de satellites CMB. Ainsi, il est intéressant d'étudier quel sera le potentiel de COrE+ à déterminer par exemple des déviations par rapport à la constante cosmologique (le paramètre d'équation d'état de l'énergie noire w est différent de -1), ou bien encore de tester les modèles pour lesquels l'Univers serait fermé ou ouvert ($\Omega_k \neq 0$). A la figure 8.4, on trouve les contours à 1 et 2σ donnés par les matrices de Fisher correspondant à une analyse dans laquelle varient à la fois Ω_m, Ω_k, σ_8 et w.

On remarque qu'ouvrir autant l'espace des paramètres crée des dégénérescences quasi-absolues entre tous les paramètres lorsque les comptages d'amas en redshift sont utilisés. En effet, la résolution de Planck (en vert) ne permet pas à l'heure actuelle de mettre des contraintes suffisamment fortes sur la courbure ou l'énergie noire si elles ne sont pas associées à des contraintes externes (CMB, BAO). En revanche, les contraintes de COrE+, quelle que soit la configuration adoptée, permettent de fermer les contours et de contraindre chacun des paramètres libres. En effet, les comptages d'amas seuls avec le niveau de bruit de COrE+ en configuration 1 (noir) et 2 (bleu) peuvent contraindre les paramètres de courbure et d'équation d'état de l'énergie noire, ce qui est impossible avec la résolution de Planck. Les contours se réduisent notamment d'un facteur 324 pour w en passant de Planck à COrE+ config1 et d'un facteur 412 pour Ω_k. De plus, on peut noter que la configuration dite *type PRISM* permet de gagner environ un sigma de niveau de confiance sur la mesure des quatre paramètres par rapport à celle dite *type COrE*, avec notamment une réduction de l'aire des ellipses d'un facteur 3 pour w et 3.2 pour Ω_k.

Les contraintes cosmologiques présentées ici considèrent uniquement les comptages d'amas en redshift. On peut imaginer, dans le cadre de travaux futurs afin de développer le cas scientifique de la mission, obtenir des contours similaires pour des comptages à deux dimensions à savoir redshift et masse, ou bien redshift et signal sur bruit. Il est envisageable également de combiner ces contraintes avec celles obtenues par le CMB seul. Ainsi, en associant les matrices de Fisher CMB et amas SZ, on pourra déterminer si l'apport des amas est nécessaire pour contraindre w et Ω_k, et si le gain apporté est suffisamment significatif pour que la fabrication d'un grand relevé à haute résolution des amas de galaxies constitue un argument fort pour la sélection de la mission. Cela fera l'objet sans aucun doute d'études ultérieures.

Conclusion

"La frontière est mince entre être dans l'erreur et être visionnaire.
Malheureusement, il faut être visionnaire pour la voir."
Sheldon Cooper

Dans ce travail de thèse, j'ai participé au sein de la collaboration Planck à la première exploitation du plus grand catalogue d'amas détectés par effet SZ sur tout le ciel, et poursuivi mes propres test et analyses dans ce cadre. J'ai eu l'occasion de participer à une partie importante du développement du Planck Sky Model, dont je me suis servi pour produire et valider divers jeux de simulations en température et en polarisation. J'ai appris à utiliser la séparation de composantes avec *SMICA* et j'ai été confronté à divers obstacles liés à l'extraction du spectre angulaire de l'effet SZ aussi bien sur simulations que sur les données Planck. Enfin, j'ai estimé le potentiel des futures missions spatiales pour contraindre la cosmologie à l'aide des comptages d'amas en redshift. Je vais revenir ici sur les outils développés dans le cadre de ces travaux et sur les résultats obtenus.

Le premier axe de ma thèse est la contrainte des paramètres cosmologiques, en particulier la densité d'énergie de la matière et les fluctuations de densité, à l'aide de la distribution en redshift des amas de galaxies détectés par Planck. J'ai mis au point un modèle de comptages d'amas en masse et en redshift, basé sur un certain nombre d'outils.

La fonction de masse théorique permet de trouver la densité d'amas par intervalles de masse et de redshift sur tout le ciel et est ajustée sur certaines des plus récentes simulations numériques. A travers la fonction de sélection que j'ai construite, nous pouvons établir si un amas de masse et de redshift donné peut être observé par Planck. Afin de faire le lien entre densité théorique d'amas et fonction de sélection, il faut établir des lois d'échelle, calibrées sur des observations externes à cause de l'indétermination de la taille des amas. Une fois ces outils définis, il est possible de connaître le nombre d'amas attendus par Planck dans un intervalle de redshift donné.

Le vrai catalogue observé, quant à lui, est obtenu par la collaboration grâce à des algorithmes de détection adaptés et comparé aux comptages attendus à l'aide d'une fonction de vraisemblance. En construisant une grille de vraisemblance et en me servant et adaptant un code de Monte-Carlo par chaînes de Markov, j'ai

pu déterminer les premières contraintes cosmologiques provenant des amas SZ de Planck.

Une tension d'environ 2σ sur le paramètre des fluctuations de densité est constatée entre l'estimation se basant sur l'analyse des amas et celle des anisotropies primaires du fond diffus cosmologique. Afin de résoudre ce problème, il faut soit invoquer des modifications dans la modélisation des amas (nouveaux profils de pression incluant de la physique plus fine décrivant les baryons au sein des amas, forte indétermination de la masse, baryons manquants) ou bien une extension du modèle standard de la cosmologie vers la présence de neutrinos plus massifs que prévu. Dans mon travail de thèse, je me suis particulièrement penché sur ce dernier cas, et j'ai intégré la masse des neutrinos parmi les paramètres à contraindre avec la grille. J'ai montré qu'une masse totale de l'ordre de 0.3 eV permet de réconcilier les contraintes provenant des deux sondes cosmologiques.

Avec le nouveau catalogue de Planck prenant en compte les données de toute la mission, l'éclairage sur ce point change grâce à l'inclusion de nouvelles contraintes internes et externes sur la mesure de la masse des amas. Mon analyse préliminaire montre en particulier que selon le type de contrainte utilisée, la tension avec les résultats du fond diffus cosmologique peut diminuer. De plus, elle semble indiquer une modification de la fonction de sélection de l'instrument lorsque l'on diminue le seuil de détection.

Dans un deuxième temps, je me suis investi dans quelques uns des derniers développements du *Planck Sky Model* (PSM), le code permettant la simulation de toutes les composantes connues du ciel et leur observation par les instruments. Se basant sur des modèles à la fois théoriques et nourris par les plus récentes observations, le PSM permet de réaliser des simulations à haute résolution des composantes galactiques (émission thermique de la poussière, synchrotron, free-free, raies spectrales, grains de poussière en rotation) et extra-galactiques (sources radio et infrarouge). Le PSM modélise également la distribution des amas de galaxies, complétée par quelques catalogues existants, ainsi que le fond diffus cosmologique et le fond infrarouge.

A l'aide du PSM, j'ai produit et validé les simulations du plan focal complet de Planck (FFP6) utilisées par la collaboration pour faire fonctionner les méthodes de séparation de composantes et tester les estimateurs de non-gaussianités de manière aveugle. Afin de réaliser les simulations FFP6, j'ai développé dans la modélisation du fond diffus cosmologique le cas d'un CMB non-gaussien lentillé, aussi bien en température qu'en polarisation. J'ai également étendu les modèles d'amas SZ du *Planck Sky Model* pour les cas d'Univers à courbure non nulle, et pour des modèles d'énergie noire différant d'une constante cosmologique. J'ai intégré au PSM la dépendance des catalogues d'amas de galaxies avec le biais en masse, et permis la modélisation des toutes dernières lois d'échelle ainsi que d'une fonction de masse plus récente qui échantillonne un volume cosmologique plus important.

Une fois ces développements effectués, j'ai pu construire un jeu de simulations

à haute résolution comprenant la quasi-totalité des composantes du ciel et observé par l'instrument HFI de Planck. Ces simulations m'ont permis de travailler sur un des aspects de la séparation de composantes.

Avec *SMICA*, la séparation de composantes se fait sans connaissance a priori de la matrice de mélange reliant les observations aux composantes, élément clé pour résoudre le problème. En effet, en ajustant un modèle défini préalablement à des matrices de covariance empiriques calculées directement sur les cartes dont on souhaite extraire les composantes, la méthode obtient de bonnes performances et fut celle choisie pour calculer la carte de fond diffus cosmologique de Planck.

Appliquée à l'effet SZ, une des émissions les plus faibles sur le ciel, le résultat qui en découle est encore contaminé par la présence de sources compactes, et dépend fortement de l'estimation de bruit, ainsi que d'autres paramètres fins du modèle. Tout d'abord, j'ai pu remarquer lors de mon travail que l'estimation de bruit est cruciale. Laisser la diagonale de la matrice de covariance libre dans le modèle peut poser problème, utiliser du bruit inhomogène au lieu d'un bruit blanc également. Puis le modèle joue beaucoup car celui-ci se doit d'être représentatif au mieux des composantes à extraire. Ainsi, la composante prenant en compte les émissions galactiques et extra-galactiques doit être multi-dimensionnelle.

En rajoutant des complications instrumentales aux simulations, il est intéressant de noter quelles limites cela impose à l'instrument utilisé, notamment sur les erreurs de calibration, et les questions que cela soulève sur la pertinence des jackknives comme représentations fidèles du bruit instrumental de Planck.

Dans les prochaines décennies, les paramètres cosmologiques vont encore s'affiner avec les dernières données en intensité de Planck, ses données polarisées, les expériences au sol et les grands relevés de galaxies. La masse des amas sera également de mieux en mieux calibrée. Il est donc très intéressant de voir le potentiel des futures missions spatiales européennes dans ce contexte, et notamment leur capacité à mettre des contraintes sur des paramètres jusque-là dégénérés dans l'analyse Planck.

En particulier, la mission COrE+ dans sa configuration de type COrE (très semblable à COrE du point de vue des comptages) pourra réduire la taille des contours d'un facteur 300 environ sur le paramètre d'état de l'énergie noire, et d'un facteur 400 environ sur le paramètre de courbure de l'Univers, jusqu'à maintenant impossibles de contraindre avec la sensibilité de Planck à l'effet SZ. De plus, une autre configuration envisagée de type PRISM (là aussi semblable à PRISM du point de vue des comptages) permet de gagner encore un facteur 3 sur ces deux paramètres.

Les contraintes venant des amas seuls montrent déjà l'intérêt de proposer à l'agence spatiale européenne une mission sensible à l'effet SZ et capable d'effectuer un très grand relevé des amas de galaxies. Il reste encore à déterminer si la combinaison de ces contraintes avec celles obtenues par analyse des anisotropies primaire du

fond diffus cosmologique apporte un gain suffisamment significatif par rapport à une analyse dans laquelle seules les anisotropies primaires sont utilisées. Mais le pouvoir de l'analyse des amas de galaxies à mettre des contraintes fortes sur l'énergie noire et la courbure de l'Univers dans les dizaines d'années à venir est prouvée. Celle-ci, unique en son genre pour tracer l'évolution des structures, a un futur brillant devant elle.

Annexe A

Interaction Compton inverse et effet SZ relativiste

Dans cette partie, nous allons étudier le formalisme de l'interaction Compton inverse entre un photon et un seul électron, ou une population d'électrons relativistes. Il s'agit de l'interaction donnant lieu à l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Ici, nous nous basons sur la revue sur le SZ [Birkinshaw 1999], mais on trouve le même type de calcul dans les revues spécialisées dans les processus radiatifs en astrophysique [Lightman et Rybicki 1980, Rybicki et Lightman 1980].

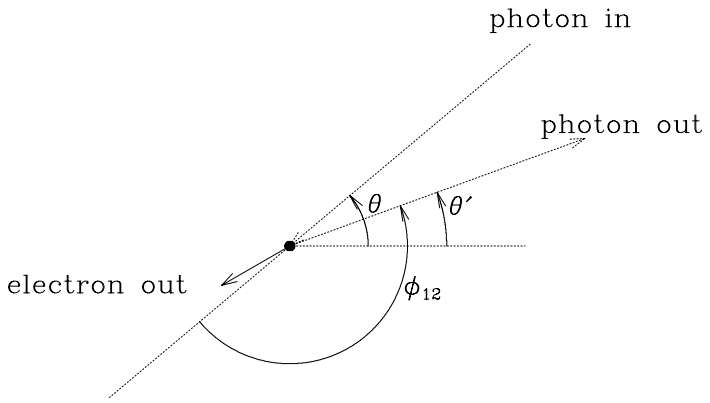


Figure A.1 – Géométrie de la diffusion Compton inverse dans le référentiel de l'électron au repos. Le photon incident arrive avec un angle θ par rapport à l'axe horizontal, est diffusé avec un angle ϕ_{12} qui correspond à θ' par rapport à l'axe horizontal. Dans le référentiel de l'observateur, le photon gagne de l'énergie en fonction de la vitesse de l'électron et des deux angles θ et θ'. La figure est tirée de la revue [Birkinshaw 1999].

Considérant la géométrie de la figure A.1 où l'on considère l'interaction du photon avec un seul électron, on peut exprimer l'énergie E' du photon après la diffusion Compton en fonction de son énergie au départ E, tout cela dans le référentiel de l'observateur. On écrit alors :

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2}\left(1 - \cos\phi_{12}\right)}. \tag{A.1}$$

Dans le cas de l'effet SZ qui nous intéresse ici, l'énergie incidente du photon est négligeable devant celle de l'électron ($E \ll m_e c^2$), car les électrons piégés au sein

des amas ont des énergies de l'ordre de la dizaine de keV (10^8 K), à comparer avec les photons du CMB qui sont émis à 3000 K au moment de la dernière diffusion et qui ne cesseront de refroidir avec le temps. On est donc en présence d'un choc quasi-élastique avec $E' \approx E$. Pour l'observateur, le photon change de direction et apparaît donc à une fréquence modifiée suivant la formule suivante :

$$\nu'' = \nu \left(\frac{1 + \beta\mu'}{1 - \beta\mu} \right) \tag{A.2}$$

où β représente la vitesse de l'électron via $\beta = v_e/c$ et $\mu' = \cos\theta'$ prend en compte la déviation du photon. L'angle d'attaque du photon incident est paramétrisé par $\mu = \cos\theta$. On peut représenter le décalage en fréquence logarithmique par le paramètre s défini par

$$s = \log \left(\frac{\nu''}{\nu} \right) \tag{A.3}$$

et ainsi la probabilité qu'un photon diffuse par interaction Compton inverse avec un seul électron, causant un décalage en fréquence de la radiation, s'écrit :

$$P(s, \beta)ds = \int p(\mu)d\mu\phi(\mu', \mu) \left(\frac{d\mu'}{ds} \right) ds. \tag{A.4}$$

Il s'agit de l'intégrale de la fonction de probabilité $p(\mu)$ qu'un photon diffuse avec un angle θ, et la fonction de probabilité $\phi(\mu', \mu)$ que celui-ci soit défléchi par un angle θ'. En intégrant $P(s, \beta)$ sur la distribution d'électrons du gaz, on peut trouver la probabilité suivante qu'un photon n'interagisse qu'une fois avec le gaz :

$$P_1(s) = \int_{\beta_{\lim}}^{1} P(s, \beta)p_e(\beta)d\beta. \tag{A.5}$$

Cette écriture fonctionne dans le cas où les facteurs de Lorentz des photons incidents sont relativement peu élevés (on estime la limite à environ 2×10^9). C'est bien le cas pour les photons du CMB, et donc dans le cadre de l'étude de l'effet SZ. L'approximation de choc élastique tient toujours ici. Si $p_e(\beta)$ suit une distribution relativiste et Maxwellienne d'electrons, on peut alors intégrer numériquement l'équation A.5, et ainsi trouver la distribution du décalage en fréquence des photons ayant interagi. On trouve alors que la distribution en fréquence des photons diffusés par interaction Compton inverse est asymétrique vers les valeurs les plus hautes du paramètre s ($s > 0$), avec une dépendance forte en T_e, la température du gaz d'électrons. Les photons sont donc diffusés vers les plus hautes fréquences du point de vue de l'observateur, et l'effet est d'autant plus important que le gaz est chaud (voir figure A.2).

Dans le cas particulier de l'effet SZ, la radiation incidente sur le gaz chaud d'électrons piégé par un amas de galaxies est le fond diffus cosmologique, avec un spectre de corps noir qui suit la loi de Planck et s'écrit :

$$I_0(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^x - 1} \tag{A.6}$$

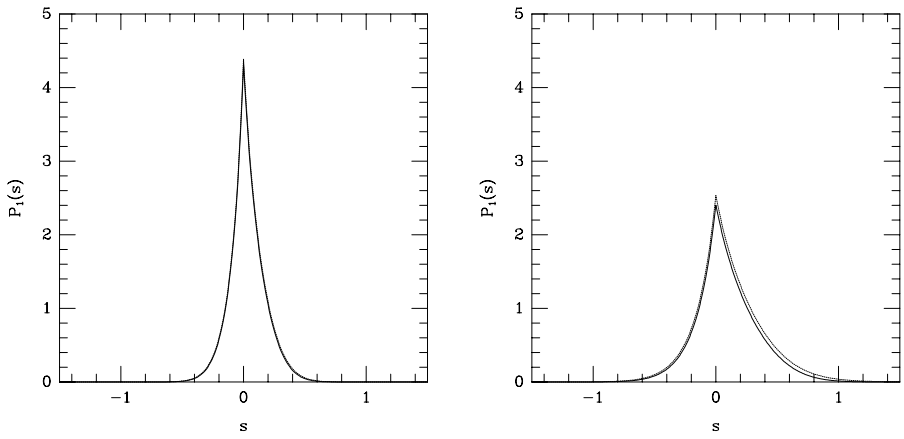


FIGURE A.2 – Distribution du décalage en fréquence d'un photon diffusé par une population d'électrons relativistes $P_1(s)$ pour $T_e = 5.1$ keV (gauche) et $T_e = 15.3$ keV (droite). On voit que la distribution s'étend plus largement vers les valeurs de $s > 0$ (décalage vers des fréquences plus hautes) lorsque le gaz d'électrons est plus chaud. La figure est tirée de la revue [Birkinshaw 1999].

avec le paramètre sans dimension $x = h\nu/k_B T_{\rm rad} = h\nu/k_B T_{\rm cmb}$ où l'on prendra $T_{\rm cmb} = 2.725$ K. Si un photon du CMB n'est diffusé qu'une seule fois par une population d'électrons relativistes, le spectre est modifié de la suivante :

$$\frac{I(\nu)}{\nu} = \int_0^{+\infty} P_1(\nu, \nu_0) \frac{I_0(\nu_0)}{\nu_0} \tag{A.7}$$

avec $P_1(\nu, \nu_0)$ la probabilité que le photon diffuse à fréquence ν_0 et voit sa fréquence modifiée et prendre la valeur ν. On peut écrire de manière équivalente :

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_1(s) I_0(\nu_0) ds \tag{A.8}$$

où $P_1(s)$ est la fonction de probabilité de diffusion d'un photon avec un décalage en fréquence s, déjà écrite à l'équation A.5. On est dorénavant en mesure de trouver le décalage spectral induit par l'effet SZ d'un photon qui ne diffuse qu'une fois sur une population d'électrons relativistes :

$$\Delta I(\nu) = I(\nu) - I_0(\nu) = \frac{2h}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} P_1(s) \left(\frac{\nu_0^3}{e^{x_0} - 1} - \frac{\nu^3}{e^x - 1} \right). \tag{A.9}$$

Il faut maintenant considérer que le photon incident diffuse plusieurs fois au sein du gaz d'électrons, ce qui va dépendre de la profondeur optique de celui-ci, notée τ_e. La probabilité que le photon ne rencontre aucun électron sur son trajet est de l'ordre de $e^{-\tau_e}$ (environ 99% pour des valeurs typiques $\tau_e \sim 10^{-2}$ pour les amas de galaxies). La probabilité que le photon diffuse sur un électron est $\tau_e e^{-\tau_e}$. De même,

le photon diffuse n fois avec une probabilité $\tau_e^n e^{-\tau_e}/n!$. Il y a par conséquent une redistribution des fréquences des photons diffusés que l'on peut généraliser ainsi :

$$P(s) = e^{-\tau_e}\left(\delta(s) + \tau_e P_1(s) + \frac{1}{2!}\tau_e^2 P_2(s) + \dots\right). \tag{A.10}$$

Le nouveau spectre a pour expression :

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(s) I_0(\nu_0) ds \ ; \tag{A.11}$$

avec, pour des milieux optiquement minces comme les amas de galaxies ($\tau_e \ll 1$) :

$$P(s) = (1-\tau_e)\delta(s) + \tau_e P_1(s). \tag{A.12}$$

On obtient ainsi l'expression du décalage spectral due à la diffusion multiple d'un photon du fond diffus cosmologique sur une population d'électrons relativistes au sein des amas :

$$\Delta I(\nu) = \frac{2h}{c^2}\tau_e \int_{-\infty}^{+\infty} P_1(s)\left(\frac{\nu_0^3}{e^{x_0}-1} - \frac{\nu^3}{e^x - 1}\right). \tag{A.13}$$

On voit bien ici que l'effet SZ est indépendant du redshift. En effet, la distorsion du spectre du CMB ne dépend que des propriétés intrinsèques du milieu qui diffuse les photons (la profondeur optique, la probabilité de décalage fréquentiel). L'effet SZ est donc un outil puissant pour étudier les propriétés du gaz d'électrons sur une grande gamme de redshifts.

Annexe B

Limite non-relativiste et approximation de Kompaneets

L'annexe A décrit le décalage spectral dû à la diffusion Compton inverse d'un photon du fond diffus cosmologique par une population d'électrons relativistes au sein des amas, donnant lieu à l'effet Sunyaev-Zel'dovich. L'approximation non-relativiste que nous allons étudier dans cette partie, permettant un formalisme plus simple à manipuler, a été développée par Kompaneets (1956). Dans ce cadre, on décrit la variation du nombre d'occupation $n(\nu)$ lors d'un processus de diffusion :

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x_e^2}\frac{\partial}{\partial x_e} x_e^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x_e} + n + n^2 \right). \tag{B.1}$$

où $x_e = h\nu / k_B T_e$ et

$$y = \int n_e \sigma_T \frac{k_B T_e}{m_e c^2} dl = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int P_e dl \tag{B.2}$$

est le *paramètre de Compton*, paramètre sans dimension représentant le temps passé par le photon au sein de la distribution d'électrons dans l'amas et étant directement lié à la pression du gaz intégré sur la ligne de visée.

Dans le cas de l'effet SZ, on peut considérer que $T_e \gg T_{\rm rad} = T_{\rm cmb}$, donc $x_e \ll x$. Les termes d'ordre 1 et 2 en n dans l'équation B.1 sont négligeables devant $\partial n / \partial x_e$, et on peut écrire :

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x_e^2}\frac{\partial}{\partial x_e} x_e^4 \frac{\partial n}{\partial x_e}. \tag{B.3}$$

De la même façon que l'on a écrit le spectre en fréquence après diffusion inverse Compton sur une population d'électrons relativistes à l'équation A.11, on a exactement la même forme dans le cas non-relativiste :

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_K(s) I_0(\nu_0) ds \tag{B.4}$$

avec une densité de probabilité modifiée, qui a pour expression :

$$P_K(s) = \frac{1}{\sqrt{4\pi y}} \exp\left(-\frac{(s+3y)^2}{4y} \right). \tag{B.5}$$

Il y a peu de différences entre la densité de probabilité $P(s)$ utilisée dans l'équation A.11 et $P_K(s)$ utilisée ici. Les différences deviennent non négligeables pour les

populations d'électrons relativistes. On observe alors une modification dans la position du zéro, ainsi que des extrema de la fonction de décalage spectral $\Delta I(\nu)$. Dans le cas non-relativiste, ceux-ci sont fixés, et seule l'amplitude du décalage change avec la température du gaz d'électrons. Pour de petites valeurs de T_e, les deux fonctions sont les mêmes.

En considérant de faibles profondeurs optiques (comme c'est le cas pour les amas de galaxies), ainsi qu'un gaz de faible température, le paramètre de Compton est faible lui aussi ($y \ll 1$). On peut alors utiliser l'approximation $\partial n/\partial y = \Delta n/y$, et ainsi trouver une formule analytique simple pour le décalage spectral (représenté dans l'approximation de Kompaneets par la variation du nombre d'occupation) :

$$\Delta n(x) = yx\frac{e^x}{(e^x-1)^2}\left[x\left(\frac{e^x+1}{e^x-1}\right)-4\right]. \tag{B.6}$$

Sachant que le décalage spectral en terme d'intensité est relié au nombre d'occupation par $\Delta I(x) = x^3\Delta n(x) I_0$, on a finalement l'équivalent de l'équation A.13 dans le cas d'une population d'électrons non (ou faiblement) relativiste :

$$\frac{\Delta I(x)}{I_0} = yx^4\frac{e^x}{(e^x-1)^2}\left[x\left(\frac{e^x+1}{e^x-1}\right)-4\right] \tag{B.7}$$

avec la radiation incidente

$$I_0 = \frac{2h}{c^2}\left(\frac{k_B T_{\rm rad}}{h}\right)^3. \tag{B.8}$$

Annexe C

Inférence bayésienne

Le principe de l'inférence bayésienne est de calculer la probabilité *a posteriori* d'un modèle connaissant un jeu de données, ou plutôt après avoir obtenu une mesure qui apporte une nouvelle information. Cette probabilité s'écrit en fonction de la probabilité *a priori* et de la vraisemblance, d'après le théorème de Bayes :

$$\mathcal{P}(\theta|x) = \frac{\mathcal{P}(x|\theta)\mathcal{P}(\theta)}{\mathcal{P}(x)} = \frac{\mathcal{P}(x|\theta)\mathcal{P}(\theta)}{\int \mathcal{P}(\theta)\mathcal{P}(x|\theta)d\theta}. \tag{C.1}$$

Dans notre cas, θ représente un jeu de paramètres décrivant un modèle, ici les paramètres du modèle standard de la cosmologie par exemple. On appelle aussi ce terme *hypothèse*. Le terme x que l'on nomme *évidence* correspond aux données à utiliser (un catalogue d'amas de galaxies en redshift, un spectre angulaire de fond diffus cosmologique,...). Les données ne sont pas utilisées pour calculer $\mathcal{P}(\theta)$, qui est la probabilité *a priori* ou *prior* en anglais. J'utilise principalement le terme anglais dans ce document. Il s'agit de la probabilité du modèle, *avant* d'avoir effectué la moindre mesure, autrement dit la probabilité que le modèle soit le bon avant même de gagner une quelconque information.

L'utilisation d'un prior peut porter préjudice à la fiabilité du résultat car son choix est subjectif. De manière générale, on utilisera des priors plats lorsque l'on ne connaît pas la distribution de probabilité d'un des paramètres du modèle [1]. Sinon, un prior gaussien sera appliqué, centré sur la valeur centrale du paramètre en question.

La fonction de probabilité $\mathcal{P}(\theta|x)$ est la quantité que l'on cherche à calculer, dont le nom est probabilité *a posteriori* ou *posterior* en anglais. Cette fois, il s'agit de la probabilité du modèle une fois connues les données. En cosmologie ainsi que dans d'autres domaines de la physique, on cherche à évaluer cette quantité afin de contraindre un modèle une fois des données prises par un instrument.

Le terme $\mathcal{P}(x|\theta) = \mathcal{L}$ est la *vraisemblance*, fonction calculant la probabilité de mesurer un jeu de données en supposant un modèle. La vraisemblance caractérise la compatibilité de l'observation connaissant le modèle. J'utilise la fonction de vraisemblance pour contraindre les paramètres cosmologiques avec les amas de galaxies. Enfin, la fonction $\mathcal{P}(x) = \int \mathcal{P}(\theta)\mathcal{P}(x|\theta)d\theta$ est la même quel que soit le modèle. Celle-ci n'intervient donc pas dans le calcul de probabilités relatives entre des modèles différents. A ce facteur de normalisation près, on peut résumer l'inférence bayésienne de la façon suivante :

$$\text{posterior} \propto \text{vraisemblance} \times \text{prior} \tag{C.2}$$

1. Dans ce cas, il est exactement équivalent de contraindre un modèle en utilisant la distribution *a posteriori* ou la vraisemblance.

Le principe de l'inférence bayésienne est posé au XVIII^{e} siècle, mais ne suscite pas un intérêt particulier au départ, à cause notamment de la difficulté philosophique et mathématique de déterminer des priors. Le mouvement fréquentiste se développe alors assez largement, stipulant que les paramètres inconnus du modèle ne doivent pas être traités comme des variables aléatoires. Avec les nouveaux moyens de calcul, l'inférence bayésienne connaît un renouveau au début des années 1990 grâce à la possibilité qu'elle donne de traiter des problèmes statistiques lourds et complexes. On la retrouve dans des domaines aussi variés que la météorologie, l'assurance, la justice criminelle et bien sûr l'astrophysique.

Annexe D

Autres méthodes de séparation de composantes

Le contexte de l'analyse des données de Planck permet d'avoir une vue d'ensemble sur les différentes méthodes de séparation de composantes existantes à l'heure actuelle. En effet, deux approches principales sont utilisées pour extraire une composante parmi un "bruit de fond" constitué de toutes les autres composantes, mais aussi du bruit instrumental :

- les méthodes faisant très peu d'hypothèses sur les émissions d'avant-plan : celles-ci en général tentent de minimiser la variance de la carte de composante d'intérêt (CMB ou effet SZ thermique) en réalisant une combinaison linéaire des cartes d'observation dans le domaine des *needlets*[1] (voir section 7.1). Toujours avec peu d'information sur les émissions d'avant-plan, des méthodes dites *d'ajustement de templates* permettent de soustraire ces dernières dans les canaux où le CMB domine.
- les méthodes supposant un modèle pour les émissions d'avant-plan : un modèle paramétrique est ajusté dans l'espace réel ou dans le domaine harmonique. La carte de la composante d'intérêt est alors obtenue par inférence bayésienne ou par maximisation de la vraisemblance. C'est le cas le plus proche de *SMICA*, méthode sur laquelle je reviens dans la partie 7.1.2 où j'explique sa philosophie, qui diffère un peu de ce qui vient d'être dit.

Nous allons faire ici une revue courte et non exhaustive des méthodes appartenant à ces deux catégories et utilisées dans l'analyse Planck [Planck Collaboration 2013g], en dehors de l'ILC et *SMICA*.

Ajustement de templates La méthode employée pour la séparation de composantes dans Planck s'appuyant sur l'ajustement de *templates* possède, comme l'ILC, l'avantage de ne faire aucune hypothèse sur les émissions d'avant-plan ou sur les niveaux de bruits des cartes. En particulier, *SEVEM* (pour *spectral estimation via expectation maximisation*) [Fernández-Cobos *et al.* 2012] produit des cartes de fond diffus cosmologique nettoyées des émissions d'avant-plan par soustraction de templates. L'opération suivante peut être effectuée dans l'espace réel ou bien dans

1. Généralisation de la transformée de Fourier qui conserve l'information de la localisation spatiale (*wavelets*), mais décomposée sur la sphère.

l'espace des *wavelets* dans le cas où une fraction de ciel est utilisée pour l'analyse :

$$T(\mathbf{x},\nu) = d(\mathbf{x},\nu) - \sum_{j=1}^{N_t} \alpha_j t_j(\mathbf{x}) \tag{D.1}$$

avec $T(\mathbf{x},\nu)$ la carte nettoyée obtenue dans l'espace réel, $d(\mathbf{x},\nu)$ représentant les observations, $t_j(\mathbf{x})$ les N_t templates ajustés par les coefficients α_j. En clair, les templates correspondent simplement à la soustraction de cartes d'observations de Planck à des fréquences proches. Le résultat de la soustraction, en principe débarrassé de la composante de CMB, est ensuite retiré des observations pour obtenir une carte propre contenant uniquement du CMB. C'est cette dernière opération qui est décrite à l'équation D.1. Les coefficients α_j sont obtenus de telle façon que la variance de la carte finale de fond diffus cosmologique $T(\mathbf{x},\nu)$ ait une variance minimale. En pratique, la carte de CMB extraite par *SEVEM* a été obtenue en se servant de 4 templates utilisés pour nettoyer les cartes à 143 et 217 GHz de Planck dans l'espace réel, avec une résolution commune de 5 minutes d'arc. La construction des templates est faite sur tout le ciel, mais le processus de minimisation de la variance de la carte finale est effectué en excluant les régions contaminées fortement par les émissions galactiques et extra-galactiques.

Modèles paramétriques des émissions d'avant-plan Ces méthodes effectuent la séparation de composantes de manière bayésienne dans l'espace des pixels (espace réel) en échantillonnant la distribution du *posterior* des données, en supposant un modèle paramétrique. Cela peut être fait à l'aide de Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC), de la même manière que pour contraindre des paramètres cosmologiques (voir partie 5.1.3). De manière générale, en négligeant les erreurs de calibration dans les cartes ou certains *offsets* aléatoires causés par des erreurs systématiques ou par la stratégie de balayage du satellite, les cartes d'observation s'écrivent comme une combinaison linéaire d'un bruit de fond et du signal d'intérêt pondéré par une matrice de mélange :

$$\mathbf{d}(p) = \mathbf{A}(p)s(p) + \mathbf{n}(p) \tag{D.2}$$

où $\mathbf{A} = \mathbf{A}(\boldsymbol{\beta})$ avec $\boldsymbol{\beta}$ les paramètres inconnus constituant le modèle des émissions d'avant-plan. On peut alors définir la vraisemblance suivante des données, pour un modèle quelconque :

$$-2\ \ln\ \mathcal{L}(\mathbf{s},\boldsymbol{\beta}) = (\mathbf{d}-\mathbf{A}\mathbf{s})^t\ \mathbf{N}^{-1}\,(\mathbf{d}-\mathbf{A}\mathbf{s}) \tag{D.3}$$

qui à un facteur près (le prior) peut être échantillonnée par les MCMC, mais dont le maximum peut également être trouvé à l'aide de l'estimateur :

$$\mathbf{s} = \left(\mathbf{A}^t\ \mathbf{N}^{-1}\mathbf{A}\right)^{-1}\mathbf{A}^t\ \mathbf{N}^{-1}\mathbf{d}. \tag{D.4}$$

En éliminant la partie du signal du ciel dans l'équation D.3 à l'aide de l'équation D.4, on peut obtenir la vraisemblance pour les paramètres spectraux des émissions

d'avant-plan uniquement :

$$-2\ln\mathcal{L}(\boldsymbol{\beta}) = -\left(\mathbf{A}^t\ \mathbf{N}^{-1}\mathbf{d}\right)^t\ \left(\mathbf{A}^t\ \mathbf{N}^{-1}\mathbf{A}\right)^{-1}\left(\mathbf{A}^t\ \mathbf{N}^{-1}\mathbf{d}\right), \tag{D.5}$$

qui est maximale pour un autre estimateur équivalent à celui de l'équation D.4. On trouvera plus de détails sur la méthode de vraisemblance maximale pour la séparation de composantes dans [Eriksen *et al.* 2006, Stompor *et al.* 2009].

Pour l'analyse Planck, une approche similaire a été utilisée à l'aide du code *Commander-Ruler* [Eriksen *et al.* 2006, 2008] qui possède deux parties distinctes répondant à des objectifs différents. Dans une première étape, *Commander* effectue une première analyse à basse résolution (toutes les cartes sont lissées à la plus basse résolution, ici 40 minutes d'arc) qui détermine les paramètres spectraux des émissions d'avant-plan par MCMC à l'aide des cartes de Planck entre 30 et 353 GHz. Si des priors sont définis pour les indices spectraux des émissions d'avant-plan, il n'y a par contre aucun prior concernant leur amplitude. Cette analyse à basse résolution est suffisante pour permettre la détermination du spectre de puissance du fond diffus cosmologique. Quant à lui, *Ruler* utilise la méthode des moindres carrés généralisée afin de réaliser un ajustement à haute résolution des émissions d'avant-plan, en utilisant les résultats de *Commander* à basse résolution. La combinaison des deux codes permet l'extraction de la carte de CMB de Planck, en même temps qu'un ajustement précis des émissions d'avant-plan. Ces analyses effectuées dans le domaine des pixels suppose en bonne approximation du bruit blanc dans chaque pixel individuel, avec une variance donnée par la stratégie de balayage de Planck et une amplitude déterminée à l'aide de simulations du bruit instrumental.

Bibliographie

K. N. Abazajian *et al.* : Neutrino Physics from the Cosmic Microwave Background and Large Scale Structure. *ArXiv e-prints*, septembre 2013. *1 citation en page 210*

K. Abe *et al.* : Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III. Phys. Rev. D, 83 (5):052010, mars 2011. *1 citation en page 141*

R. A. Alpher, H. Bethe et G. Gamow : The Origin of Chemical Elements. *Physical Review*, 73:803–804, avril 1948. *2 citations en pages 28 et 32*

R. A. Alpher et R. C. Herman : On the Relative Abundance of the Elements. *Physical Review*, 74:1737–1742, décembre 1948. *1 citation en page 34*

R. Amanullah *et al.* : Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at $0.511 < z < 1.12$ and the Union2 Compilation. ApJ, 716:712–738, juin 2010. *2 citations en pages 82 et 85*

L. Anderson *et al.* : The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : baryon acoustic oscillations in the Data Release 9 spectroscopic galaxy sample. MNRAS, 427:3435–3467, décembre 2012a. *2 citations en pages 41 et 103*

L. Anderson *et al.* : The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : baryon acoustic oscillations in the Data Release 9 spectroscopic galaxy sample. MNRAS, 427:3435–3467, décembre 2012b. *1 citation en page 131*

P. André *et al.* : PRISM (Polarized Radiation Imaging and Spectroscopy Mission) : an extended white paper. J. Cosmology Astropart. Phys., 2:6, février 2014. *2 citations en pages 170 et 205*

M. Arnaud *et al.* : 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, juillet 2010. *10 citations en pages 65, 66, 67, 68, 76, 83, 123, 136, 138 et 168*

ATLAS Collaboration : Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716:1–29, septembre 2012. *1 citation en page 24*

J. G. Bartlett : The standard cosmological model and CMB anisotropies. New A Rev., 43:83–109, juillet 1999. *1 citation en page 51*

S. Basak, S. Prunet et K. Benabed : Simulating weak lensing of CMB maps. A&A, 508:53–62, décembre 2009. *2 citations en pages 162 et 171*

C. A. Beichman *et al.*, éditeurs. *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1 : Explanatory supplement*, volume 1, 1988. *1 citation en page 166*

C. L. Bennett *et al.* : First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Foreground Emission. ApJS, 148:97–117, septembre 2003. *3 citations en pages 163, 165 et 166*

C. L. Bennett *et al.* : Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Final Maps and Results. ApJS, 208:20, octobre 2013. *4 citations en pages 10, 33, 35 et 103*

A. Benoit *et al.* : Archeops : a high resolution, large sky coverage balloon experiment for mapping cosmic microwave background anisotropies. *Astroparticle Physics*, 17:101–124, mai 2002. *1 citation en page 37*

B. A. Benson *et al.* : Cosmological Constraints from Sunyaev-Zel'dovich-selected Clusters with X-Ray Observations in the First 178 deg^2 of the South Pole Telescope Survey. ApJ, 763:147, février 2013. *1 citation en page 81*

E. Bertin et S. Arnouts : SExtractor : Software for source extraction. A&AS, 117:393–404, juin 1996. *1 citation en page 78*

H. A. Bethe : Energy Production in Stars. *Physical Review*, 55:434–456, mars 1939. *2 citations en pages 28 et 32*

F. Beutler *et al.* : The 6dF Galaxy Survey : baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant. MNRAS, 416:3017–3032, octobre 2011. *1 citation en page 131*

BICEP2 Collaboration : BICEP2 I : Detection Of B-mode Polarization at Degree Angular Scales. *ArXiv e-prints*, mars 2014. *2 citations en pages 49 et 201*

M. Birkinshaw : The Sunyaev-Zel'dovich effect. Phys. Rep., 310:97–195, mars 1999. *4 citations en pages 57, 60, 221 et 223*

C. Blake *et al.* : The WiggleZ Dark Energy Survey. *Astronomy and Geophysics*, 49(5):19–5, octobre 2008. *1 citation en page 41*

C. Blake *et al.* : The WiggleZ Dark Energy Survey : joint measurements of the expansion and growth history at z $<$ 1. MNRAS, 425:405–414, septembre 2012. *1 citation en page 131*

J. Bock *et al.* : Study of the Experimental Probe of Inflationary Cosmology (EPIC)-Intemediate Mission for NASA's Einstein Inflation Probe. *ArXiv e-prints*, juin 2009. *1 citation en page 209*

A. Bonaldi, R. A. Battye et M. L. Brown : Cosmological Constraints from Sunyaev-Zeldovich Cluster Counts : An Approach to Account for Missing Redshifts. ApJ, 786:88, mai 2014. *2 citations en pages 115 et 147*

J. R. Bond, S. Cole, G. Efstathiou et N. Kaiser : Excursion set mass functions for hierarchical Gaussian fluctuations. ApJ, 379:440–460, octobre 1991. *1 citation en page 53*

J. R. Bond et G. Efstathiou : The statistics of cosmic background radiation fluctuations. MNRAS, 226:655–687, juin 1987. *1 citation en page 44*

F. R. Bouchet et R. Gispert : Foregrounds and CMB experiments. I. Semi-analytical estimates of contamination. New A, 4:443–479, septembre 1999. *1 citation en page 159*

E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler et F. Hoyle : Synthesis of the Elements in Stars. *Reviews of Modern Physics*, 29:547–650, 1957. *2 citations en pages 28 et 32*

N. G. Busca *et al.* : Baryon acoustic oscillations in the Lyα forest of BOSS quasars. A&A, 552:A96, avril 2013. *1 citation en page 41*

J.-F. Cardoso, M. Martin, J. Delabrouille, M. Betoule et G. Patanchon : Component separation with flexible models. Application to the separation of astrophysical emissions. *ArXiv e-prints*, mars 2008. *3 citations en pages 98, 184 et 187*

J. E. Carlstrom *et al.* : The 10 Meter South Pole Telescope. PASP, 123:568–581, mai 2011. *1 citation en page 81*

P. Carvalho, G. Rocha et M. P. Hobson : A fast Bayesian approach to discrete object detection in astronomical data sets - PowellSnakes I. MNRAS, 393:681–702, mars 2009. *1 citation en page 124*

W. Cash : Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. ApJ, 228:939–947, mars 1979. *3 citations en pages 81, 110 et 129*

G. Castex : *Simulation et modélisation du ciel dans le domaine millimétrique*. Thèse, Université Paris-Diderot - Paris VII, janvier 2013. *2 citations en pages 167 et 173*

D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones et D. Zaritsky : A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. ApJ, 648:L109–L113, septembre 2006. *1 citation en page 39*

CMS Collaboration : Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716:30–61, septembre 2012. *1 citation en page 24*

A. Coc, J.-P. Uzan et E. Vangioni : Standard Big-Bang Nucleosynthesis after Planck. *ArXiv e-prints*, juillet 2013. *2 citations en pages 33 et 34*

A. Conley *et al.* : Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey. ApJS, 192:1, janvier 2011. *1 citation en page 103*

A. Cooray et R. Sheth : Halo models of large scale structure. Phys. Rep., 372:1–129, décembre 2002. *1 citation en page 75*

COrE Collaboration : COrE (Cosmic Origins Explorer) A White Paper. *ArXiv e-prints*, février 2011. *2 citations en pages 170 et 202*

T. M. Dame, D. Hartmann et P. Thaddeus : The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey. ApJ, 547:792–813, février 2001. *1 citation en page 164*

Dark Energy Survey Collaboration : The Dark Energy Survey. *ArXiv Astrophysics e-prints*, octobre 2005. *1 citation en page 210*

W. de Sitter : Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences. Third paper. MNRAS, 78:3–28, novembre 1917. *2 citations en pages 26 et 29*

J. Delabrouille *et al.* : The pre-launch Planck Sky Model : a model of sky emission at submillimetre to centimetre wavelengths. A&A, 553:A96, mai 2013. *6 citations en pages 76, 127, 159, 162, 165 et 173*

J. Delabrouille et J.-F. Cardoso : Diffuse Source Separation in CMB Observations. *In* V. J. Martínez, E. Saar, E. Martínez-González et M.-J. Pons-Bordería, éditeurs : *Data Analysis in Cosmology*, volume 665 de *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, pages 159–205, 2009. *2 citations en pages 159 et 184*

J. Delabrouille, J.-F. Cardoso, M. Le Jeune, M. Betoule, G. Fay et F. Guilloux : A full sky, low foreground, high resolution CMB map from WMAP. A&A, 493:835–857, janvier 2009. *3 citations en pages 100, 162 et 183*

J. Delabrouille, J.-F. Cardoso et G. Patanchon : Multidetector multicomponent spectral matching and applications for cosmic microwave background data analysis. MNRAS, 346:1089–1102, décembre 2003. *2 citations en pages 98 et 184*

J. Delabrouille, J.-B. Melin et J. G. Bartlett : Simulations of Sunyaev-Zel'dovich Maps and Their Applications. *In* L.-W. Chen, C.-P. Ma, K.-W. Ng et U.-L. Pen, éditeurs : *AMiBA 2001 : High-Z Clusters, Missing Baryons, and CMB Polarization*, volume 257 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 81, 2002. *1 citation en page 168*

DESI collaboration : The DESI Experiment, a whitepaper for Snowmass 2013. *ArXiv e-prints*, août 2013. *1 citation en page 210*

R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll et D. T. Wilkinson : Cosmic Black-Body Radiation. ApJ, 142:414–419, juillet 1965. *1 citation en page 34*

C. Dickinson, R. D. Davies et R. J. Davis : Towards a free-free template for CMB foregrounds. MNRAS, 341:369–384, mai 2003. *1 citation en page 163*

K. Dolag, F. K. Hansen, M. Roncarelli et L. Moscardini : The imprints of local superclusters on the Sunyaev-Zel'dovich signals and their detectability with Planck. MNRAS, 363:29–39, octobre 2005. *1 citation en page 169*

B. T. Draine et A. Lazarian : Electric Dipole Radiation from Spinning Dust Grains. ApJ, 508:157–179, novembre 1998. *1 citation en page 158*

A. Einstein : Erklarung der Perihelionbewegung der Merkur aus der allgemeinen Relativitatstheorie. *Sitzungsber. preuss.Akad. Wiss., vol. 47, No.2, pp. 831-839, 1915*, 47:831–839, 1915a. *1 citation en page 9*

A. Einstein : Zur allgemeinen Relativitätstheorie. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), Seite 778-786.*, pages 778–786, 1915b. *1 citation en page 9*

A. Einstein : Besprechung von "A. Einstein : Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie". *Naturwissenschaften*, 4:481, août 1916a. *1 citation en page 9*

A. Einstein : Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), Seite 688-696.*, pages 688–696, 1916b. *1 citation en page 9*

A. Einstein : Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), Seite 142-152.*, pages 142–152, 1917. *1 citation en page 23*

D. J. Eisenstein *et al.* : SDSS-III : Massive Spectroscopic Surveys of the Distant Universe, the Milky Way, and Extra-Solar Planetary Systems. AJ, 142:72, septembre 2011. *2 citations en pages 10 et 41*

D. J. Eisenstein et W. Hu : Power Spectra for Cold Dark Matter and Its Variants. ApJ, 511:5–15, janvier 1999. *3 citations en pages 172, 173 et 175*

F. Elsner et B. D. Wandelt : Improved Simulation of Non-Gaussian Temperature and Polarization Cosmic Microwave Background Maps. ApJS, 184:264–270, octobre 2009. *2 citations en pages 162 et 171*

H. K. Eriksen *et al.* : Cosmic Microwave Background Component Separation by Parameter Estimation. ApJ, 641:665–682, avril 2006. *3 citations en pages 100, 184 et 231*

H. K. Eriksen *et al.* : Joint Bayesian Component Separation and CMB Power Spectrum Estimation. ApJ, 676:10–32, mars 2008. *2 citations en pages 100 et 231*

A. E. Evrard, C. A. Metzler et J. F. Navarro : Mass Estimates of X-Ray Clusters. ApJ, 469:494, octobre 1996. *1 citation en page 64*

R. Fernández-Cobos, P. Vielva, R. B. Barreiro et E. Martínez-González : Multiresolution internal template cleaning : an application to the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 7-yr polarization data. MNRAS, 420:2162–2169, mars 2012. *2 citations en pages 100 et 229*

D. P. Finkbeiner, M. Davis et D. J. Schlegel : Extrapolation of Galactic Dust Emission at 100 Microns to Cosmic Microwave Background Radiation Frequencies Using FIRAS. ApJ, 524:867–886, octobre 1999. *1 citation en page 164*

W. L. Freedman *et al.* : Carnegie Hubble Program : A Mid-infrared Calibration of the Hubble Constant. ApJ, 758:24, octobre 2012. *1 citation en page 103*

A. Friedmann : Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes. *Zeitschrift fur Physik*, 21:326–332, décembre 1924. *1 citation en page 12*

G. Giardino, A. J. Banday, K. M. Górski, K. Bennett, J. L. Jonas et J. Tauber : Towards a model of full-sky Galactic synchrotron intensity and linear polarisation : A re-analysis of the Parkes data. A&A, 387:82–97, mai 2002. *1 citation en page 163*

B. Gold *et al.* : Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Galactic Foreground Emission. ApJS, 192:15, février 2011. *2 citations en pages 158 et 166*

J. González-Nuevo, L. Toffolatti et F. Argüeso : Predictions of the Angular Power Spectrum of Clustered Extragalactic Point Sources at Cosmic Microwave Background Frequencies from Flat and All-Sky Two-dimensional Simulations. ApJ, 621:1–14, mars 2005. *1 citation en page 167*

K. M. Górski *et al.* : HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. ApJ, 622:759–771, avril 2005. *2 citations en pages 161 et 188*

J. E. Gunn et J. R. Gott, III : On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution. ApJ, 176:1, août 1972. *1 citation en page 62*

A. H. Guth : Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. Phys. Rev. D, 23:347–356, janvier 1981. *1 citation en page 30*

E. R. Harrison : Fluctuations at the Threshold of Classical Cosmology. Phys. Rev. D, 1:2726–2730, mai 1970. *1 citation en page 35*

I. Harrison et P. Coles : Testing cosmology with extreme galaxy clusters. MNRAS, 421:L19–L23, mars 2012. *2 citations en pages 59 et 115*

C. G. T. Haslam *et al.* : A 408 MHz all-sky continuum survey. I - Observations at southern declinations and for the North Polar region. A&A, 100:209–219, juillet 1981. *1 citation en page 163*

C. G. T. Haslam *et al.* : A 408 MHz all-sky continuum survey. II - The atlas of contour maps. A&AS, 47:1, janvier 1982. *1 citation en page 163*

M. Hasselfield *et al.* : The Atacama Cosmology Telescope : Sunyaev-Zel'dovich selected galaxy clusters at 148 GHz from three seasons of data. J. Cosmology Astropart. Phys., 7:8, juillet 2013. *4 citations en pages 83, 84, 89 et 140*

D. Herranz *et al.* : Filtering techniques for the detection of Sunyaev-Zel'dovich clusters in multifrequency maps. MNRAS, 336:1057–1068, novembre 2002. *1 citation en page 78*

J. C. Hill et D. N. Spergel : Detection of Thermal SZ – CMB Lensing Cross-Correlation in Planck Nominal Mission Data. *ArXiv e-prints*, décembre 2013. *1 citation en page 181*

G. Hinshaw *et al.* : Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results. ApJS, 180:225–245, février 2009. *1 citation en page 44*

G. Hinshaw *et al.* : Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Parameter Results. ApJS, 208:19, octobre 2013. *1 citation en page 131*

Z. Hou *et al.* : Constraints on Cosmology from the Cosmic Microwave Background Power Spectrum of the 2500 deg^2 SPT-SZ Survey. ApJ, 782:74, février 2014. *2 citations en pages 104 et 141*

W. Hu : CMB temperature and polarization anisotropy fundamentals. *Annals of Physics*, 303:203–225, janvier 2003. *1 citation en page 49*

W. Hu et S. Dodelson : Cosmic Microwave Background Anisotropies. ARA&A, 40:171–216, 2002. *1 citation en page 44*

E. Hubble : A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15:168–173, mars 1929. *2 citations en pages 9 et 19*

G. Hurier, J. F. Macías-Pérez et S. Hildebrandt : MILCA, a modified internal linear combination algorithm to extract astrophysical emissions from multi-frequency sky maps. A&A, 558:A118, octobre 2013. *1 citation en page 183*

H. Israel *et al.* : The 400d Galaxy Cluster Survey weak lensing programme. III. Evidence for consistent WL and X-ray masses at z=0.5. A&A, 564:A129, avril 2014. *1 citation en page 139*

N. Jarosik *et al.* : Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results. ApJS, 192:14, février 2011. *2 citations en pages 127 et 161*

A. Jenkins, C. S. Frenk, S. D. M. White *et al.* : The mass function of dark matter haloes. MNRAS, 321:372–384, février 2001. *1 citation en page 53*

W. C. Jones *et al.* : A Measurement of the Angular Power Spectrum of the CMB Temperature Anisotropy from the 2003 Flight of BOOMERANG. ApJ, 647:823–832, août 2006. *1 citation en page 37*

S. T. Kay *et al.* : Sunyaev-Zel'dovich clusters in Millennium gas simulations. MNRAS, 422:1999–2023, mai 2012. *1 citation en page 71*

B. P. Koester *et al.* : A MaxBCG Catalog of 13,823 Galaxy Clusters from the Sloan Digital Sky Survey. ApJ, 660:239–255, mai 2007. *1 citation en page 168*

A. Kogut *et al.* : Microwave Emission at High Galactic Latitudes in the Four-Year DMR Sky Maps. ApJ, 464:L5, juin 1996. *1 citation en page 158*

A. Kogut *et al.* : The Primordial Inflation Explorer (PIXIE) : a nulling polarimeter for cosmic microwave background observations. J. Cosmology Astropart. Phys., 7:25, juillet 2011. *1 citation en page 209*

E. Komatsu et U. Seljak : The Sunyaev-Zel'dovich angular power spectrum as a probe of cosmological parameters. MNRAS, 336:1256–1270, novembre 2002. *2 citations en pages 76 et 181*

A. Kosowsky : The Atacama Cosmology Telescope. New A Rev., 47:939–943, décembre 2003. *1 citation en page 83*

L. M. Krauss et J. B. Dent : Higgs Seesaw Mechanism as a Source for Dark Energy. *Physical Review Letters*, 111(6):061802, août 2013. *1 citation en page 24*

S. Kurtz, E. Churchwell et D. O. S. Wood : Ultracompact H II regions. 2 : New high-resolution radio images. ApJS, 91:659–712, avril 1994. *1 citation en page 167*

J.-M. Lamarre, J.-L. Puget *et al.* : Planck pre-launch status : The HFI instrument, from specification to actual performance. A&A, 520:A9, septembre 2010. *1 citation en page 94*

A. Lapi *et al.* : Quasar Luminosity Functions from Joint Evolution of Black Holes and Host Galaxies. ApJ, 650:42–56, octobre 2006. *1 citation en page 167*

E. M. Leitch *et al.* : An Anomalous Component of Galactic Emission. ApJ, 486:L23–L26, septembre 1997. *1 citation en page 158*

G. Lemaître : Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47:49–59, 1927. *2 citations en pages 12 et 19*

J. Lesgourgues : The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) I : Overview. *ArXiv e-prints*, avril 2011. *4 citations en pages 138, 161, 173 et 175*

J. Lesgourgues : TASI Lectures on Cosmological Perturbations. *ArXiv e-prints*, février 2013. *1 citation en page 44*

A. Lewis et S. Bridle : Cosmological parameters from CMB and other data : A Monte Carlo approach. Phys. Rev. D, 66(10):103511, novembre 2002. *3 citations en pages 81, 114 et 129*

A. Lewis, A. Challinor et A. Lasenby : Efficient Computation of Cosmic Microwave Background Anisotropies in Closed Friedmann-Robertson-Walker Models. ApJ, 538:473–476, août 2000. *3 citations en pages 138, 161 et 173*

A. P. Lightman et G. B. Rybicki : Inverse Compton reflection - The steady-state theory. ApJ, 236:928–944, mars 1980. *1 citation en page 221*

D. N. Limber : The Analysis of Counts of the Extragalactic Nebulae in Terms of a Fluctuating Density Field. ApJ, 117:134, janvier 1953. *1 citation en page 75*

A. D. Linde : A new inflationary universe scenario : A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems. *Physics Letters B*, 108:389–393, février 1982. *1 citation en page 30*

A. Loeb et M. Zaldarriaga : Measuring the Small-Scale Power Spectrum of Cosmic Density Fluctuations through 21cm Tomography Prior to the Epoch of Structure Formation. *Physical Review Letters*, 92(21):211301, mai 2004. *1 citation en page 41*

LSST Science Collaboration : LSST Science Book, Version 2.0. *ArXiv e-prints*, décembre 2009. *1 citation en page 210*

D.J.C. MacKay : *Information Theory, Inference, and Learning Algorithms*. Cambridge University Press, 2002. *1 citation en page 114*

P. Madau, A. Meiksin et M. J. Rees : 21 Centimeter Tomography of the Intergalactic Medium at High Redshift. ApJ, 475:429–444, février 1997. *1 citation en page 41*

M. Markevitch : Chandra Observation of the Most Interesting Cluster in the Universe. *In* A. Wilson, éditeur : *The X-ray Universe 2005*, volume 604 de *ESA Special Publication*, page 723, janvier 2006. *1 citation en page 39*

J. C. Mather *et al.* : A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite. ApJ, 354:L37–L40, mai 1990. *1 citation en page 35*

T. Matsumura *et al.* : Mission design of LiteBIRD. *ArXiv e-prints*, novembre 2013. *1 citation en page 209*

J.-B. Melin et J. G. Bartlett : Measuring cluster masses with CMB lensing : a statistical approach. *ArXiv e-prints*, août 2014. *1 citation en page 146*

J.-B. Melin, J. G. Bartlett et J. Delabrouille : The selection function of SZ cluster surveys. A&A, 429:417–426, janvier 2005. *1 citation en page 169*

J.-B. Melin, J. G. Bartlett et J. Delabrouille : Catalog extraction in SZ cluster surveys : a matched filter approach. A&A, 459:341–352, novembre 2006. *2 citations en pages 78 et 80*

M.-A. Miville-Deschênes, N. Ysard, A. Lavabre, N. Ponthieu, J. F. Macías-Pérez, J. Aumont et J. P. Bernard : Separation of anomalous and synchrotron emissions using WMAP polarization data. A&A, 490:1093–1102, novembre 2008. *3 citations en pages 163, 164 et 176*

M. Moshir, G. Kopman et T. A. O. Conrow : *IRAS Faint Source Survey, Explanatory supplement version 2*. 1992. *1 citation en page 166*

V. F. Mukhanov et G. V. Chibisov : Quantum fluctuations and a nonsingular universe. *ZhETF Pisma Redaktsiiu*, 33:549–553, mai 1981. *1 citation en page 30*

D. Nagai, A. V. Kravtsov et A. Vikhlinin : Effects of Galaxy Formation on Thermodynamics of the Intracluster Medium. ApJ, 668:1–14, octobre 2007. *4 citations en pages 64, 65, 71 et 168*

D. I. Nagirner et J. Poutanen : Compton scattering of polarized light : scattering matrix for isotropic electron gas. A&A, 275:325, août 1993. *1 citation en page 61*

K. Nakamura *et al.* : *Review of Particle Physics*. Particle Data Group J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 37 075021, 2010. *1 citation en page 141*

J. F. Navarro, C. S. Frenk et S. D. M. White : The Structure of Cold Dark Matter Halos. ApJ, 462:563, mai 1996. *2 citations en pages 65 et 168*

M. Negrello *et al.* : Confusion noise at far-infrared to millimetre wavelengths. MNRAS, 352:493–500, août 2004. *1 citation en page 167*

S. Nozawa, N. Itoh, Y. Kawana et Y. Kohyama : Relativistic Corrections to the Sunyaev-Zeldovich Effect for Clusters of Galaxies. IV. Analytic Fitting Formula for the Numerical Results. ApJ, 536:31–35, juin 2000. *2 citations en pages 57 et 59*

N. Padmanabhan *et al.* : A 2 per cent distance to z = 0.35 by reconstructing baryon acoustic oscillations - I. Methods and application to the Sloan Digital Sky Survey. MNRAS, 427:2132–2145, décembre 2012. *1 citation en page 131*

L. Page *et al.* : First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Interpretation of the TT and TE Angular Power Spectrum Peaks. ApJS, 148:233–241, septembre 2003. *1 citation en page 37*

G. Patanchon, J.-F. Cardoso, J. Delabrouille et P. Vielva : Cosmic microwave background and foregrounds in Wilkinson Microwave Anisotropy Probe first-year data. MNRAS, 364:1185–1194, décembre 2005. *1 citation en page 185*

P. J. E. Peebles et J. T. Yu : Primeval Adiabatic Perturbation in an Expanding Universe. ApJ, 162:815, décembre 1970. *3 citations en pages 35, 46 et 50*

A. A. Penzias et R. W. Wilson : A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. ApJ, 142:419–421, juillet 1965. *1 citation en page 34*

W. J. Percival *et al.* : Baryon acoustic oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 galaxy sample. MNRAS, 401:2148–2168, février 2010. *2 citations en pages 82 et 85*

S. Perlmutter et Supernova Cosmology Project : Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. ApJ, 517:565–586, juin 1999. *1 citation en page 39*

R. Piffaretti, M. Arnaud, G. W. Pratt, E. Pointecouteau et J.-B. Melin : The MCXC : a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies. A&A, 534: A109, octobre 2011. *1 citation en page 168*

R. Piffaretti et R. Valdarnini : Total mass biases in X-ray galaxy clusters. A&A, 491:71–87, novembre 2008. *2 citations en pages 71 et 142*

Planck Collaboration : The Scientific Programme of Planck. *ArXiv Astrophysics e-prints*, avril 2006. *1 citation en page 170*

Planck Collaboration : *The Explanatory Supplement to the Planck 2013 results*. ESA, 2013a. *1 citation en page 99*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. *ArXiv e-prints*, mars 2013b. *8 citations en pages 10, 35, 37, 94, 96, 100, 101 et 159*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. II. Low Frequency Instrument data processing. *ArXiv e-prints*, mars 2013c. *1 citation en page 94*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. VI. High Frequency Instrument data processing. *ArXiv e-prints*, mars 2013d. *1 citation en page 95*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. VII. HFI time response and beams. *ArXiv e-prints*, mars 2013e. *1 citation en page 198*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XI. All-sky model of thermal dust emission. *ArXiv e-prints*, décembre 2013f. *1 citation en page 158*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XII. Component separation. *ArXiv e-prints*, mars 2013g. *2 citations en pages 182 et 229*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XIII. Galactic CO emission. *ArXiv e-prints*, mars 2013h. *1 citation en page 158*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XIV. Zodiacal emission. *ArXiv e-prints*, mars 2013i. *1 citation en page 158*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood. *ArXiv e-prints*, mars 2013j. *1 citation en page 101*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*, mars 2013k. *8 citations en pages 33, 40, 49, 101, 104, 106, 131 et 140*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XVII. Gravitational lensing by large-scale structure. *ArXiv e-prints*, mars 2013l. *2 citations en pages 104 et 105*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XX. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts. *ArXiv e-prints*, mars 2013m. *10 citations en pages 70, 71, 109, 130, 131, 136, 144, 148, 151 et 152*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XXI. Cosmology with the all-sky Planck Compton parameter y-map. *ArXiv e-prints*, mars 2013n. *4 citations en pages 126, 183, 198 et 199*

Planck Collaboration : Planck 2013 Results. XXIV. Constraints on primordial non-Gaussianity. *ArXiv e-prints*, mars 2013o. *1 citation en page 106*

Planck Collaboration : Planck 2013 results. XXIX. Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources. *ArXiv e-prints*, mars 2013p. *2 citations en pages 114 et 147*

Planck Collaboration : Planck intermediate results. V. Pressure profiles of galaxy clusters from the Sunyaev-Zeldovich effect. A&A, 550:A131, février 2013q. *4 citations en pages 66, 67, 68 et 138*

POLARBEAR Collaboration : A Measurement of the Cosmic Microwave Background B-Mode Polarization Power Spectrum at Sub-Degree Scales with POLARBEAR. *ArXiv e-prints*, mars 2014. *1 citation en page 49*

M. Postman *et al.* : The Cluster Lensing and Supernova Survey with Hubble : An Overview. ApJS, 199:25, avril 2012. *5 citations en pages 139, 146, 152, 153 et 154*

W. H. Press et P. Schechter : Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. ApJ, 187:425–438, février 1974. *2 citations en pages 53 et 65*

PRISM Collaboration : PRISM (Polarized Radiation Imaging and Spectroscopy Mission) : A White Paper on the Ultimate Polarimetric Spectro-Imaging of the Microwave and Far-Infrared Sky. *ArXiv e-prints*, juin 2013. *2 citations en pages 170 et 205*

J.-L. Puget *et al.* : Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE. A&A, 308:L5, avril 1996. *1 citation en page 159*

B. Rabii *et al.* : MAXIMA : A balloon-borne cosmic microwave background anisotropy experiment. *Review of Scientific Instruments*, 77(7):071101, juillet 2006. *1 citation en page 37*

B. Racine : *Etudes des non-Gaussianités avec les données du satellite PLANCK*. Thèse, Université Paris-Diderot - Paris VII, septembre 2014. *2 citations en pages 160 et 170*

B. Rasheed, N. Bahcall et P. Bode : Where are the missing baryons in clusters ? *ArXiv e-prints*, juillet 2010. *1 citation en page 140*

E. Rasia *et al.* : Lensing and x-ray mass estimates of clusters (simulations). *New Journal of Physics*, 14(5):055018, mai 2012. *1 citation en page 71*

C. L. Reichardt *et al.* : High-Resolution CMB Power Spectrum from the Complete ACBAR Data Set. ApJ, 694:1200–1219, avril 2009. *1 citation en page 37*

C. L. Reichardt *et al.* : A Measurement of Secondary Cosmic Microwave Background Anisotropies with Two Years of South Pole Telescope Observations. ApJ, 755:70, août 2012. *1 citation en page 127*

C. L. Reichardt *et al.* : Galaxy Clusters Discovered via the Sunyaev-Zel'dovich Effect in the First 720 Square Degrees of the South Pole Telescope Survey. ApJ, 763:127, février 2013. *3 citations en pages 81, 82 et 89*

M. Remazeilles, J. Delabrouille et J.-F. Cardoso : CMB and SZ effect separation with constrained Internal Linear Combinations. MNRAS, 410:2481–2487, février 2011. *1 citation en page 183*

A. G. Riess *et al.* : Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. AJ, 116:1009–1038, septembre 1998. *1 citation en page 39*

A. G. Riess *et al.* : A 3% Solution : Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3. ApJ, 730:119, avril 2011. *4 citations en pages 82, 85, 103 et 110*

H. P. Robertson : Kinematics and World-Structure. ApJ, 82:284, novembre 1935. *1 citation en page 12*

E. Rozo *et al.* : Cosmological Constraints from the Sloan Digital Sky Survey maxBCG Cluster Catalog. ApJ, 708:645–660, janvier 2010. *3 citations en pages 86, 87 et 89*

G. B. Rybicki et A. P. Lightman : Book-Review - Radiative Processes in Astrophysics. S&T, 59:509, 1980. *1 citation en page 221*

E. S. Rykoff, E. Rozo *et al.* : redMaPPer. I. Algorithm and SDSS DR8 Catalog. ApJ, 785:104, avril 2014. *1 citation en page 147*

R. K. Sachs et A. M. Wolfe : Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background. ApJ, 147:73, janvier 1967. *2 citations en pages 44 et 47*

B. M. Schäfer *et al.* : Detecting Sunyaev-Zel'dovich clusters with Planck - I. Construction of all-sky thermal and kinetic SZ maps. MNRAS, 370:1309–1323, août 2006. *1 citation en page 169*

D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner et M. Davis : Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. ApJ, 500:525–553, juin 1998. *3 citations en pages 164, 176 et 188*

R. K. Sheth et G. Tormen : Large-scale bias and the peak background split. MNRAS, 308:119–126, septembre 1999. *1 citation en page 53*

G. F. Smoot *et al.* : First results of the COBE satellite measurement of the anisotropy of the cosmic microwave background radiation. *Advances in Space Research*, 11:193–205, 1991. *2 citations en pages 10 et 35*

A. A. Starobinsky : A new type of isotropic cosmological models without singularity. *Physics Letters B*, 91:99–102, mars 1980. *1 citation en page 30*

G. Steigman : Neutrinos and BBN (and the CMB). *ArXiv e-prints*, juillet 2008. *1 citation en page 131*

R. Stompor, S. Leach, F. Stivoli et C. Baccigalupi : Maximum likelihood algorithm for parametric component separation in cosmic microwave background experiments. MNRAS, 392:216–232, janvier 2009. *2 citations en pages 184 et 231*

R. A. Sunyaev : Fluctuations of the microwave background radiation. *In* M. S. Longair et J. Einasto, éditeurs : *Large Scale Structures in the Universe*, volume 79 de *IAU Symposium*, pages 393–402, 1978. *1 citation en page 35*

R. A. Sunyaev et Y. B. Zeldovich : Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation. Ap&SS, 7:3–19, avril 1970a. *1 citation en page 46*

R. A. Sunyaev et Y. B. Zeldovich : The interaction of matter and radiation in the hot model of the Universe, II. Ap&SS, 7:20–30, avril 1970b. *1 citation en page 56*

R. A. Sunyaev et Y. B. Zeldovich : The Spectrum of Primordial Radiation, its Distortions and their Significance. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 2:66, mars 1970c. *1 citation en page 56*

R. A. Sunyaev et 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, novembre 1972. *1 citation en page 56*

R. A. Sunyaev et Y. B. Zeldovich : The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background - The possibility of its measurement. MNRAS, 190:413–420, février 1980. *2 citations en pages 59 et 61*

N. Suzuki *et al.* : The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above z>1 and Building an Early-type-hosted Supernova Sample. ApJ, 746:85, février 2012. *1 citation en page 103*

B. Swinyard *et al.* : The space infrared telescope for cosmology and astrophysics : SPICA A joint mission between JAXA and ESA. *Experimental Astronomy*, 23: 193–219, mars 2009. *1 citation en page 209*

J. A. Tauber, N. Mandolesi, J.-L. Puget *et al.* : Planck pre-launch status : The Planck mission. A&A, 520:A1, septembre 2010. *1 citation en page 94*

J. Tinker, A. V. Kravtsov *et al.* : Toward a Halo Mass Function for Precision Cosmology : The Limits of Universality. ApJ, 688:709–728, décembre 2008. *13 citations en pages 53, 72, 76, 81, 85, 123, 124, 135, 168, 172, 174, 176 et 213*

M. Tristram *et al.* : The CMB temperature power spectrum from an improved analysis of the Archeops data. A&A, 436:785–797, juin 2005. *1 citation en page 185*

A. Vikhlinin *et al.* : Chandra Cluster Cosmology Project III : Cosmological Parameter Constraints. ApJ, 692:1060–1074, février 2009. *2 citations en pages 85 et 89*

A. von der Linden *et al.* : Robust Weak-lensing Mass Calibration of Planck Galaxy Clusters. *ArXiv e-prints*, février 2014. *2 citations en pages 139 et 146*

W. A. Watson *et al.* : The halo mass function through the cosmic ages. MNRAS, 433:1230–1245, août 2013. *3 citations en pages 123, 135 et 172*

S. D. M. White, J. F. Navarro, A. E. Evrard et C. S. Frenk : The baryon content of galaxy clusters : a challenge to cosmological orthodoxy. Nature, 366: 429–433, décembre 1993. *2 citations en pages 55 et 140*

D. O. S. Wood et E. Churchwell : The morphologies and physical properties of ultracompact H II regions. ApJS, 69:831–895, avril 1989. *1 citation en page 167*

E. L. Wright *et al.* : Interpretation of the cosmic microwave background radiation anisotropy detected by the COBE Differential Microwave Radiometer. ApJ, 396: L13–L18, septembre 1992. *2 citations en pages 35 et 44*

M. Zaldarriaga : The Polarization of the Cosmic Microwave Background. *Measuring and Modeling the Universe*, page 309, 2004. *1 citation en page 49*

Y. B. Zeldovich : A hypothesis, unifying the structure and the entropy of the Universe. MNRAS, 160:1P, 1972. *1 citation en page 35*

F. Zwicky : Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, 1933. *1 citation en page 37*

Amas de galaxies détectés par Planck avec l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique : contraintes cosmologiques et spectre angulaire

Résumé : L'un des enjeux de la cosmologie moderne dans le cadre du modèle standard régi par la relativité générale est de déterminer la nature de l'énergie noire et de caractériser le comportement et l'évolution de la matière ordinaire piégée dans les puits de potentiel de la matière noire. Les amas de galaxies, en tant que traceurs uniques de l'évolution des structures, sont particulièrement adaptés pour remplir ces conditions. Grâce à l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) thermique, nom donné à l'interaction Compton inverse entre les photons du fond diffus cosmologique et le gaz dense d'électrons au sein des amas de galaxies, Planck a réalisé le plus grand relevé d'amas de galaxies de ce type. Cette thèse montre l'exploitation cosmologique du catalogue d'amas détecté par Planck à travers la construction d'un modèle théorique de comptages d'amas se basant sur une fonction de masse et des lois d'échelle reliant les observables à la masse, et incluant une fonction de sélection spécifique à l'instrument. A l'aide d'une vraisemblance sur grille ou de Monte-Carlo par chaînes de Markov, les contraintes cosmologiques du catalogue d'amas de Planck sont établies. Une autre sonde utilisant l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique est tout aussi sensible aux fluctuations de densité et leur évolution dans le temps : le spectre angulaire du signal SZ. Dans cette thèse est décrite la méthode de séparation de composantes permettant l'extraction du spectre de l'effet SZ, ainsi qu'une validation de la méthode sur un jeu de simulations du Planck Sky Model. Enfin, des perspectives futures concernant les amas de galaxies dans le cadre des prochaines générations de missions spatiales sont explorées.

Mots-clés : Cosmologie - Amas de galaxies - Effet SZ - Comptages - Spectre angulaire - Simulations - Séparation de composantes

---

Galaxy clusters detected by Planck with the thermal Sunyaev-Zel'dovich effect : cosmological constraints and angular power spectrum

Abstract : Within the framework defined by general relativity, modern cosmology faces several challenges among which the nature of dark energy, or the behaviour and evolution of ordinary matter trapped inside dark matter potential wells. Galaxy clusters, the largest gravitationally bound structures of the Universe, are particulary well suited to tackle those key questions. The thermal Sunyaev-Zel'dovich (SZ) effect is the inverse Compton interaction of cosmic microwave background photons off electrons in the dense gas within galaxy clusters. With this effect, Planck detected the largest SZ-selected sample currently existing. This work present the cosmological exploitation of Planck cluster catalog, with the construction of a model for cluster counts. The model includes the choice of a mass function and builds scaling laws relating cluster observables to mass. Then, a specific Planck selection function is computed. Using a gridded likelihood or Markov chains Monte-Carlo, the Planck cosmological constraints are established and discussed. Another probe of density fluctuations and their evolution is studied in this work : the SZ angular power spectrum. The component separation method allowing for the extraction of the SZ spectrum is described, as well as its validation on a set of simulations from the Planck Sky Model. Then, forecasts on galaxy clusters constraints for the next generation space missions are presented.

Keywords : Cosmology - Galaxy clusters - SZ effect - Cluster counts - Angular power spectrum - Simulations - Component separation