



**HAL**  
open science

# Étude des non-gaussianités dans les données du satellite Planck

Benjamin Racine

► **To cite this version:**

Benjamin Racine. Étude des non-gaussianités dans les données du satellite Planck. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Diderot, 2014. Français. NNT: . tel-01420188

**HAL Id: tel-01420188**

**<https://theses.hal.science/tel-01420188>**

Submitted on 9 Jan 2017

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

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

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT

LABORATOIRE ASTROPARTICULE & COSMOLOGIE

---

Étude des non-gaussianités dans les  
données du satellite Planck

---

*Auteur :*  
Benjamin RACINE

23 septembre 2014

*Président du Jury*

Professeur Stavros KATSANEVAS

*Rapporteur*

Professeur Andrew JAFFE

*Rapporteur*

Professeur Benjamin WANDEL

*Examineur*

Professeur Jean-Loup PUGET

*Examineur*

Docteur Bartjan van TENT

*Directeur de thèse*

Docteur Guillaume PATANCHON

# Remerciements

Je voudrais d'abord remercier mon Jury de thèse, et en particulier Andrew et Ben d'avoir lu mon manuscrit entre le mois d'août et le *rush* Planckien.

Merci aussi au laboratoire APC : ses directeurs successifs (Pierre Binetruy et Stavros Katsanevas), ainsi que l'équipe administrative. Avec ses petits défauts et ses grandes qualités, ce labo permet un épanouissement scientifique autonome et varié.

Un grand merci à mon directeur de thèse, Guillaume, pour ces 3 années. Sa compréhension assez impressionnante de l'instrument, ainsi que son intuition sur de nombreuses questions concernant la statistique ou les effets systématiques, m'ont permis de m'orienter dans le monde Planckien.

Merci à Bartjan, mon co-directeur non officiel, pour tout nos échanges scientifiques, sa lecture extrêmement détaillée de mon manuscrit, ainsi que pour sa grande sympathie. Merci à toi aussi, ainsi qu'à Martin, pour le partage de l'estimateur du Bispectre binné.

Merci à Ken (bon courage pour le groupe CosmoGrav), Cyrille (toujours disponible pour aider en python), JC (pour les discussions, scientifiques et autres, et les descentes de pistes de ski), Jim, Nicolas, Jean. Merci à Eric pour la petite semaine à Princeton, et pour avoir rendu possible le MoU Bossien. Cécile, Anne et Allesandra qui ont rendu mes monitorats fluides et épanouissants. Merci aussi à Jean-Marc, Sylvain et Sybille.

Je voudrais remercier en particulier Yannick pour sa disponibilité, ses conseils généreux, et sa grande humanité.

À tous les autres amis-thésards qui ont rendu ces trois années incroyablement cools :

- *Les vieux* : Loïc, Plancké de première, qui a toujours su gâcher des après-midis entières de son esprit fin à répondre à mes questions souvent naïves. Marie-Anne, qui a supporté d'être la seule fille du bureau (désolé pour notre bêtise). À Giulio, Alexandre, George, Florian, Gaël, Seb, Josquin, Mariana etc ;
- *Mes contemporains* : Maica, la meilleure d'entre nous, qui ira sûrement loin ; merci pour le soutien. Guiguileviking, qui nous a trop vite quitté sur UT. Mes frères de thèses que j'adore : Julian, reviens vivre en France mon pote, t'es fait pour elle. Matthieu, ravi d'avoir lutté dans Planck (et parfois dans la rue) avec toi. Romain, depuis les premiers jours de L3, ça commence à faire un bail. On se retrouve à l'APC d'ici 10 ans les mecs !

– *Les suivants* : Julien T., le transfuge dans le bon sens, Alexis, grand et généreux unificateur de l'APC, Jibril, Maxime, Ileyk, Camille, les Radek Boys (Julien P et Davide). Bonne chance aux petits nouveaux (Mikhail, Léa, et tous ceux que je connais à peine...).

À tous les autres NPACiens ; Flavien (peut-être l'homme le plus classe du monde), Pierre (allez les côtes d'Armor !), Asénath, Agnès, Tico, Guillaume, etc.

Aux Planckés, Marta (qui m'a finalement fait oublier mon racisme anti-ritales : te amo !), Erminia, Castex etc.

À mes frères de vie, cette belle bande de boloss qui m'entoure depuis un moment et sans qui je ne serais pas grand chose : Tony, Riri, Nico, Quentin, Beubeu, Tristan, Pierre. À Ulysse, ami de toujours. Je vous aime !

Un énorme merci à ma famille, que j'aime infiniment. En particulier aux Giberniots (Marie, Michel, Chantal et Jean-Claude, qui ont rendu le pot de thèse mémorable) et leurs rejetons, aux Alfortvillais (Loulou, mylene, Nicolas), aux Alençonnais, aux Nantais, aux Manceaux, aux Poitevins, et tout ceux qui sont au soleil.

À Anne, qui en chie en ce moment, bon courage.

À mes parents, que j'aime plus que tout. À Pauline, qui a toujours été à mes côtés toute ma vie.

À tous ceux qui ont embelli mon enfance, à Villejuif, aux Logues, au Questel...

À tous les autres, Ali, Elisa, Roxanne, Aubert & Malik, Hélène, Nini, Marine, Margaux, Isa, Sylvie, Paul, Jacques, Mathieu, l'équipe du vis-à-vis, Isaure, les footex du dimanche, Pauline & Ale et les *girls* de Séville, Momo, tous les anciens de Monet, d'H4, de George Sand, de Duke etc.

Ça commence à faire long, mais je voudrais finir par un merci spécial à Roger, ingénieux poète des Logues, qui nous a quitté peu de temps après ma thèse.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>ii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>iv</b>
<b>List of Figures</b>	<b>xi</b>
<b>List of Tables</b>	<b>xv</b>
<b>Abbreviations</b>	<b>xvii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Cosmologie moderne</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction historique . . . . .	5
1.1.1 De la cosmogonie à la cosmologie moderne . . . . .	5
1.1.2 La cosmologie moderne . . . . .	6
1.2 Modèle de concordance . . . . .	8
1.2.1 Le principe cosmologique . . . . .	8
1.2.2 Relativité générale . . . . .	8
1.2.3 La métrique Friedmann Lemaître Robertson Walker . . . . .	9
1.2.4 La théorie du <i>Big-Bang</i> . . . . .	11
1.2.5 $\Lambda$ CDM . . . . .	13
1.3 Les limites du modèle $\Lambda$ CDM . . . . .	17
1.3.1 Le problème de l'horizon . . . . .	18
1.3.2 Le problème de la platitude . . . . .	18
1.3.3 Le problème des monopoles magnétiques . . . . .	19
1.4 Conclusion . . . . .	19
<b>2 Inflation et non-gaussianités</b>	<b>21</b>
2.1 Motivations . . . . .	21
2.1.1 Décroissance du rayon de Hubble . . . . .	21
2.1.2 Solutions aux problèmes du modèle standard . . . . .	22
2.2 L'inflation à roulement lent . . . . .	24
2.2.1 La dynamique de l'inflation . . . . .	24
2.2.2 Paramètres de roulement lent . . . . .	25

2.2.3	Génération des perturbations . . . . .	26
2.2.4	Le cas de l'inflation quadratique . . . . .	30
2.2.5	Gaussianité . . . . .	30
2.2.6	Réchauffement et adiabaticité . . . . .	32
2.3	Alternatives à l'inflation . . . . .	32
2.4	Non-gaussianité . . . . .	33
2.4.1	Bispectre et $f_{NL}$ . . . . .	33
2.4.2	Modèles à plusieurs champs et forme locale . . . . .	33
2.4.3	Modèles à terme cinétique non standard et forme équilatérale . . . . .	35
2.4.4	Conditions initiales excitées et forme aplatie . . . . .	36
2.4.5	Forme orthogonale . . . . .	36
2.4.6	Potentiel oscillant ou irrégulier . . . . .	37
2.4.7	Autres formes de non-gaussianité . . . . .	37
2.4.8	Non-gaussianité dans l'inflation standard à roulement lent . . . . .	37
2.4.9	Alternatives à l'inflation et non-gaussianité . . . . .	38
2.5	Contraintes actuelles et futures. . . . .	38
2.5.1	Planck 2013 . . . . .	38
2.5.2	Apport de la polarisation du CMB . . . . .	40
2.5.3	Futures expériences CMB . . . . .	41
2.5.4	Contraintes par les relevés de structures à grande échelle . . . . .	42
2.6	Conclusion . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Le fond diffus cosmologique</b> . . . . .	<b>45</b>
3.1	La physique du fond diffus cosmologique . . . . .	45
3.1.1	Résumé de l'histoire thermique de l'univers . . . . .	45
3.1.2	Recombinaison . . . . .	47
3.1.3	Corps noir . . . . .	48
3.2	Les anisotropies primordiales du fond diffus cosmologique . . . . .	49
3.2.1	Le spectre de puissance du CMB . . . . .	49
3.2.2	Les anisotropies primaires . . . . .	50
3.2.3	Polarisation du CMB . . . . .	54
3.3	Les anisotropies secondaires . . . . .	56
3.3.1	Reionisation . . . . .	57
3.3.2	Effet Sachs Wolfe intégré . . . . .	57
3.3.3	Lentillage faible . . . . .	58
3.3.4	Effet Sunyaev Zel'dovitch . . . . .	58
3.4	Les avant-plans . . . . .	60
3.4.1	Le fond infrarouge lointain . . . . .	60
3.4.2	Les sources radio . . . . .	61
3.4.3	Les avant-plans galactiques . . . . .	61
3.5	Bispectre du CMB . . . . .	61
3.5.1	Bispectre d'un champ de température . . . . .	62
3.5.2	Variance du bispectre . . . . .	64
3.5.3	Prédictions théoriques du bispectre . . . . .	64
3.6	$f_{NL}$ du CMB . . . . .	65
3.7	Non-gaussianité non primordiale . . . . .	65
3.7.1	Bispectre "intrinsèque" du CMB . . . . .	66

3.7.2	Couplage entre lentillage faible et effet Sachs Wolfe intégré . . . . .	66
3.7.3	Non-gaussianité de l'effet Sunyaev Zel'dovitch thermique . . . . .	66
3.7.4	Sources radio diffuses . . . . .	68
3.7.5	Non-gaussianité du CIB . . . . .	68
3.7.6	Avant-plans galactiques . . . . .	69
3.8	Conclusion . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Le satellite Planck</b> . . . . .	<b>71</b>
4.1	Histoire et objectifs . . . . .	71
4.2	Description instrumentale . . . . .	72
4.2.1	Le satellite . . . . .	72
4.2.2	Stratégie de balayage . . . . .	73
4.2.3	Les détecteurs . . . . .	74
4.2.4	Lecture et transmission de données . . . . .	76
4.3	Traitement des données HFI . . . . .	78
4.3.1	Réception des données et création des TOI . . . . .	78
4.3.2	TOI <i>processing</i> . . . . .	78
4.3.3	Bruit . . . . .	81
4.3.4	Lobe optique . . . . .	81
4.3.5	Calibration . . . . .	81
4.3.6	Construction des cartes . . . . .	83
4.3.7	<i>Jackknives</i> . . . . .	84
4.3.8	Séparation de composantes . . . . .	85
4.4	Résultats Planck 2013 . . . . .	85
4.4.1	Spectre de puissance et vraisemblance . . . . .	86
4.4.2	Paramètres cosmologiques . . . . .	86
4.4.3	Anomalies ? . . . . .	88
4.4.4	Cosmologie à partir des amas de galaxies détectés par tSZ . . . . .	89
4.4.5	Avant-goût de polarisation . . . . .	90
4.5	Conclusion . . . . .	90
<b>II</b>	<b>Non-gaussianité des données du satellite Planck</b> . . . . .	<b>91</b>
<b>5</b>	<b>L'estimateur binné de <math>f_{NL}</math> &amp; le bispectre lissé</b> . . . . .	<b>93</b>
5.1	Estimateur optimal . . . . .	93
5.2	Application à des données "imparfaites" . . . . .	95
5.2.1	Lobe et bruit instrumental . . . . .	95
5.2.2	Effet de la couverture incomplète du ciel et du bruit anisotrope et correction linéaire . . . . .	96
5.2.3	Estimateur polarisé . . . . .	99
5.2.4	Implémentations de l'estimateur optimal . . . . .	99
5.3	L'estimateur de $f_{NL}$ binné . . . . .	103
5.3.1	Bispectre binné . . . . .	103
5.3.2	Estimateur de $f_{NL}$ . . . . .	104
5.4	Bispectre binné lissé . . . . .	105
5.4.1	Statistique du bispectre binné avant lissage . . . . .	106
5.4.2	Lisser le bispectre . . . . .	107

5.5	Conclusion	111
<b>6</b>	<b>Tests, Validation et Résultats</b>	<b>113</b>
6.1	Estimateur binné utilisé pour l'analyse des données du satellite Planck	113
6.1.1	Calcul du bispectre théorique binné et de la variance	113
6.1.2	Choix des bins	114
6.1.3	Pixelisation	115
6.1.4	Correction linéaire	115
6.1.5	Remplissage du masque	116
6.1.6	Estimation des erreurs	117
6.2	Résultats sur les données Planck 2013	117
6.2.1	$f_{NL}$	118
6.2.2	Bispectre lissé	122
6.3	Modèles de bispectres lissés	127
6.4	Tests sur les simulations	129
6.4.1	Étude de l'effet du masque	131
6.4.2	Étude du couplage entre lentillage faible et effet Sachs Wolfe intégré	132
6.4.3	Simulations <i>Full Focal Plane</i>	134
6.4.4	Autres tests sur des simulations gaussiennes et non-gaussiennes	138
6.5	Tests sur les données	139
6.5.1	WMAP	139
6.5.2	Données intermédiaires Planck	140
6.5.3	Dépendance en fréquence	140
6.5.4	Dépendance en fonction des méthodes de séparation de composantes	142
6.5.5	Dépendance en fonction du masque	142
6.5.6	Autres tests sur les données finales	144
6.6	Conclusion	145
<b>7</b>	<b>Impact des systématiques sur la mesure des non-gaussianités : les rayons cosmiques</b>	<b>147</b>
7.1	Glitches	147
7.1.1	Origine des glitches	147
7.1.2	Traitement des glitches	150
7.2	Simulations	152
7.2.1	Étapes de la simulation	153
7.2.2	Étude des résidus de glitches	155
7.2.3	Comparaison avec les données	157
7.3	Effet sur l'estimation des non-gaussianités	159
7.3.1	Estimation du lobe et du bruit de la carte	159
7.3.2	Bispectre	160
7.3.3	$f_{NL}$	161
7.4	Résultats	161
7.4.1	$f_{NL}$	162
7.4.2	Le bispectre lissé	164
7.5	Conclusion	165

<b>III</b>	<b>Effet Sunyaev Zel'dovitch cinétique avec Planck et SDSS/BOSS</b>	<b>167</b>
<b>8</b>	<b>Estimation de l'effet Sunyaev-Zel'dovitch cinétique par impulsion relative moyenne entre les paires d'amas</b>	<b>169</b>
8.1	Effet SZ cinétique . . . . .	169
8.1.1	Techniques de détections . . . . .	170
8.2	L'estimation de kSZ par impulsion relative moyenne . . . . .	171
8.2.1	Les paires d'amas . . . . .	172
8.2.2	L'estimation de l'effet kSZ . . . . .	172
8.3	Planck & BOSS . . . . .	174
8.3.1	Le filtrage adapté . . . . .	174
8.4	Le relevé BOSS . . . . .	175
8.5	Implémentation de l'estimateur . . . . .	176
8.5.1	Calcul des distances . . . . .	177
8.5.2	Coupure en $z$ et en distance angulaire . . . . .	178
8.5.3	Calcul des erreurs et corrélation des bins . . . . .	179
8.5.4	Test de nullité et ajustement de modèle . . . . .	180
8.6	Tests sur simulations . . . . .	181
8.6.1	Carte kSZ et catalogue de halos . . . . .	181
8.6.2	$\tilde{p}_{\text{kSZ}}$ sur simulations . . . . .	182
8.7	Résultats . . . . .	183
8.8	Conclusion . . . . .	185
	<b>Conclusion</b>	<b>187</b>
	<b>A Statistiques</b>	<b>191</b>
A.1	Maximum de vraisemblance . . . . .	191
A.2	Exemple de la construction d'une carte . . . . .	192
	<b>B Bispectre lissé de la carte Smica</b>	<b>193</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>197</b>



# Table des figures

1.1	Principe cosmologique et observations. . . . .	8
1.2	Observations de l'expansion de l'Univers par Hubble. . . . .	12
1.3	Contraintes sur la densité de matière baryonique. . . . .	14
1.4	Observation appuyant l'existence de la matière noire. . . . .	16
1.5	Observation appuyant l'existence de l'énergie noire . . . . .	17
1.6	Taille de l'horizon au moment du découplage. . . . .	19
2.1	Taille de l'horizon au moment du découplage dans le cas de l'inflation . . . . .	23
2.2	Évolution des perturbations dans un modèle avec inflation. . . . .	23
2.3	Différentes configurations triangulaires . . . . .	34
2.4	Illustration de la non-gaussianité locale . . . . .	35
2.5	Contraintes de Planck 2013 dans le plan $r - n_s$ . . . . .	39
3.1	Histoire énergétique de l'univers . . . . .	47
3.2	Corps noir du CMB . . . . .	48
3.3	Spectre de puissance du CMB . . . . .	50
3.4	Schéma du spectre de puissance . . . . .	52
3.5	Génération de la polarisation linéaire . . . . .	55
3.6	Effet du lentillage sur la carte. . . . .	58
3.7	Distorsions spectrale du SZ . . . . .	60
3.8	Spectre de puissance et dépendance en fréquence des avant-plans. . . . .	62
3.9	Domaine de définition du Bispectre du CMB. . . . .	63
4.1	Le satellite Planck . . . . .	72
4.2	Stratégie de balayage du satellite Planck . . . . .	74
4.3	Le plan focal . . . . .	75
4.4	Schéma de fonctionnement d'un bolomètre . . . . .	76
4.5	Chaine optique HFI et bolomètres . . . . .	77
4.6	Diagramme résumant le traitement des données HFI . . . . .	79
4.7	Données ordonnées en temps avant et après le TOI <i>processing</i> . . . . .	80
4.8	Lobes et reconstruction du plan focal de HFI . . . . .	82
4.9	HEALPix et la projection de Mollweide . . . . .	83
4.10	Cartes en fréquence de Planck . . . . .	84
4.11	Spectre de puissance du CMB observé par Planck . . . . .	86
4.12	Spectre du lentillage de Planck . . . . .	87
4.13	Spectres de puissance polarisés de Planck . . . . .	90
4.14	Orientation de la polarisation autour des points chauds et froids empilés . . . . .	90
5.1	Bruit anisotrope et masque . . . . .	97

5.2	Effet de la correction linéaire sur l'estimation de $f_{NL}$ . . . . .	98
5.3	Théorème central limite. . . . .	106
5.4	Masquage et renormalisation du bispectre binné . . . . .	108
5.5	Évolution de la statistique du bispectre lissé avec la taille du noyau de lissage. . . . .	109
5.6	Étapes du lissage. . . . .	110
5.7	Masque supplémentaire pour le lissage. . . . .	110
6.1	Bins utilisés dans l'analyse Planck 2013 . . . . .	114
6.2	Neuf premières cartes binnées. . . . .	115
6.3	Effet de sur-oscillations sur le masque . . . . .	116
6.4	Remplissage du masque . . . . .	117
6.5	Schéma du calcul. . . . .	118
6.6	Résultats $f_{NL}$ Planck 2013. . . . .	119
6.7	Convergence de la correction linéaire pour le calcul des $f_{NL}$ de la carte Smica . . . . .	121
6.8	Convergence du calcul des $\sigma_{f_{NL}}$ de la carte Smica . . . . .	121
6.9	Dépendance de $f_{NL}$ en fonction de $\ell_{\max}$ pour la carte Smica . . . . .	122
6.10	Dépendance de $f_{NL}$ en fonction de $\ell_{\min}$ pour la carte Smica . . . . .	123
6.11	Bispectre lissé des méthodes de séparation de composantes, données Planck 2013, bin 16. . . . .	123
6.12	Bispectre lissé des méthodes de séparation de composantes, données Planck 2013, bin 36. . . . .	124
6.13	Bispectre lissé après soustraction du bispectre de point sources. . . . .	124
6.14	Statistique du bispectre binné de Smica. . . . .	126
6.15	Statistiques extrêmes du bispectre lissé de Smica . . . . .	126
6.16	Bispectres théoriques lissés . . . . .	128
6.17	Bispectres lissés des avant-plans . . . . .	130
6.18	Effet du masque et du remplissage sur l'estimation de $f_{NL}$ . . . . .	132
6.19	Effet du couplage entre lentillage faible et effet Sachs Wolfe intégré. . . . .	133
6.20	Comparaison avec la mesure de $f_{NL}^{\text{lentillage-SWI}}$ utilisant la méthode $T\Phi$ . . . . .	134
6.21	$f_{NL}$ des méthodes de séparation de composantes, simulations FFP6 analysées en aveugle. . . . .	135
6.22	$f_{NL}$ des méthodes de séparation de composantes, simulations FFP6 analysées avec la cosmologie d'entrée. . . . .	136
6.23	Bispectre lissé des méthodes de séparation de composantes, simulations FFP6, bin 16. . . . .	137
6.24	Bispectre lissé des méthodes de séparation de composantes, simulations FFP6, bin 40. . . . .	137
6.25	$f_{NL}$ de la carte à 143 GHz des simulations FFP6 analysées avec la cosmologie d'entrée. . . . .	138
6.26	Bispectre lissé de la carte à 143 GHz des simulations FFP6 analysées avec la cosmologie d'entrée. . . . .	138
6.27	$f_{NL}$ de WMAP7. . . . .	139
6.28	Bispectre lissé de WMAP7. . . . .	140
6.29	Dépendance en fonction de $\ell_{\max}$ des $f_{NL}$ de WMAP7. . . . .	140
6.30	$f_{NL}$ des cartes à 70 GHz, 100 GHz, 143 GHz, et 217 GHz, données DX8 . . . . .	141

6.31	Bispectre lissé des cartes à 70 GHz, 100 GHz, 143 GHz, et 217 GHz, données DX8 . . . . .	142
6.32	$f_{NL}$ après séparation de composantes des données DX8 . . . . .	143
6.33	Bispectre lissé après séparation de composantes des données DX8 . . . . .	143
6.34	Effet du masque sur le $f_{NL}$ des cartes nettoyées . . . . .	144
6.35	Effet du masque sur le bispectre lissé des cartes nettoyées . . . . .	144
7.1	Taux de glitches . . . . .	148
7.2	Familles de glitches . . . . .	148
7.3	Schéma mécanique des bolomètres . . . . .	148
7.4	Distribution 2D de l'amplitude des glitches dans les paires de PSB . . . . .	150
7.5	Distribution cumulative des glitches de type long . . . . .	151
7.6	Spectres de puissance croisés pour quelques TOI à 100 GHz . . . . .	152
7.7	Schéma des étapes de la simulation. Les étapes spécifiques au cas "avec glitches" sont en pointillés. . . . .	153
7.8	TOIs montrant les étapes de la simulation . . . . .	155
7.9	TOI et histogramme pour le bolomètre 143-5 . . . . .	156
7.10	Carte des résidus de glitches. . . . .	156
7.11	Histogramme des résidus de glitches au niveau de la carte. . . . .	157
7.12	Spectre de puissance de la carte des résidus de glitches . . . . .	158
7.13	Spectre croisé entre les résidus et la carte de CMB bruitée . . . . .	158
7.14	TOI comparant les données et les simulations après nettoyage des glitches . . . . .	159
7.15	Carte comparant les données et les simulations avec ou sans glitch. . . . .	159
7.16	Histogramme et spectre des cartes pour les données et les simulations. . . . .	160
7.17	Biais des résidus de glitches sur $f_{NL}$ . . . . .	163
7.18	Effet des termes croisés sur $f_{NL}$ . . . . .	163
7.19	Biais des termes croisés sur $f_{NL}$ . . . . .	164
7.20	Bispectre lissé des résidus de glitches . . . . .	165
8.1	Définition de vecteurs. . . . .	173
8.2	Température moyenne pour un z donné. . . . .	174
8.3	Filtrage adapté, cartes et spectres. . . . .	176
8.4	Répartition spatiale des galaxies du relevé BOSS. . . . .	177
8.5	Distribution des décalages spectraux des galaxies. . . . .	177
8.6	Plan (g-r,i) pour les galaxies BOSS, en fonction de z. . . . .	178
8.7	Coupages en z et en distance angulaire. . . . .	179
8.8	Rotation du ciel pour l'estimation des erreurs. . . . .	180
8.9	Sélection en masse et en z pour les simulations . . . . .	182
8.10	Répartition spatiale des halos de la simulation sur la carte de kSZ . . . . .	182
8.11	Empilement du signal kSZ des simulations. . . . .	183
8.12	$\tilde{p}_{kSZ}$ des simulations . . . . .	183
8.13	$\tilde{p}_{kSZ}$ de la carte Smica pour les données CMASS . . . . .	184
8.14	Matrice de corrélation pour l'estimateur $\tilde{p}_{kSZ}$ de la carte Smica pour les données CMASS . . . . .	184
8.15	$\chi^2$ et valeur-p de l'estimation $\tilde{p}_{kSZ}$ de la carte Smica pour les données CMASS . . . . .	185
8.16	Amplitude ajustée de la forme prescrite par les simulations sur les données . . . . .	186

---

B.1	Bispectre lissé de Smica pour tous les bins. . . . .	193
B.2	Bispectre lissé de Smica pour tous les bins. . . . .	194
B.3	Bispectre lissé de Smica pour tous les bins. . . . .	195

# Liste des tableaux

1.1	Solutions à l'équation de Friedmann pour quelques composantes . . . . .	11
2.1	Contraintes marginalisées de Planck 2013 sur $n_s$ et $r$ . . . . .	39
3.1	Histoire énergétique de l'univers . . . . .	46
4.1	Performances du satellite Planck . . . . .	77
4.2	Paramètres cosmologiques mesurés par la mission Planck . . . . .	89
6.1	Coefficient de corrélation entre les formes de bispectre pour Smica. . . . .	119
6.2	Résultats Planck 2013 sur les paramètres $f_{NL}$ . . . . .	120
6.3	Moments du bispectre de Smica lissé . . . . .	125
6.4	Effet des avant-plans sur l'estimation indépendante des $f_{NL}$ . . . . .	131
6.5	Effet du masque sur l'estimation indépendante des $f_{NL}$ . . . . .	132
7.1	Moyenne du biais des résidus de glitches sur $f_{NL}$ . . . . .	162



# Abbreviations

<b>CMB</b>	Cosmic Microwave <b>B</b> ackground
<b>CIB</b>	Cosmic Infrared <b>B</b> ackground
<b>tSZ</b>	thermal Sunyaev <b>Z</b> el'dovitch
<b>kSZ</b>	kinetic Sunyaev <b>Z</b> el'dovitch
<b>HFI</b>	High Frequency <b>I</b> nstrument
<b>LFI</b>	Low Frequency <b>I</b> nstrument
<b>HEALPix</b>	Hierarchical <b>E</b> qual <b>A</b> rea iso <b>L</b> atitude <b>P</b> ixelization
<b>SWB</b>	Spider <b>W</b> eb <b>B</b> olometer
<b>PSB</b>	Polarized <b>S</b> ensitive <b>B</b> olometer
<b>TOI</b>	Time <b>O</b> rdered <b>I</b> nformation
<b>ESA</b>	European <b>S</b> pace <b>A</b> gency
<b>WMAP</b>	Wilkinson Microwave <b>A</b> nisotropy <b>P</b> robe
<b>COBE</b>	<b>C</b> Osmic <b>B</b> ackground <b>E</b> xperiment
<b><math>\Lambda</math>CDM</b>	Constante cosmologique <b><math>\Lambda</math></b> + matière noire froide : <i>Cold Dark Matter</i>
<b>CAMB</b>	Code for <b>A</b> nisotropies in the Microwave <b>B</b> ackground
<b>FLRW</b>	Friedmann <b>L</b> emaître <b>R</b> obertson <b>W</b> alker
<b>KSW</b>	Komatsu <b>S</b> pergel <b>W</b> andelt
<b>WHIM</b>	<i>Warm Hot Intergalactic Medium</i>



# Introduction

La cosmologie étudie l'évolution de l'Univers, son contenu et sa géométrie. D'abord très spéculative, proche de la philosophie, elle est peu à peu devenue une science à part entière. L'observation de l'expansion de l'Univers, ainsi que le développement des formalismes théoriques au cours de la première moitié du siècle dernier, ont permis de poser les bases du modèle du *Big-Bang*, aujourd'hui amplement accepté par la communauté scientifique.

Dans ce modèle, l'Univers débute par une phase extrêmement dense et chaude puis refroidit au cours de son expansion. En se basant sur la relativité générale, ainsi que sur la physique nucléaire, on a pu prédire certaines observations propres à ce modèle, comme par exemple l'abondance des atomes légers, ou l'existence d'un fond diffus micro-onde (CMB) ayant un spectre de corps noir. La confrontation aux observations, des années 60 aux années 90, a confirmé avec force ce modèle, et écarté toutes les théories alternatives.

Les développements technologiques de la deuxième partie du siècle ont fait entrer la cosmologie dans son ère de précision. Pour expliquer, entre autre, la formation des structures que nous observons aujourd'hui, ainsi que l'accélération récente de l'expansion, deux composantes ont dû être ajoutées au modèle : la matière noire et l'énergie noire. L'une est massive et interagit très faiblement avec la matière ordinaire, l'autre est une substance à pression négative. Aucune de ces deux composantes n'est pour le moment comprise. Ce modèle de concordance, appelé  $\Lambda$ CDM, décrit pourtant presque parfaitement notre univers observable. Comprendre cet univers "noir" est un des défis scientifiques majeurs du XXI<sup>e</sup> siècle.

En plus de ces 95% de contenu inconnus, une autre extension au modèle du *Big-Bang* a dû être ajoutée. En effet, certaines observations supposent un ajustement fin des conditions initiales de la phase de *Big-Bang* chaud, comme par exemple l'homogénéité de l'Univers observable à des échelles qui n'auraient jamais dû être en contact causal. Une solution a été proposée dans les années 1980, sous la forme d'une phase d'expansion exponentielle préalable au *Big-Bang* chaud. En plus de résoudre naturellement ces problèmes des conditions initiales dans  $\Lambda$ CDM, cette inflation cosmologique prédit aussi la production de perturbations. Dans les modèles d'inflation les plus simples, celles-ci ont une statistique quasi-gaussienne. Cependant, de nombreuses extensions de ce modèle ont été proposées, et génèrent de la non-gaussianité. Ce sont ces perturbations qui sont à l'origine des fluctuations de température et de polarisation du CMB, puis des structures observées aujourd'hui.

Les anisotropies du fond diffus cosmologique contiennent donc de l'information sur le spectre initial des perturbations, ainsi que sur l'évolution de l'Univers entre la fin de l'inflation et l'émission du CMB. Leur étude depuis les années 1990 a permis de contraindre la physique du modèle  $\Lambda$ CDM et celle de l'inflation.

Le satellite Planck de l'agence spatiale européenne (ESA) a été lancé en 2009 pour observer ces anisotropies de température et de polarisation. Grâce à sa sensibilité, rendue possible par la détection bolométrique, la couverture totale du ciel, ainsi que des observations dans un grand nombre de fréquences, Planck a permis les meilleures contraintes cosmologiques actuelles.

C'est dans ce contexte que j'ai effectué le travail décrit dans ce manuscrit. Celui-ci se divise en trois parties.

Dans la première partie, j'introduis le contexte scientifique et technologique. Dans le chapitre 1, je fais un bref historique de la cosmologie moderne, puis je présente les bases de  $\Lambda$ CDM, ainsi que les limites de ce modèle en ce qui concerne ses conditions initiales. Dans le chapitre 2, je décris une solution à ces problèmes avec le modèle d'inflation le plus simple, ainsi que certaines extensions, et leurs signatures non-gaussiennes. J'introduis pour cela la notion de bispectre, moment d'ordre trois de la statistique, ainsi que le paramètre de non linéarité  $f_{NL}$ . Je finis par un bref résumé des résultats actuels et futurs sur cette physique. Dans le chapitre 3, je présente la physique du fond diffus cosmologique et son lien avec les non-gaussianités primordiales, ainsi que l'effet des fluctuations secondaires après l'émission du CMB, et celui des avant-plans astrophysiques. Le chapitre 4 est quant à lui dédié à la description de la mission Planck et les nombreux résultats capitaux obtenus, en mettant l'accent sur certains aspects du traitement des données.

Dans la deuxième partie, je présente le cœur du travail de cette thèse. Le chapitre 5 introduit les outils développés pour mesurer la non-gaussianité du CMB, en particulier une implémentation de l'estimateur binné de  $f_{NL}$ , méthode quasi-optimale basée sur le fait que le bispectre est lisse à l'échelle des oscillations acoustiques. J'introduis aussi la méthode de lissage, qui permet une étude non-paramétrique du signal bispectral. Le chapitre 6 expose les résultats obtenus avec cet estimateur sur les données finales. Les mesures obtenues sont compatibles avec les modèles d'inflation les plus simples. Je présente aussi la validation de ces résultats sur des simulations réalistes, ainsi que l'étude de différents effets systématiques qui perturbent l'estimation des non-gaussianités. Je teste aussi l'efficacité des méthodes qui permettent de nettoyer les avant-plans astrophysiques. Le chapitre 7 est consacré à l'étude de l'un de ces effets systématiques non-gaussiens qui était potentiellement le plus important : l'interaction des rayons cosmiques avec le détecteur. On montrera que cet effet est négligeable, du moins en ce qui concerne l'analyse des cartes de température.

Dans la dernière partie, un tout autre projet est présenté. Le chapitre 8 détaille la détection de l'effet Sunyaev-Zel'dovitch cinétique, dû à l'interaction des photons du CMB avec les électrons du gaz chaud des amas en mouvement. On utilisera pour cela l'estimateur par impulsion relative des amas.

**Première partie**

**Introduction**



# Chapitre 1

## Cosmologie moderne

### 1.1 Introduction historique

La cosmologie moderne est le fruit d'un énorme progrès observationnel et conceptuel, principalement au cours du siècle dernier. Les avancées technologiques l'ont aujourd'hui fait entrer dans son ère de précision. Elle est l'aboutissement d'une science qui a toujours étourdi l'Homme au fil des civilisations. On va essayer dans cette section de résumer les faits marquants de ce long processus intellectuel.

#### 1.1.1 De la cosmogonie à la cosmologie moderne

Alors que les cosmogonies décrivaient la création de l'Univers en se fondant sur des mythes religieux ou des réflexions philosophiques, la cosmologie s'est fondée sur l'observation, cherchant à créer un modèle physique de l'Univers dans son ensemble.

De l'Antiquité au Moyen-Age, l'Univers décrit se restreint au système solaire. La plupart des modèles étaient géocentriques, plaçant l'Homme, et donc la terre, au centre de l'Univers. Face aux observations de plus en plus précises, ces modèles ne tiennent plus. La description mathématique en est compliquée, contre-intuitive. Copernic est le premier depuis l'Antiquité à développer un modèle héliocentrique [Copernicus 1543]. Malgré la condamnation de l'église catholique, qui ira jusqu'à bruler vif Giordano Bruno pour avoir défendu ce modèle, ce changement de paradigme va révolutionner la cosmologie. Ce sont les observations de Galilée, à l'aide de la lunette astronomique qu'il a développé, qui vont venir ancrer définitivement ce modèle. Newton énonce quant à lui les lois de la gravitation, premier cadre théorique permettant de décrire le modèle héliocentrique [Newton 1687].

Il faudra attendre le XIX<sup>e</sup> siècle, avec la première mesure de la distance d'une étoile par parallaxe effectuée par Bessel [Bessel 1838], pour avoir la preuve d'un univers s'étendant au-delà de notre système solaire. Dans la deuxième partie de ce même siècle, l'électromagnétisme de Maxwell a introduit la notion de champ, et de vitesse finie pour la lumière [Maxwell 1865]. Cependant, pour expliquer la propagation de la lumière, dont

la nature ondulatoire semblait confirmée, les physiciens postulent l'existence d'un support, l'éther luminifère, aux propriétés étranges (solide à forte rigidité pour propager à longue distance les ondes transverses, viscosité faible pour permettre le déplacement libre des planètes, transparence etc.). Malgré une série d'expériences, dont celle de Michelson et Morley en 1887 [Michelson et Morley 1887], qui viennent définitivement mettre en péril ce postulat, les physiciens ne parviennent pas à s'en défaire. Lorentz introduit la contraction des longueurs pour expliquer les observations [Lorentz 1903], ce que Poincaré complète, introduisant le principe de relativité [Poincaré 1906]. Einstein est le premier à ne pas faire appel à l'éther, dans la théorie de la relativité restreinte [Einstein 1905]. Sa théorie se base sur deux postulats :

- Dans tous les référentiels inertiels (i.e. en translation uniforme les uns par rapport aux autres), les lois de la physique ont la même forme.<sup>1</sup>
- La lumière se propage dans l'espace vide, à une vitesse  $c$ , indépendante de l'état de mouvement du corps émetteur.

Minkowski interprète cette nouvelle théorie et introduit le concept d'espace-temps [Minkowski 1908]. Le temps doit être traité à l'égal de l'espace et les événements sont décrits dans un espace à quatre dimensions. Le temps et l'espace ne sont alors plus absolus, mais dépendent du référentiel. Par exemple, un observateur en mouvement voit les longueurs d'un objet au repos se contracter dans la direction du mouvement, et le temps se dilater par rapport au référentiel fixe (cf. temps de vie des particules dans les accélérateurs).

Les travaux sur la géométrie différentielle de Gauss, complété par Riemann et Christoffel, dont la formalisation moderne a été mise en place par Ricci-Curbastro et Levi-Civita [Ricci et Levi-Civita 1900], sont à la base de la description mathématique de la relativité générale d'Einstein.

### 1.1.2 La cosmologie moderne

En 1915, Einstein publie ses travaux sur la relativité générale, dans lesquels il décrit la gravitation comme étant une manifestation de la déformation de l'espace-temps par la matière [Einstein 1915; 1916]. En cherchant des solutions concernant la dynamique de l'Univers en relativité générale, il trouve que celui-ci va être en expansion infinie ou s'effondrer sur lui-même. Einstein trouve cette idée philosophiquement gênante et introduit dans ses équations une constante cosmologique  $\Lambda$ , agissant comme une force répulsive pour rendre l'Univers statique [Einstein 1917]. En parallèle de ces travaux, De Sitter résout les équations dans le cas d'un univers sans matière, avec simplement une constante cosmologique [de Sitter 1917]. Un tel univers est en expansion exponentielle. Friedmann propose en 1922 une solution pour un univers homogène et isotrope, et décrit l'évolution du facteur d'échelle  $a(t)$  [Friedmann 1922], en fonction de la densité de matière présente. Cette dynamique d'un univers en expansion sera redécouverte

---

1. La formulation exacte par Einstein est : “Des exemples similaires, tout comme l'essai infructueux de confirmer le mouvement de la Terre relativement au “ médium de la lumière ”, nous amène à la supposition que non seulement en mécanique, mais aussi en électrodynamique, aucune propriété des faits observés ne correspond au concept de repos absolu ; et que dans tous les systèmes de coordonnées où les équations de la mécanique sont vraies, les équations électrodynamiques et optiques équivalentes sont également vraies, comme il a été déjà montré par l'approximation au premier ordre des grandeurs.”  
cf trad. Simon Villeneuve

indépendamment par l'abbé Lemaître en 1927 [Lemaître 1927], qui laisse le facteur d'échelle libre, cherchant à concilier l'univers d'Einstein et celui de De Sitter. En effet, l'univers de De Sitter permet d'expliquer l'éloignement des nébuleuses observé par Slipher en 1915 [Slipher 1915] (ces nébuleuses ont un spectre décalé vers le rouge, ce qui par effet Doppler, indique leur éloignement). Hubble montre en 1929 que ces nébuleuses sont en dehors de la voie lactée [Hubble 1929b]. Il propose alors, en se basant sur les données de 24 galaxies, une loi liant linéairement la vitesse d'éloignement de ces galaxies à leur distance, loi qui porte son nom [Hubble 1929a]<sup>2</sup>. L'idée d'un univers en expansion s'impose alors petit à petit dans la communauté scientifique. Lemaître propose l'idée de l'atome primitif [Lemaître 1931], qui se serait désintégré pour former la matière, les étoiles, les galaxies etc. C'est le *Big-Bang*, nom sarcastique donné en 1949 par Fred Hoyle, fervent défenseur de l'univers statique. Avec le développement de la physique nucléaire, de nombreux physiciens, dont Gamov est l'un des pionniers [Gamov 1946], s'intéressent à l'origine des éléments dans un univers en expansion et parviennent à calculer l'abondance des éléments légers. Ceux-ci sont en bien meilleur accord avec les observations que les calculs de la nucléosynthèse stellaire. La nucléosynthèse primordiale, qui continue à être développée aujourd'hui, est un des premiers grands succès de la théorie du *Big-Bang*. C'est dans ce contexte, qu'Alpher et Herman prédisent en 1948 l'existence d'un rayonnement résiduel [Alpher et Herman 1948], émis durant le refroidissement de l'Univers. Quelques équipes cherchent alors activement ce signal, qui sera finalement observé en 1965, par Arno Penzias et Robert Wilson [Penzias et Wilson 1965], deux radio-astronomes qui n'arrivaient pas à se débarrasser de ce bruit de fond créé par un rayonnement isotrope à  $\approx 3K$ , que Dicke, Peebles, Roll et Wilkinson interpréteront comme étant le fond diffus cosmologique (CMB) [Dicke et al. 1965]. Par la suite, les observations du CMB ont montré que celui-ci était extrêmement homogène.

Pour expliquer la formation des structures observées dans l'Univers (étoiles, galaxies, amas de galaxies), les physiciens montrent que des inhomogénéités primordiales sont nécessaires. Au début des années 70, Harrison et Zel'dovitch prédisent la forme du spectre de ces fluctuations ( $P(k) = Ak$ ) [Harrison 1970; Zeldovich 1972]. L'amplitude de ces fluctuations, fortement contrainte par l'homogénéité observée du fond diffus, sont attendues de l'ordre de  $10^{-4} - 10^{-5}$  [Peebles et Yu 1970]. Dans les années qui suivent, des prédictions de plus en plus précises du spectre de puissance du CMB résultant de ces fluctuations primordiales sont faites [Bond et Efstathiou 1987; Doroshkevich et al. 1978; Rees 1968a; Sachs et Wolfe 1967; Silk 1968; Sunyaev et Zeldovich 1970]. Ces fluctuations ont été détectées pour la première fois par le satellite COBE [Smoot et al. 1992], qui a aussi mesuré le corps noir quasi-parfait du CMB [Mather et al. 1994].

Ces mesures montrent l'incroyable succès de la cosmologie moderne. En moins d'un siècle, le modèle scientifique de l'Univers est passé d'un ensemble statique se limitant à la voie lactée, à un univers en expansion, sans frontière connue, débutant dans une phase de *Big-Bang chaud*.

---

2. Cette loi avait en fait déjà été proposée par Lemaître et Slipher.

## 1.2 Modèle de concordance

Au cours du vingtième siècle, la cosmologie moderne a donc développé un modèle physique, décrivant le contenu, la géométrie, et l'évolution de notre Univers. Il est fondé sur la relativité générale et les observations de plus en plus précises. On va ici résumer les bases théoriques et observationnelles de ce modèle, ainsi que les composantes qu'il fait intervenir.

### 1.2.1 Le principe cosmologique

L'un des grands postulats de la cosmologie est que l'Univers est statistiquement homogène et isotrope à grande échelle, c'est-à-dire invariant par translation et par rotation. Il découle du principe qu'il n'y a pas d'observateur privilégié dans l'Univers, donc pas de position ni de direction particulière. Il a pour corollaire que les lois de la physique sont universelles, et s'appliquent de la même façon à travers l'espace et le temps. Bien que fondé au départ sur des arguments philosophiques, les observations ont confirmé avec force ce principe. Les relevés de galaxies sont homogènes à grande échelle et on observe une structure en filament à plus petite échelle, due à l'effondrement gravitationnel de la matière. L'observation du fond diffus cosmologique est une preuve plus flagrante de l'isotropie : les fluctuations détectées sont de l'ordre de  $10^{-5}$  (cf. figure 1.1).

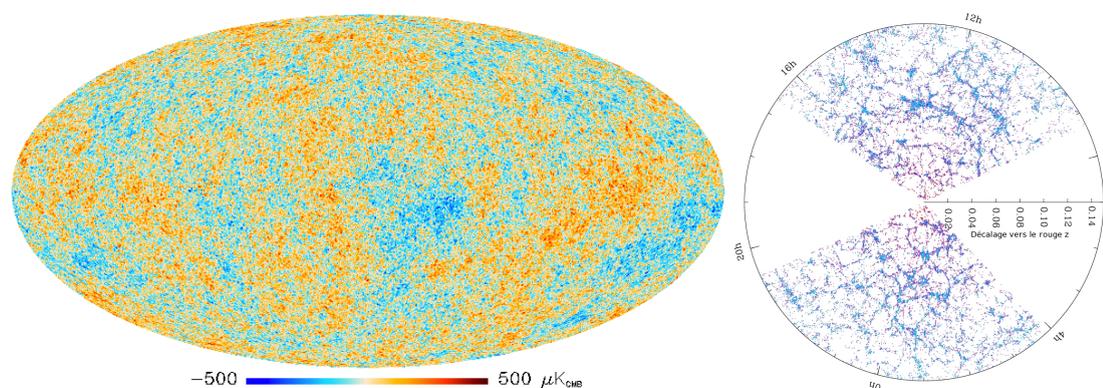


FIGURE 1.1 – A gauche : la carte du fond diffus cosmologique [Planck Collaboration 2013a], isotrope à  $10^{-5}$  près. A droite, le relevé de galaxies par SDSS. On voit qu'à petite échelle, les galaxies se structurent en amas et en filaments, mais à grande échelle, leur répartition est homogène et isotrope. Credit : M. Blanton & SDSS Collaboration,

[www.sdss.org](http://www.sdss.org)

### 1.2.2 Relativité générale

On a vu dans l'introduction historique l'importance primordiale de la relativité générale dans le développement de la cosmologie moderne. On va ici l'introduire très brièvement.

Cette théorie de la gravitation repose sur le principe d'équivalence entre la masse inertielle et la masse gravitationnelle. La gravitation n'est alors plus une force agissant entre deux corps massifs comme c'est le cas dans la théorie newtonienne, mais une conséquence

de la déformation de l'espace-temps [Einstein 1917]. La relativité générale décrit l'espace-temps en la présence de matière. Cette dernière va provoquer une courbure de la métrique  $g_{\mu\nu}$ , tenseur qui décrit la géométrie de l'espace-temps :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (1.1)$$

où  $dx^\mu$  est la coordonnée à 4 dimensions d'un évènement (t,x,y,z).  $ds^2$  est l'intervalle d'espace-temps entre deux évènements. Dans le cadre de la relativité restreinte, qui ne prend pas en compte l'effet de la déformation de l'espace par l'énergie, on a  $ds^2 = -cdt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2$ . Notons ici qu'on utilisera dans le reste de ce manuscrit la notation  $c = 1$ , sauf dans quelques cas explicites, et la signature  $(-+++)$ . Dans la théorie de la relativité générale, la métrique est liée à l'énergie par l'équation d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (1.2)$$

où  $R_{\mu\nu}$  et  $R$  sont le tenseur et le scalaire de Ricci, qui décrivent la courbure locale de l'espace-temps.  $\Lambda$  est la constante cosmologique introduite par Einstein (cf. section précédente). Ce terme de gauche, décrivant la géométrie de l'espace-temps, est souvent noté  $G_{\mu\nu}$  et est appelé tenseur d'Einstein. Le terme de droite contient toute l'information sur le contenu énergétique, et la nature de la matière.  $T_{\mu\nu}$  est appelé tenseur énergie-impulsion. Les termes diagonaux représentent la densité d'énergie  $\rho$  ( $T_{00}$ ) et la pression  $p$  ( $T_{ii}$ ,  $i > 0$ ). Les termes  $T_{0i}$  représentent les flux d'énergie irrotationnels,  $T_{i0}$  la densité de moment, et les autres termes représentent la viscosité. Dans le cas d'un fluide parfait, on a :

$$T^\mu{}_\nu = \begin{pmatrix} -\rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

L'équation d'Einstein (1.2) est non linéaire et difficile à résoudre dans le cas général. Dans certains cas particuliers, une solution simple peut être calculée, c'est le cas de la métrique de Schwarzschild qui décrit la géométrie de l'espace temps autour d'un champ gravitationnel sphérique, comme un trou noir par exemple.

### 1.2.3 La métrique Friedmann Lemaître Robertson Walker

Un autre cas dans lequel l'équation d'Einstein admet une solution simple est celui de l'univers homogène et isotrope. On a vu dans l'introduction historique que cette solution

avait été introduite par Friedmann et retrouvée indépendamment par Lemaître. [Robertson \[1935\]](#) et [Walker \[1937\]](#) ont ensuite donné la solution générale et unique, appelée métrique FLRW :

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right]. \quad (1.4)$$

On a ici utilisé les coordonnées sphériques comobiles<sup>3</sup> ( $r$ ,  $\theta$  et  $\phi$ ), et le temps propre  $t$ . Le facteur  $a(t)$  est appelé facteur d'échelle ; il donne l'échelle relative de l'Univers au cours du temps. Le paramètre  $k$  représente la courbure :  $k = 0$  représente un espace plat, où la géométrie est euclidienne : des photons se déplacent parallèlement en l'absence de matière, et la somme des angles d'un triangle vaut  $180^\circ$ . Pour  $k = -1$  ( $= 1$ ), l'Univers est ouvert/hyperbolique (fermé/sphérique), et la somme des angles d'un triangle est inférieure (supérieure) à  $180^\circ$ .

Pour un univers rempli d'un fluide parfait de densité d'énergie  $\rho$  et de pression  $p$ , les solutions de l'équation d'Einstein donnent alors l'évolution du paramètre d'échelle. Ce sont les équations de Friedmann :

$$\left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2}, \quad (1.5)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.6)$$

La première découle du terme temporel (00) de l'équation d'Einstein, la deuxième est appelée équation d'accélération. A partir de ces deux équations, on peut retrouver l'équation de conservation de la matière :

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0. \quad (1.7)$$

Pour caractériser la densité des différentes composantes de la matière, on utilise la notation :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_{crit}}, \quad (1.8)$$

où  $\rho_{crit} = \frac{3H^2}{8\pi G}$  est la densité critique de l'univers de Friedmann. On a noté  $H = \dot{a}/a$ . On étend cette notation à la courbure et l'énergie noire :  $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}$  et  $\Omega_K = -\frac{k}{H^2 a^2}$ . On peut alors écrire la première équation de Friedmann de façon condensée :

$$\sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda + \Omega_K = 1. \quad (1.9)$$

---

3. La distance comobile est celle qui ne change pas avec l'évolution de la métrique, de la même façon on introduit le temps conforme  $d\tau = dt/a(t)$ .

Composante	$\omega$	$a(t)$	$\rho(a)$	$H = \dot{a}/a$
matière	0	$t^{2/3}$	$a^{-3}$	$\frac{2}{3t}$
rayonnement	1/3	$t^{1/2}$	$a^{-4}$	$\frac{8}{9t}$
courbure ( $k < 0$ )	-1/3	$t^{1/3}$	$a^{-1}$	$\frac{4}{9t}$
$\Lambda$	-1	$e^{Ht}$	$a^0$	$H_0$

TABLE 1.1 – Solutions à l'équation de Friedmann pour quelques composantes. On a noté  $H = \dot{a}/a$ . Notons ici qu'on appelle "rayonnement" toute espèce relativiste et "matière", l'ensemble des espèces non relativistes.

Les équations de Friedmann ont trois inconnues,  $\rho(t)$ ,  $p(t)$  et  $a(t)$ . Pour les résoudre on a besoin de l'équation d'état de la matière :

$$p = \omega\rho. \quad (1.10)$$

On a alors  $\rho = a^{-3(1+\omega)}$  et  $a(t) = t^{2(1+\omega)/3}$  pour  $\omega \neq -1$  et  $a(t) = e^{Ht}$  si  $\omega = -1$ . Les résultats sont montrés dans la table 1.1 pour les principales composantes. On voit que la densité de rayonnement décroît plus vite que celle de la matière. On définit la transition entre l'époque où la densité de rayonnement domine et celle où la matière non relativiste domine comme l'"égalité matière-rayonnement". On a de la même façon une "égalité matière-énergie noire". L'histoire énergétique de l'Univers sera présentée au chapitre 3.

#### 1.2.4 La théorie du *Big-Bang*

On vient de voir un des piliers théoriques de la cosmologie moderne : la dynamique de l'univers homogène et isotrope est déterminée par les composantes qui le composent. Les autres fondements de la théorie du *Big-Bang* sont observationnels.

##### La loi de Hubble

En étudiant le spectre des galaxies, de nombreux astronomes se sont aperçus que ceux-ci subissaient un décalage spectral vers le rouge. On paramétrise ce décalage par le facteur  $z$  :

$$z = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{em}}}{\lambda_{\text{em}}}, \quad (1.11)$$

où  $\lambda_{\text{obs}}$  est la longueur d'onde observée, et  $\lambda_{\text{em}}$  est la longueur d'onde émise par la source. Le phénomène de décalage vers le rouge est équivalent à l'effet Doppler, et cette observation a donc montré que les galaxies s'éloignaient toutes de nous. Hubble et Lemaître ont indépendamment montré que celles-ci s'éloignaient d'autant plus vite qu'elles étaient lointaines (cf. figure 1.2), suivant la loi de Hubble :

$$v = Hd, \quad (1.12)$$

où  $H$  est le facteur de Hubble,  $v$  la vitesse radiale de la galaxie, et  $d$  sa distance. Cette observation confirme que l'Univers est en expansion. Dans la métrique FLRW, on peut montrer que

$$H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (1.13)$$

et

$$a(z) = \frac{a_0}{1+z}, \quad (1.14)$$

où  $a_0$  est le facteur d'échelle aujourd'hui. La mesure de la constante de Hubble a beaucoup varié au cours du dernier siècle, mais sa valeur est aujourd'hui de l'ordre de  $100^4$  :  $H_0 = (67.8 \pm 0.77) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  [Planck Collaboration 2013f].

Le rayon de Hubble  $\frac{1}{H}$  correspond à la distance pour laquelle la vitesse de récession des galaxies est égale à la vitesse de la lumière. Ceci ne pose pas de problème en relativité générale, car ici, les galaxies lointaines ne sont pas dans le référentiel inertiel de l'observateur. Une discussion plus prolongée sur le rayon de Hubble est faite au chapitre 2.

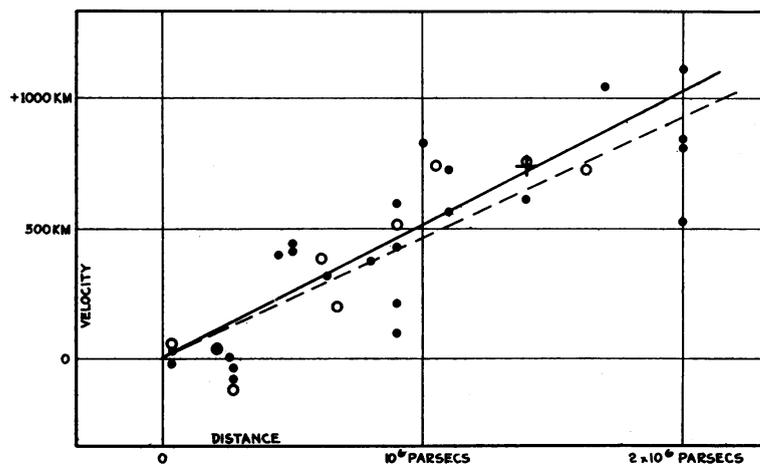


FIGURE 1.2 – Relation distance-vitesse, mesurée par Hubble [1929a].

## La Nucléosynthèse primordiale

La nucléosynthèse primordiale correspond à la formation des atomes légers pendant les trois premières minutes de l'Univers. Gamow a en effet proposé ce modèle dans lequel les atomes les plus légers fusionnent en atomes plus lourds lorsque la température de l'univers primordial le permet [Gamow 1946]. Le développement de la physique nucléaire et des mesures de réactions en laboratoire permettent des prédictions précises de la quantité d'hydrogène, hélium, deutérium etc. formé pendant cette période, en fonction du rapport du nombre de baryons sur le nombre de photon  $\eta$ . Celles-ci sont en accord avec les observations astrophysiques.

4. On définit le paramètre de Hubble réduit  $h$  :  $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

## Le fond diffus cosmologique

Au cours du refroidissement de l'Univers durant l'expansion, le plasma primordial va se neutraliser, et les photons, qui étaient jusqu'alors en interaction constante avec les électrons, sont libérés (on revient plus en détail sur cette physique au chapitre 3). Ce fond résiduel, dont la prédiction est attribuée à [Alpher et Herman \[1948\]](#), a été découvert par Penzias et Wilson en 1965 [[Penzias et Wilson 1965](#)]. De nombreuses observations ont permis de montrer que ce rayonnement isotrope avait un spectre de corps noir, ce qui prouve qu'il a été en équilibre thermique avec le plasma primordial. Aucune autre théorie que celle du *Big-Bang* ne parvient à expliquer cette observation.

### 1.2.5 $\Lambda$ CDM

On vient de décrire la dynamique de l'expansion dans le cadre de la relativité générale pour un univers homogène et isotrope. Cette dynamique est liée au contenu énergétique, qu'on caractérise avec la densité  $\Omega_i$  et à la géométrie de l'Univers.

Dans cette section, on va décrire le contenu de l'Univers et les sondes qui nous permettent de l'étudier. On va introduire le modèle standard de la cosmologie, appelé  $\Lambda$ CDM, qui fait intervenir de la matière noire froide (*Cold Dark Matter*) et une énergie noire sous la forme de la constante cosmologique  $\Lambda$ . Ce modèle s'est construit au cours du siècle passé pour rendre compte des observations toujours plus précises.

## Matière Baryonique

La matière baryonique est composée de neutrons, protons et électrons<sup>5</sup>, et inclut donc tous les atomes, molécules etc. c'est-à-dire toute la matière qui compose notre univers visible (planètes, étoiles, galaxies, etc.).

Pour la matière baryonique non relativiste, l'énergie d'une particule est donnée par la masse au repos. La densité d'énergie est donc cette masse multipliée par la densité numérique. Cette dernière est inversement proportionnelle au volume, et donc varie en  $a^{-3}$  :

$$\Omega_b = \frac{\Omega_{b,0}}{a^3} = \Omega_{b,0}(1+z)^3. \quad (1.15)$$

Les mesures actuelles proviennent de plusieurs sondes et sont toutes compatibles. La nucléosynthèse primordiale (BBN : *Big-Bang Nucleosynthesis*) dans le cas du *Big-Bang* chaud est liée à la densité de baryons ; l'abondance des éléments légers (hélium 3, hélium 4, deutérium, lithium 7...) d'origine primordiale permet donc de déterminer  $\Omega_b$ . Le CMB et les structures à grande échelle dépendent aussi de la densité de matière baryonique (cf.

---

5. Les électrons sont des leptons et non des baryons dans le modèle standard, mais sont inclus dans le terme générique de matière baryonique.

chapitre 3 pour le CMB). La meilleure contrainte actuelle est <sup>6</sup> :  $\Omega_b h^2 = 0.02214 \pm 0.00024$  [Planck Collaboration 2013f]. Les résultats sont montrés dans la figure 1.3.

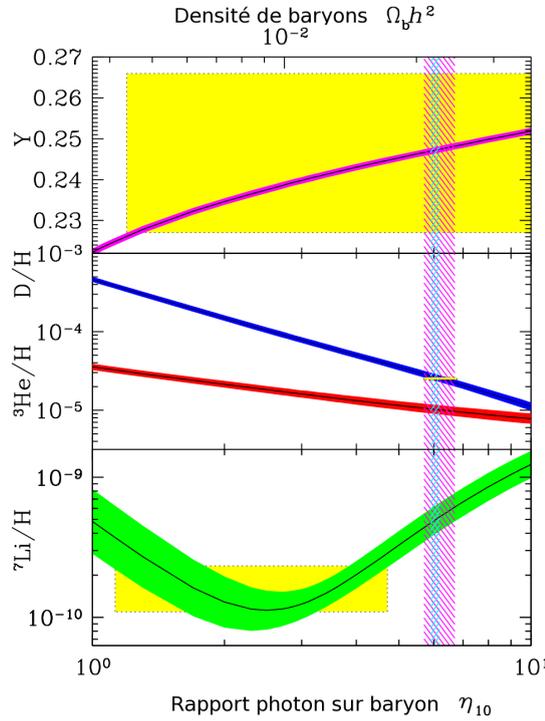


FIGURE 1.3 – Abondance des éléments légers :  $Y \equiv \rho(^4\text{He})/\rho_b$ , D,  $^3\text{He}$  et  $^7\text{Li}$ , prédite par la nucléosynthèse primordiale en fonction de la densité de baryons ou du rapport baryon sur photon. Les bandes représentent la zone à 95% de confiance, les zones jaunes correspondent aux limites observationnelles des abondances, et les bandes verticales représentent la mesure (à 95% de confiance) de la densité de baryons par le CMB, et par la BBN. On voit que la contrainte la plus forte pour la BBN est donnée par le Deutérium, et qu'il y a une tension dans le cas du  $^7\text{Li}$ . Figure adaptée de Particle Data Group [2014].

## Photons

Ce sont les photons du fond diffus cosmologique (les autres photons émis par les structures plus récentes ont une densité négligeable par rapport à ceux du CMB). L'énergie des photons est donnée par la longueur d'onde  $E = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$ . Au fur et à mesure de l'expansion, cette longueur d'onde augmente  $\lambda(z) = \lambda_0 a(z)$ . On a donc un facteur  $1/a$  en plus de la dilution du volume. Il en est de même pour tout fluide relativiste :

$$\Omega_R = \frac{\Omega_{R,0}}{a^4} = \Omega_{R,0}(1+z)^4. \quad (1.16)$$

6. Dans la suite de ce chapitre, on donne les meilleures contraintes, venant d'une combinaison des mesures des anisotropies du CMB et de relevés de structure à grande échelle. On donne alors la densité physique  $\Omega h^2 \propto \rho$ , qui est la quantité réellement contrainte par ces sondes.

La densité d'énergie sous forme de photon est aujourd'hui donnée par la température du CMB,  $T_{\text{CMB}} = 2.7255 \text{ K}$ , mesurée avec précision par le satellite COBE [Mather *et al.* 1994] : elle vaut  $\Omega_{\gamma,0} h^2 = 2.47 \times 10^{-5}$  (voir par exemple le Dodelson [2003]).

## Neutrinos

La contribution des neutrinos dépend de leur masse, pour le moment inconnue. Pour des neutrinos sans masse, la température vaudrait  $T_\nu = \left(\frac{4}{11}\right)^{\frac{1}{3}} T_\gamma$ , et leur densité  $\Omega_{\nu,0}^{m_\nu=0} h^2 = 1.68 \times 10^{-5}$ .

On sait, grâce aux observations du phénomène d'oscillations des neutrinos que ceux-ci ont une masse (cf. Forero *et al.* [2012] pour des résultats récents). On pourra se référer à la thèse de Romain Roncin pour une introduction détaillée à cette physique [Roncin 2014].

A très haute température, l'énergie due à leur masse est négligeable, mais actuellement, on a  $\Omega_{\nu,0} = \frac{m_\nu}{93 h^2 \text{ eV}}$ .

La meilleure contrainte actuelle est :  $\sum m_\nu < 0.23 \text{ eV}$  (à 95% de confiance) [Planck Collaboration 2013f].

## Matière noire

La matière noire, introduite à la base pour expliquer la dynamique des galaxies dans les amas [Zwicky 1933] et les vitesses des étoiles dans la voie lactée [Oort 1932] s'avère expliquer beaucoup d'autres observations (courbe de rotation des galaxies, émission X, lentillage gravitationnel faible et fort, bullet clusters, amplitude des fluctuations du CMB, structures à grande échelle etc.) dont une partie est représentée figure 1.4.

La matière noire non baryonique n'interagit que très faiblement avec le rayonnement électromagnétique, et doit être stable sur des temps plus grands que l'âge de l'Univers. Pour expliquer la formation hiérarchique des galaxies et des amas de galaxies telle qu'elle est observée, la matière noire doit être froide, c'est-à-dire non relativiste [Blumenthal *et al.* 1984]. Les WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles* : les particules massives interagissant faiblement), dont l'existence est prédite dans les théories super-symétriques et autres extensions au modèle standard, ainsi que les trous noirs primordiaux, les axions et les neutrinos stériles, sont des candidats à la matière noire froide. Pour le moment, aucune détection directe convaincante n'a pu être faite, et les détections indirectes sont encore polluées par des sources astrophysiques (cf. Bergström [2012] pour une revue récente).

Puisqu'elle est non relativiste, la densité de matière noire diminue au cours de l'expansion comme suit :

$$\Omega_c = \frac{\Omega_{c,0}}{a^3} = \Omega_{c,0}(1+z)^3. \quad (1.17)$$

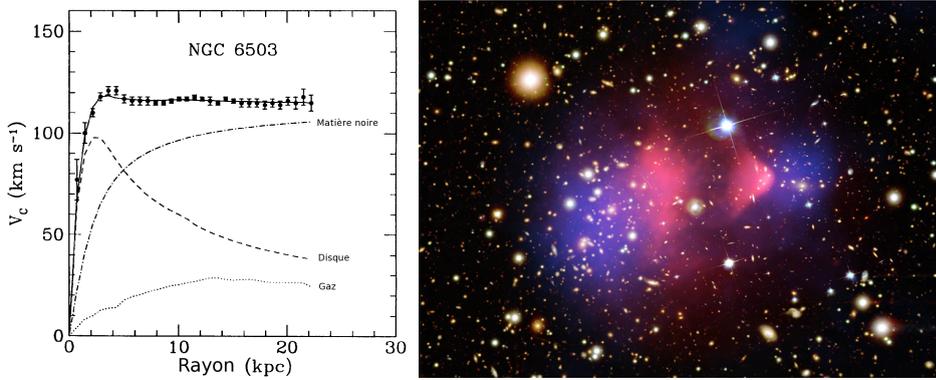


FIGURE 1.4 – À gauche, les courbes de rotation des galaxies : Rubin *et al.* [1978] se sont aperçus que la vitesse des étoiles dans les galaxies restait constante loin du centre galactique, contrairement à ce que prédit la dynamique inférée à partir de la matière “visible”. Il y aurait un halo de matière noire qui s’étend au-delà de la matière baryonique. Figure adaptée de Freese [2009]. Droite : le Bullet Cluster : Lors de la collision de ces 2 amas, la matière noire et la matière baryonique ont été séparées : la matière noire, non collisionnelle a continué sa course (en bleu, reconstruite par le lentillage gravitationnel), alors que la matière baryonique (gaz chaud, observé par l’émission X, observée par le satellite Chandra, en rose ici), a été ralentie après l’impact (Crédits : Rayons X : NASA/CXC/CfA/M.Markevitch et al. ; Optique : NASA/STScI ; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al. ; Lentillage gravitationnel : NASA/STScI ; ESO WFI ; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al.).

La meilleure contrainte actuelle est :  $\Omega_c h^2 = 0.1187 \pm 0.0017$  [Planck Collaboration 2013f].

## Énergie noire

En 1998, deux équipes ont montré [Perlmutter *et al.* 1999; Riess *et al.* 1998], en étudiant le diagramme de Hubble des supernovae lointaines, que l’expansion de notre univers est accélérée (cf. figure 1.5). En effet, dans les systèmes binaires dont une des étoiles est une naine blanche accrétant de la masse de la seconde, celle-ci explose en supernovae dite de type 1a lorsque la masse de Chandrasekhar est atteinte ( $1.4M_\odot$ ). Il est possible de calibrer leur courbe de lumière et ce sont donc des chandelles standards. On peut alors mesurer la distance avec précision à partir de la magnitude.

Pour expliquer cette accélération, il faut introduire une substance ayant une équation d’état  $\omega < -1/3$ , qu’on appelle énergie noire. Sa nature est pour l’instant totalement inconnue.

Dans le modèle  $\Lambda$ CDM, l’énergie noire est sous forme d’une constante cosmologique  $\Lambda$ , d’équation d’état  $\omega = -1$  ; sa densité est constante :

$$\Omega_\Lambda = \Omega_{\Lambda,0}. \quad (1.18)$$

La meilleure contrainte actuelle est :  $\Omega_\Lambda = 0.692 \pm 0.010$  [Planck Collaboration 2013f].

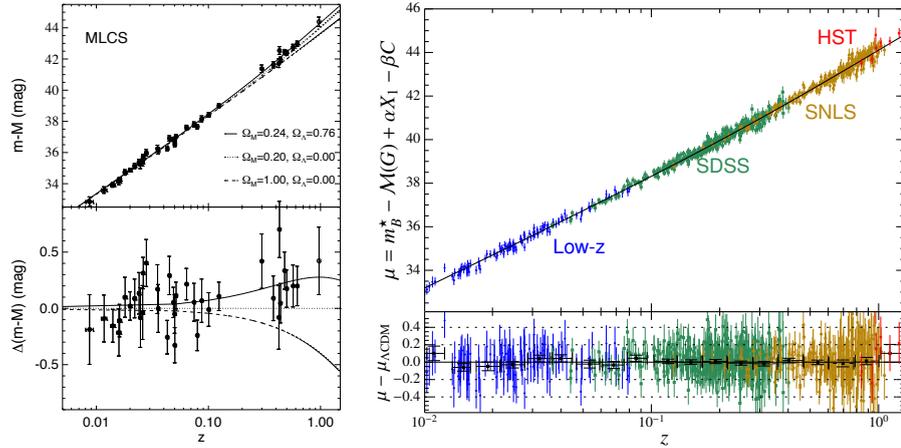


FIGURE 1.5 – À gauche : Diagramme de Hubble obtenu par [Riess et al. \[1998\]](#). A droite, le même diagramme en 2014 [[Betoule et al. 2014](#)].

## Dynamique

L'équation de Friedmann (1.5) contient un terme de courbure, paramétré par  $k$ , qui dépend de la géométrie de l'Univers.  $\Omega_K = 0$  correspond à un univers plat, où

$$\Omega_K \equiv -\frac{-k}{(aH)^2} = 1 - \frac{\rho(a)}{3H(a)^2}. \quad (1.19)$$

La meilleure contrainte actuelle est :  $100\Omega_K = -0.05^{+0.65}_{-0.66}$  [[Planck Collaboration 2013f](#)].

On verra dans la section suivante que cette platitude de l'Univers pose un problème d'ajustement fin des conditions initiales de l'Univers.

## Statut de $\Lambda$ CDM

Les mesures les plus précises aujourd'hui décrivent donc un univers plat, ayant débuté avec une phase de *Big-Bang* chaud, et dont le contenu énergétique est aujourd'hui 69.2 % d'énergie noire, 25.8 % de matière noire, 4.8 % de matière baryonique,  $5.4 \times 10^{-3}$  % de photons, et moins de 0.54 % de neutrinos [[Planck Collaboration 2013f](#)].

### 1.3 Les limites du modèle $\Lambda$ CDM

Comme on vient de le voir, le modèle  $\Lambda$ CDM décrit très bien notre Univers. Cependant, certaines observations posent des problèmes en ce qui concerne les conditions initiales de notre Univers. Dans cette section, on décrit ces problèmes, qu'on résoudra dans le chapitre suivant en introduisant l'inflation cosmique.

### 1.3.1 Le problème de l'horizon

L'horizon comobile des particules<sup>7</sup> est la distance comobile que peut parcourir la lumière entre un temps initial  $t_i$  et un temps  $t$  :

$$\chi_p(\tau) = \int_{t_i}^t \frac{dt}{a(t)} \quad (1.20)$$

Deux particules distantes de plus de  $\chi_p$  n'ont donc jamais pu être en contact causal [Misner 1969]. Pendant la période où le rayonnement puis la matière dominant, l'horizon des particules est une fonction croissante du facteur d'échelle :

$$\chi_p(\tau) = \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} = \int_0^a \frac{da}{a} \frac{1}{aH} = \chi_p(\tau) \propto \begin{cases} a & \text{RD} \\ a^{1/2} & \text{MD} \end{cases} . \quad (1.21)$$

La partie de l'Univers en contact causal augmente donc avec le temps. Dans le modèle du *Big-Bang* chaud, les échelles qui entrent dans notre horizon aujourd'hui n'ont jamais été en contact causal.

On peut remarquer au passage que l'horizon des particules est l'intégrale logarithmique du rayon de Hubble comobile  $(aH)^{-1}$ .

L'horizon au moment du découplage  $\chi_p(\tau_{dec})$  est calculable, et sa taille angulaire est aujourd'hui seulement d'environ  $1^\circ$  (cf. figure 1.6).

On devrait donc observer  $10^{-5}$  régions déconnectées causalement, et donc à des températures très différentes. On a vu figure 1.1 que la température du CMB observée aujourd'hui est extrêmement homogène, avec des fluctuations relatives de l'ordre de  $\frac{\Delta T}{T_{CMB}} \sim 10^{-5}$ . L'horizon des particules semble donc être bien plus grand que celui prédit par le modèle  $\Lambda$ CDM.

### 1.3.2 Le problème de la platitude

On a vu en section 1.2.5 que les observations actuelles sont compatibles avec un univers plat.

Pendant les périodes dominées par la matière ou le rayonnement,  $aH$  est une fonction décroissante.  $\Omega_K = 0$  est donc une solution instable. Toute déviation à la platitude dans les conditions initiales de notre Univers est alors amplifiée dans le modèle standard.

Pour observer  $\Omega_K < 10^{-3}$  aujourd'hui, il faudrait qu'à l'époque de la nucléosynthèse primordiale ( $\sim 1s$ ),  $|\Omega_K| < 10^{-16}$ , ( $10^{-27}$  à l'époque électrofaible,  $10^{-61}$  à l'ère de Planck : cf. par exemple Baumann [2009]).

7. Un autre horizon cosmologique important est l'horizon des événements, qui représente l'ensemble des points au-delà desquels un signal émis à un temps  $\tau$  ne sera jamais reçu par un observateur futur :  $\chi_e = \int_{\tau}^{\tau_{fin}} d\tau$ .

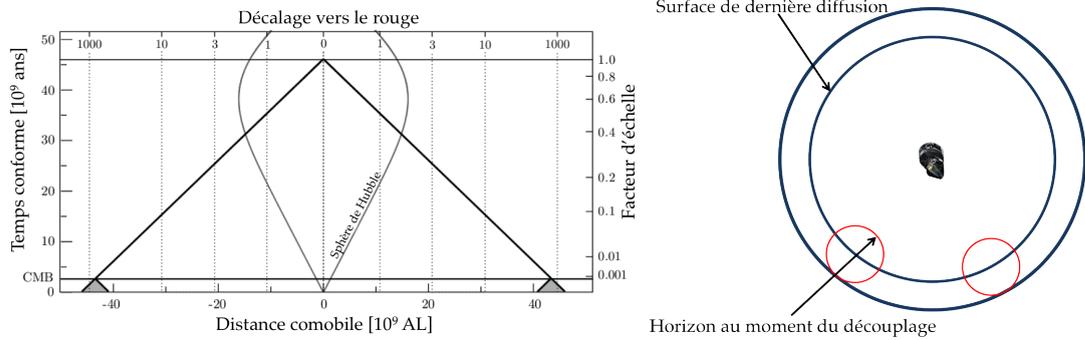


FIGURE 1.6 – Gauche : diagramme espace-temps comobile représentant l’histoire de l’Univers dans le modèle du *Big-Bang* chaud. Le facteur d’échelle  $a = 1$  correspond au présent. A l’intersection de notre cône de lumière avec le CMB, on voit que les cônes de lumière de régions dans des directions opposées ne se croisent pas. Ces régions n’ont donc pas été en contact causal. Le rayon de Hubble  $(aH)^{-1}$  est aussi représenté sur la figure. Droite : Les cercles rouges représentent la taille de l’horizon au moment de l’émission du CMB, qui couvre aujourd’hui  $1^\circ$ . Figure adaptée de [Baumann \[2009\]](#)

Il faudrait donc un ajustement fin des conditions initiales pour expliquer la platitude de notre univers actuel.

### 1.3.3 Le problème des monopoles magnétiques

Lors des brisures de symétrie ayant lieu pendant les premières ères de notre Univers, quand les forces unifiées se découplent, des défauts topologiques se créent à l’interface entre deux régions en transition de phase. Ces défauts peuvent être :

- de dimension 0 : Ce sont des particules élémentaires ayant une charge magnétique, appelées monopoles magnétiques.
- de dimension 1 : Ce sont les cordes cosmiques.
- de dimension 2 : Ce sont les murs de domaine.
- non localisés et instables : C’est le cas des textures.

Toutes ces reliques massives apparaissent au tout début de la période dominée par le rayonnement. Durant cette période, elles sont alors moins diluées ( $\rho_{reliques} \propto a^{-3}$ ) que les espèces relativistes ( $\rho_{rayonnement} \propto a^{-4}$ ). On peut donc s’attendre à ce que ces espèces dominent le contenu énergétique de l’Univers à la fin de l’ère du rayonnement. Les limites actuelles sur les défauts topologiques (cf par exemple : [Planck Collaboration \[2013k\]](#)) excluent cette possibilité.

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on a brièvement rappelé les avancées de la cosmologie d’un point de vue historique. On a introduit les bases observationnelles et formelles de la théorie du *Big-Bang*. On a aussi décrit son extension moderne, le modèle  $\Lambda$ CDM, qui fait intervenir deux composantes de nature inconnue : l’énergie noire et la matière noire. Ce modèle est en parfait accord avec les observations, mais quelques problèmes persistent en ce qui

---

concerne ses conditions initiales. Dans le prochain chapitre, on va résoudre ce problème en introduisant l'inflation, une phase d'expansion accélérée avant le *Big-Bang* chaud.

## Chapitre 2

# Inflation et non-gaussianités

Dans ce chapitre on va présenter la physique de l'inflation, on se focalisera sur le modèle le plus simple, à champ unique et à roulement lent. On va ensuite introduire brièvement certaines déviations à cette inflation standard, et leurs effets non-gaussiens, en particulier sur le bispectre.

### 2.1 Motivations

On a vu à la fin du chapitre précédent que certaines propriétés des observations (le lien causal à des échelles super-horizon, la platitude, l'absence de monopole) semblent nécessiter un ajustement fin du modèle  $\Lambda$ CDM. On va voir ici qu'une phase d'expansion accélérée, préalable au *Big-Bang* chaud, résout ces problèmes.

#### 2.1.1 Décroissance du rayon de Hubble

On peut remarquer que ces problèmes sont liés au fait que le rayon de Hubble comobile est toujours croissant dans le modèle du *Big-Bang* chaud (1.19) et (1.21). Une phase de décroissance du rayon de Hubble, appelée inflation, a alors été proposée avant le *Big-Bang* chaud [Guth 1981; Linde 1982; Starobinsky 1980]. Elle implique une période d'expansion accélérée :

$$\frac{d}{dt} \frac{1}{aH} = \frac{-\ddot{a}}{(aH)^2} < 0 \Rightarrow \ddot{a} > 0. \quad (2.1)$$

On verra même que l'expansion est alors quasi-De Sitter, c'est-à-dire quasi exponentielle :  $a \sim a_0 e^{Ht}$ .

*Rayon de Hubble.* Le rayon de Hubble  $(aH)^{-1}$  est la distance à laquelle la vitesse d'un objet, due à l'expansion, égale la vitesse de la lumière. <sup>a</sup>

Pendant l'époque de domination de la radiation ( $a = a_0 t^{1/2}$ ,  $H = \frac{1}{2t} = \frac{1}{2a^2}$ ), l'horizon des particules et le rayon de Hubble comobile sont équivalents :

$$\chi_p = \int_0^t \frac{dt'}{a(t')} = \int_0^t \frac{dt'}{a_0 \sqrt{t}} = 2a = \frac{1}{aH}. \quad (2.2)$$

Pendant l'inflation ( $a \sim a_0 e^{Ht}$ ), l'horizon des événements tend vers le rayon de Hubble :

$$\chi_e = \int_t^\infty \frac{dt'}{a(t')} \sim \frac{1}{a_0} \int_t^\infty e^{-Ht'} dt' = \frac{1}{aH}. \quad (2.3)$$

Le rayon de Hubble représente la distance que peut parcourir une particule pendant le temps d'une "expansion", c'est à dire pendant que le facteur d'échelle double. On peut envoyer un signal et recevoir sa réponse alors que la taille de l'Univers ne change pas considérablement. On peut alors avoir de la microphysique (cf. par exemple Novella [1996]). Il peut y avoir thermalisation, propagation d'ondes de pression etc. On parle parfois d'horizon microphysique.

On dit que deux particules séparées par  $\chi > \chi_p$  n'ont jamais pu communiquer, et que pour  $\chi > \frac{1}{aH}$ , elles ne peuvent pas communiquer *maintenant*, c'est-à-dire si l'expansion restait la même.

---

a. Dans la suite on parlera d'horizon pour le rayon de Hubble, abus de langage très utilisé dans la littérature. Ce n'est pourtant pas à proprement parler un horizon cosmologique (voir Davis et Lineweaver [2004] pour une discussion approfondie).

### 2.1.2 Solutions aux problèmes du modèle standard

La phase d'inflation préalable à la domination de la radiation permet de résoudre les problèmes introduits au chapitre précédent :

- L'équation (1.19) implique  $\Omega \xrightarrow{aH \rightarrow \infty} 0$ . L'inflation va donc rendre la géométrie de l'Univers euclidienne.
- L'horizon des particules étant l'intégrale logarithmique du rayon de Hubble comobile, la croissance de ce dernier va contribuer énormément dans le passé, et l'horizon est bien plus grand que dans le modèle du *Big-Bang* chaud. Toutes les régions de notre univers observable ont un jour été en contact causal (cf. figure 2.1).
- Toutes les espèces présentes avant l'inflation vont être complètement diluées par l'expansion, en particulier les défauts topologiques.

Cependant, il faut que l'inflation soit suffisamment longue. On caractérise la durée de l'inflation par le nombre de *e-folds*, qui représentent le logarithme du rapport des facteurs d'échelle, après et avant l'inflation :

$$N = \ln \left( \frac{a_{fin}}{a_{init}} \right). \quad (2.4)$$

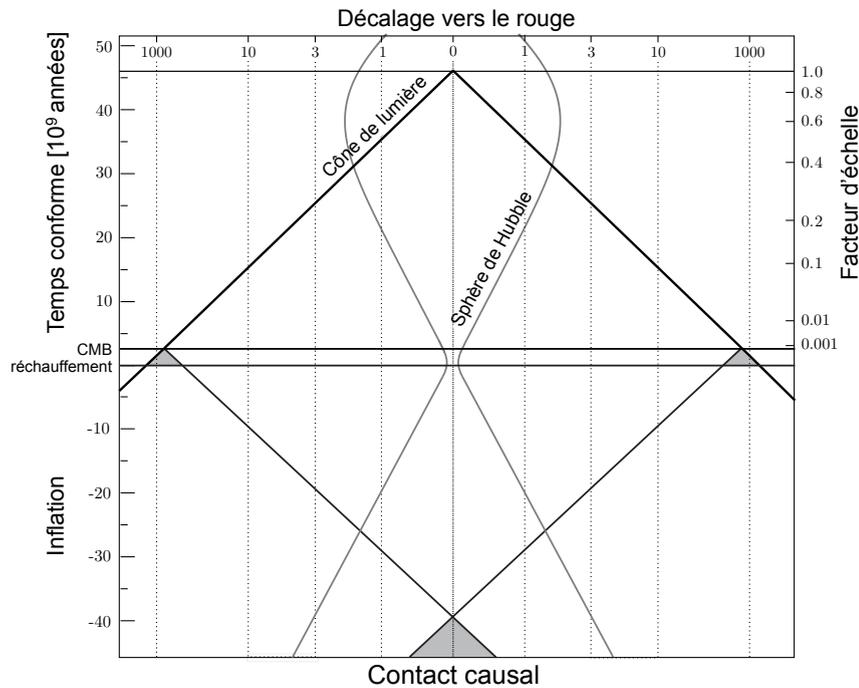


FIGURE 2.1 – Diagramme espace-temps comobile représentant l’histoire de l’Univers avec une phase d’inflation. Le rayon de Hubble  $(aH)^{-1}$  décroît pendant l’inflation. Il “contribue” fortement à l’horizon des particules dans le passé (contrairement au cas du *Big-Bang* chaud). Dans ce cas, à l’intersection de notre cône de lumière avec le CMB, cet horizon est bien plus grand : ces régions ont été en contact causal. Figure adaptée de [Baumann et McAllister \[2014\]](#).

Il faut environ 60 *e-folds* pour résoudre les problèmes du modèle du *Big-Bang* chaud (cf. par exemple [Peter et Uzan \[2009\]](#)).

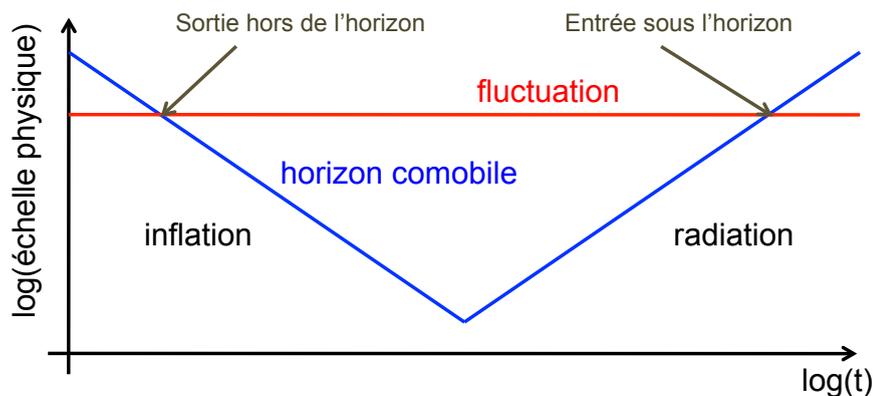


FIGURE 2.2 – Cette courbe représente l’évolution du rayon de Hubble comobile  $(aH)^{-1}$  pendant et après l’inflation, ainsi que l’évolution d’une perturbation de mode  $k$ . Les fluctuations de densité sont créées sous l’horizon à partir des fluctuations quantiques du vide. Alors que le rayon de Hubble comobile se réduit, les perturbations sortent de l’horizon, et sont alors gelées (car acausales). Elles n’évoluent à nouveau que lorsqu’elles rentrent à nouveau sous l’horizon. Figure adaptée de [Baumann et McAllister \[2014\]](#).

## 2.2 L'inflation à roulement lent

La théorie de l'inflation présentée ici est le fruit de très nombreuses contributions, et on ne citera pas exhaustivement ces publications. On pourra pour cela se référer aux revues et aux livres sur lesquelles cette section est basée [Baumann 2009; Langlois 2010; Lesgourgues 2006; Liddle et Lyth 2000; Linde 2008; Planck Collaboration 2014g; Tsujikawa 2003].

On a donc vu que l'ajustement fin nécessaire dans le cadre du modèle du *Big-Bang* chaud disparaissait si on introduit une phase d'inflation préalable. Cette phase apparaît naturellement dans la dynamique d'un champ scalaire sous certaines conditions, qu'on précise dans cette section. Ce champ, noté  $\phi$ , est appelé inflaton<sup>1</sup>.

### 2.2.1 La dynamique de l'inflation

L'action d'un champ scalaire couplé de façon minimale à la gravitation, avec un potentiel d'auto-interaction  $V(\phi)$  (un exemple de potentiel est donnée en section 2.2.4), est donnée par :

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right]. \quad (2.5)$$

Alors, le tenseur énergie-impulsion s'écrit :

$$T_{\mu\nu} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\partial S}{\partial g^{\mu\nu}} = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - g_{\mu\nu} \left( \frac{1}{2} \partial_\sigma \phi \partial^\sigma \phi + V(\phi) \right). \quad (2.6)$$

On se place en métrique FLRW, et on se restreint à un champ d'inflaton homogène. En utilisant  $T^\mu{}_\nu = g^{\rho\mu} T_{\rho\nu}$ , et en comparant terme à terme avec (1.3), on obtient que l'inflaton se comporte comme un fluide parfait, avec :

$$\rho_\phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi), \quad (2.7)$$

$$p_\phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi). \quad (2.8)$$

En injectant ces expressions dans (1.7), on obtient l'équation du mouvement :

$$\ddot{\phi}(t) + 3H(t)\dot{\phi}(t) + V_{,\phi} = 0, \quad (2.9)$$

où  $V_{,\phi}$  est la dérivée de  $V$  par rapport à  $\phi$ .

1. En fait, on peut considérer que l'ajustement fin est simplement repoussé dans les paramètres de l'inflaton. Le problème de l'ajustement fin rejoint la philosophie et ne sera pas plus discuté ici, pour le cas du problème de l'horizon et de la platitude, on pourra se référer à Carroll [2014].

L'équation de Friedmann devient :

$$H^2 = \frac{1}{3M_{Pl}^2} \left( \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \right). \quad (2.10)$$

### 2.2.2 Paramètres de roulement lent

Si  $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$ , l'inflation est en régime de roulement lent (*slow-roll*), par analogie avec une boule roulant lentement en haut d'une colline, ayant alors une énergie cinétique négligeable devant l'énergie potentielle.

Alors, d'après (2.7) et (2.8), on a  $p = -\rho$ . L'inflaton se comporte donc comme un fluide parfait à pression négative. Cette période d'inflation ne doit pas être instantanée et doit durer au moins 50 à 70 *e-folds* (cf. par exemple Peter et Uzan [2009]). Pour cela, il faut aussi que la dérivée seconde soit faible :  $\ddot{\phi}(t) \ll 3H(t)\dot{\phi}(t) \sim V_{,\phi}$ . Les équations (2.9) et (2.10) se simplifient alors en :

$$3H(t)\dot{\phi}(t) \sim -V_{,\phi}, \quad (2.11)$$

et

$$H^2 = \frac{V(\phi)}{3M_{Pl}^2}. \quad (2.12)$$

On a alors  $H \sim$  constante, c'est-à-dire  $a(t) \sim e^{Ht}$ . Pendant l'inflation, l'espace-temps est donc quasi-De Sitter. Les paramètres de roulement lent ont été introduits pour qualifier les conditions sur les dérivées première et seconde de l'inflaton :

$$\epsilon \equiv \frac{-\dot{H}}{H^2} = -\frac{d \ln H}{dN}, \quad (2.13)$$

$$\eta \equiv -\frac{\ddot{\phi}}{H\dot{\phi}}. \quad (2.14)$$

Il existe une autre définition, en fonction du potentiel :

$$\epsilon_V \equiv \frac{M_{pl}^2 V_{,\phi}^2}{2V^2}, \quad (2.15)$$

$$\eta_V \equiv \frac{M_{pl}^2 V_{,\phi\phi}}{V}. \quad (2.16)$$

Lorsqu'on a un champ scalaire dont le potentiel vérifie  $\epsilon_V \ll 1$  et  $|\eta_V| \ll 1$ , on est dans le cas d'une inflation à roulement lent. Dans ces conditions, les deux définitions sont liées :  $\epsilon \approx \epsilon_V$  et  $\eta \approx \eta_V - \epsilon_V$ .

Le nombre d'*e-folds* avant la fin de l'inflation est alors :

$$N(\phi) = \ln\left(\frac{a_{fin}}{a}\right) = \int_t^{t_{fin}} H dt \stackrel{(2.15,2.16)}{\simeq} \int_{\phi_{fin}}^{\phi} \frac{d\phi}{\sqrt{2\epsilon_V}}. \quad (2.17)$$

### 2.2.3 Génération des perturbations

L'un des grands succès de l'inflation, en plus de résoudre les problèmes posés en section 1.3, est de prédire les inhomogénéités à l'origine des structures de l'Univers (galaxies, amas etc.).

En effet, comme dans toute théorie quantique des champs, les relations d'incertitudes stipulent que pendant des temps très courts, de grandes quantités d'énergie peuvent apparaître<sup>2</sup>. Ces oscillations quantiques du vide sont la source de perturbations dans l'inflaton [Mukhanov et Chibisov 1981], qui vont évoluer et créer des perturbations de la courbure à la fin de l'inflation, elles-mêmes à l'origine des fluctuations dans la distribution de la matière, du rayonnement etc. On va ici étudier l'évolution des perturbations pendant l'inflation et prédire leur spectre de puissance à la fin de l'inflation. On n'entrera pas en détail dans la théorie des perturbations quantiques en champ libre, mais les étapes sont décrites par exemple dans Baumann [2009].

#### Évolution des perturbations

En introduisant le champ d'inflaton perturbé  $\phi(x, t) = \phi_0(t) + \delta\phi(x, t)$ , où  $\phi_0(t)$  est le champ d'inflaton homogène non perturbé, dans l'équation de Klein-Gordon (2.9), on obtient l'équation d'évolution des modes de perturbation, dite de Mukhanov-Sasaki :

$$v_k'' + \left(k^2 - \frac{z''}{z}\right) v_k = 0, \quad (2.18)$$

où  $v(x, t) = a\delta\phi(x, t)$ <sup>3</sup>,  $z = a\dot{\phi}/H$  et  $v' = \frac{\partial v}{\partial \tau}$ .

L'équation (2.18) est celle d'un oscillateur harmonique. Par analogie avec l'oscillateur harmonique sphérique en mécanique quantique, on quantifie en transformant le champ classique  $v$  en opérateur  $\hat{v}$ . On a :

$$v_k \rightarrow \hat{v}_k = v_k(\tau)\hat{a}_k + v_{-k}(\tau)\hat{a}_{-k}^\dagger, \quad (2.19)$$

où les opérateurs création et annihilation  $\hat{a}_{-k}^\dagger$  et  $\hat{a}_k$  suivent les relations de commutation canoniques :

$$[\hat{a}_k^\dagger, \hat{a}_{k'}^\dagger] = [\hat{a}_k, \hat{a}_{k'}] = 0, \quad [\hat{a}_{k'}, \hat{a}_k^\dagger] = \delta(k - k'). \quad (2.20)$$

2.  $\Delta E \Delta t \geq 1$  (rappel :  $\hbar = 1$ )

3.  $v_k$  est le mode de Fourier défini par  $v_k = \int d^3x v(x, t) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$ .

Les solutions dans le cas de De Sitter ( $z''/z = 1/\tau$ ) sont alors :

$$v_k = \alpha \frac{e^{-ik\tau}}{\sqrt{2k}} \left(1 - \frac{i}{k\tau}\right) + \beta \frac{e^{ik\tau}}{\sqrt{2k}} \left(1 + \frac{i}{k\tau}\right). \quad (2.21)$$

Pour fixer les constantes d'intégration  $\alpha$  et  $\beta$ , on normalise la solution :  $\langle v_k, v_k \rangle = \frac{i}{\hbar} (v_k^* v_k' - v_k'^* v_k) = 1$ , et on choisit un état du vide pour les opérateurs quantiques :  $\hat{a}_k|0\rangle = 0$ . On choisit ces conditions dans l'infini passé ( $\tau \rightarrow -\infty$ ), où les oscillations étaient bien à l'intérieur de l'horizon, et se comportaient alors comme dans un espace plat (Minkowski). L'équation (2.18) devient alors  $(v_k)'' + k^2(v_k) = 0$ , c'est à dire un oscillateur harmonique de pulsation indépendante du temps. Dans ce cas, l'état minimisant l'énergie est

$$\lim_{\tau \rightarrow -\infty} v_k = \frac{e^{-ik\tau}}{\sqrt{2k}}. \quad (2.22)$$

Cet état du vide est celui dit de Bunch-Davies [Bunch et Davies 1978]. Les fluctuations sont alors de la forme :

$$\delta\phi_k = \frac{e^{-ik\tau}}{a\sqrt{2k}} \left(1 - \frac{i}{k\tau}\right). \quad (2.23)$$

Notons que durant la phase de roulement lent,  $a\tau = -1/H$  (cf. Komatsu [2002]) :

$$\tau = \int \frac{dt}{a} = \int \frac{da}{a^2 H} = -\frac{1}{Ha} - \int da \frac{\frac{dH}{dt}}{a^2 H^3} \approx -\frac{1}{Ha} + \frac{\epsilon}{aH}. \quad (2.24)$$

Lorsque le mode est sous l'horizon de Hubble ( $k \ll aH$  i.e.  $|k\tau| \gg 1$ ), ces solutions sont oscillantes, alors que lorsqu'il est au-delà, elles sont gelées.

### Spectre de puissance des perturbations

On peut caractériser ces perturbations par leur spectre de puissance  $P(k)$ , transformée de la fonction de corrélation à 2 points  $\xi(r) = \langle \delta\phi(x)\delta\phi(x+r) \rangle$  :

$$\langle \delta\phi_k \delta\phi_{k'} \rangle = (2\pi)^3 P(k) \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \frac{1}{2k^3 a\tau} (1 + k^2 \tau^2). \quad (2.25)$$

En utilisant (2.24), le spectre de puissance est :

$$P(k) = \frac{H^2}{2k^3} (1 + k^2 \tau^2). \quad (2.26)$$

Les modes dans l'intervalle  $[k, k + d^3k]$  contribuent à la puissance en :

$$\frac{d^3k}{(2\pi)^3} |\delta\phi_k|^2 = \frac{k^2 dk}{4\pi^3} |\delta\phi_k|^2 = d \ln k (k^3 |\delta\phi_k|^2). \quad (2.27)$$

On introduit alors le spectre de puissance sans dimension  $\mathcal{P}(k) \equiv \frac{k^3}{2\pi^2} P(k)$ , qui mesure la contribution des modes de perturbations à la variance des perturbations par intervalle logarithmique.

Les perturbations  $\delta\phi$  sont directement reliées aux perturbations de la courbure  $\mathcal{R}$  :

$$\mathcal{R} = -H \frac{\delta\phi}{\dot{\phi}}. \quad (2.28)$$

En dehors de l'horizon de Hubble, les perturbations étant gelées, le spectre prend sa valeur à  $k = aH$  :

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k) = \frac{H^2}{2\pi^2} \frac{H^2}{\dot{\phi}^2} \Big|_{k=aH} \stackrel{(2.13)}{=} \frac{1}{8\pi^2} \frac{H^2}{M_{pl}^2} \frac{1}{\epsilon} \Big|_{k=aH}. \quad (2.29)$$

L'inflation produit aussi des ondes gravitationnelles, qui sont responsables de perturbations de type tensorielles. On ne rentrera pas dans le détail de leur génération ici (on pourra par exemple consulter [Peter et Uzan \[2009\]](#)). Le spectre de puissance des perturbations tensorielles est :

$$\mathcal{P}_t(k) = \frac{2}{\pi^2} \frac{H^2}{M_{pl}^2} \Big|_{k=aH}. \quad (2.30)$$

### Énergie de l'inflation et variations d'échelle du spectre

On définit les indices spectraux  $n_s$  et  $n_t$ , et leurs variations  $\alpha_s$  et  $\alpha_t$  (*running*) :

$$n_s - 1 \equiv \frac{d \ln \mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k)}{d \ln k}, \quad (2.31)$$

$$\alpha_s \equiv \frac{d \ln n_s}{d \ln k}, \quad (2.32)$$

$$n_t \equiv \frac{d \ln \mathcal{P}_t(k)}{d \ln k}, \quad (2.33)$$

$$\alpha_t \equiv \frac{d \ln n_t}{d \ln k}. \quad (2.34)$$

On peut alors ré-écrire les spectres autour d'un mode "pivot"  $k_*$  :

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k) = A_s(k_*) \left( \frac{k}{k_*} \right)^{n_s(k_*) - 1 + \frac{1}{2} \alpha_s(k_*) \ln(k/(k_*)) + \dots}, \quad (2.35)$$

$$\mathcal{P}_t(k) = A_t(k_*) \left( \frac{k}{k_*} \right)^{n_t(k_*) + \frac{1}{2} \alpha_t(k_*) \ln(k/(k_*)) + \dots}. \quad (2.36)$$

où  $A_s(k_*)$  ( $A_t(k_*)$ ) est l'amplitude des perturbations scalaires (tensorielles).

En comparant aux équations (2.29) et (2.30), on obtient :

$$A_s \approx \frac{V}{24\pi^2 M_{pl}^4 \epsilon_V}, \quad (2.37)$$

$$A_t \approx \frac{2V}{3\pi^2 M_{pl}^4}, \quad (2.38)$$

$$n_s - 1 \approx 2\eta_V - 6\epsilon_V, \quad (2.39)$$

$$\alpha_s \approx -16\epsilon_V \eta_V + 24\epsilon_V^2 - 2\xi_V^2, \quad (2.40)$$

$$n_t \approx -2\epsilon_V, \quad (2.41)$$

$$\alpha_t \approx -4\epsilon_V \eta_V + 8\epsilon_V^2. \quad (2.42)$$

Dans l'approximation de roulement lent, la mesure des indices spectraux  $n_s$  et  $n_t$ , de leur variation  $\alpha_s$  et  $\alpha_t$  permettent de caractériser le potentiel  $V$ . On voit aussi que l'inflation prédit une déviation à l'invariance d'échelle,  $n_s = 1$  et  $n_t = 0$ , dépendant des paramètres de roulement lent.

On introduit aussi le rapport tenseur-scalaire  $r$  :

$$r \equiv \frac{\mathcal{P}_t(k)}{\mathcal{P}_\mathcal{R}(k)} \approx 16\epsilon_V \approx -8n_t. \quad (2.43)$$

Cette relation entre  $r$  et  $n_t$  est appelée relation de consistance de l'inflation à champ unique en roulement lent.

En utilisant (2.43) et (2.37), on peut montrer :

$$V \equiv \frac{3\pi^2 A_s}{2} r M_{pl}^4. \quad (2.44)$$

Le paramètre  $r$  est donc directement lié à l'échelle d'énergie de l'inflation : pour  $r \gtrsim 0.01$ , on a  $V^{1/4} \gtrsim 10^{16} GeV$ , c'est à dire à l'échelle des GUT (*Grand Unification Theory* : Théories de la grande unification, modèles dans lesquels toutes les forces fondamentales, sauf la gravitation, sont unifiées. Ces théories sont pour le moment encore spéculatives.).  $r$  est aussi lié aux variations de  $\phi$  pendant l'inflation par la relation [Lyth 1997] :

$$\frac{\Delta\phi}{M_{pl}} \approx \frac{1}{\sqrt{8}} \int_0^{N_{\text{CMB}}} dN \sqrt{r} = \mathcal{O}(1) \times \frac{r}{0.01}, \quad (2.45)$$

où  $N_{\text{CMB}}$  correspond au nombre d'*e-folds* avant la fin de l'inflation au moment de la génération des perturbations ( $N_{\text{CMB}} \leq 60$  : voir Liddle et Leach [2003]). Un rapport tenseur sur scalaire supérieur (inférieur) à 0.01 correspond donc à des excursions super(sous)-planckiennes du champ. On parle alors d'inflation à champ large (faible), et cela correspond à des potentiels convexes (concaves).

### 2.2.4 Le cas de l'inflation quadratique

Prenons l'exemple simple de l'inflation quadratique, de potentiel  $V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2$ . On peut calculer les paramètres de roulement lent de cette théorie :

$$\epsilon_V = \eta_V = 2 \left( \frac{M_{pl}}{\phi} \right)^2 \quad (2.46)$$

On a alors une inflation à roulement lent tant que  $\phi \gg \sqrt{2}M_{pl}$ . Le nombre de *e-folds* est donné par l'équation (2.17), on obtient  $N(\phi) = \frac{\phi^2}{4M_{pl}^2} - \frac{1}{2}$ . A l'époque de la génération des fluctuations du CMB, pour  $N \approx 60$ , on a  $\phi_{\text{CMB}} \approx 15M_{pl}$ . En utilisant les formules (2.39) et (2.43), on a  $r \approx 0.1$  et  $n_s \approx 0.96$ . La formule (2.37) nous donne aussi un lien entre la masse de l'inflaton et l'amplitude du spectre :  $A_s = \frac{m}{M_{pl}} \frac{N_{\text{CMB}}}{\sqrt{3}}$ . On est ici en présence d'une inflation à champ large.

De nombreux autres exemples sont résumés dans [Martin \*et al.\* \[2013\]](#) et [Planck Collaboration \[2014g\]](#), par exemple pour le premier modèle introduit historiquement [[Starobinsky 1980](#)], on a  $n_s \approx 1 - 8(4 * N_{\text{CMB}} + 9)/(4 * N_{\text{CMB}} + 3)2 \approx 0.966$ , et  $r \approx 192/(4 * N_{\text{CMB}} + 3)^2 \approx 0.003$ . C'est ici un modèle à champ faible.

### 2.2.5 Gaussianité

On a vu que l'inflation génère des perturbations quasi invariantes d'échelle, et que les modes de Fourier de ces perturbations sont aléatoires et décorrélés (2.25). Dans l'espace réel, la perturbation du potentiel gravitationnel en un point à la fin de l'inflation est la somme des contributions des différents modes de Fourier. D'après le théorème central limite, qui stipule que la somme d'un grand nombre de variables aléatoires indépendantes tend vers une loi normale, les perturbations sont distribuées de façon gaussienne (voir par exemple, [Peacock \[1999\]](#)).

On va caractériser ce champ gaussien par sa fonction de corrélation à  $n$  points, ou sa transformée de Fourier, le polyspectre<sup>4</sup>. On écrira dans la suite les fonctions de corrélation au niveau du potentiel gravitationnel primordial  $\Phi(\mathbf{x}, t)$ . Celui-ci est lié à la courbure  $\mathcal{R}(\mathbf{x}, t)$ , pour les modes super-horizons pendant la période dominée par la matière, par  $\Phi(\mathbf{x}, t) = \frac{3}{5}\mathcal{R}(\mathbf{x}, t)$ . On a :

$$\langle \Phi(\mathbf{x}_1, t) \Phi(\mathbf{x}_2, t) \dots \Phi(\mathbf{x}_n, t) \rangle = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} P_{\Phi}^{(n)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \dots, \mathbf{k}_n, t). \quad (2.47)$$

4. Un désavantage de la fonction dans l'espace réel est que les points à différentes échelles sont corrélés, ce qui rend l'interprétation plus difficile (cf. [Komatsu \[2002\]](#)), et on travaille plutôt avec sa transformée de Fourier, le polyspectre.

$P_{\Phi}^{(n)}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \dots, \mathbf{k}_n, t)$  est le polyspectre, (spectre si  $n=2$ , bispectre si  $n=3$ , trispectre si  $n=4$  etc.). La fonction de corrélation à 2 points est définie par :

$$\xi_{\Phi}(r, t) \equiv \langle \Phi(\mathbf{x}, t) \Phi(\mathbf{x} + r, t) \rangle, \quad (2.48)$$

où on a ici utilisé le fait que par isotropie (conséquence même de l'inflation), la fonction de corrélation dépend seulement de  $r = |\mathbf{r}|$ . On peut alors définir sa transformée de Fourier :

$$P_{\Phi}(k, t) \equiv \int d^3\mathbf{x} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \xi_{\Phi}(r, t), \quad (2.49)$$

qui est le spectre de puissance introduit précédemment (2.25). Dans le cas d'un champ gaussien, tous les polyspectres impairs sont nuls, la distribution étant paire. Les polyspectres pairs sont exprimables en fonction du spectre de puissance, en utilisant le théorème de Wick, par exemple à 4 points (on omet la dépendance en temps dans l'expression) :

$$\langle \Phi(\mathbf{k}_1) \Phi(\mathbf{k}_2) \Phi(\mathbf{k}_3) \Phi(\mathbf{k}_4) \rangle = P_{\Phi}(\mathbf{k}_1) P_{\Phi}(\mathbf{k}_3) \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \delta(\mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4) + 2 \text{ perm.}, \quad (2.50)$$

où  $\Phi(\mathbf{k})$  est la transformée de Fourier de  $\Phi(\mathbf{x})$  :

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \Phi(\mathbf{k}, t) \quad (2.51)$$

$$\Phi(\mathbf{k}, t) = \int d^3\mathbf{x} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \Phi(\mathbf{x}, t), \quad (2.52)$$

[Maldacena \[2003\]](#) a démontré que sous certaines conditions, qui définissent le modèle d'inflation le plus simple décrit jusqu'à présent, les déviations à la gaussianité étaient négligeables, exprimable en fonction des paramètres de roulement lent (cf. section 2.4.8). Ces conditions sont données par exemple dans [Komatsu \*et al.\* \[2009b\]](#) :

- **Roulement lent** : L'évolution de l'inflaton est très faible comparée au temps d'Hubble pendant l'inflation (2.13) (2.14).
- **Champ unique** : Il n'y a qu'un seul champ quantique responsable de la phase d'inflation et de la génération des perturbations (2.5).
- **Énergie cinétique canonique** : L'énergie cinétique du champ quantique est telle que les fluctuations se propagent à la vitesse de la lumière (2.5).
- **État de vide initial** : Le champ quantique était dans l'état de vide de Bunch-Davies (2.22) avant que les perturbations ne soient générées.

Les perturbations à la fin de l'inflation sont donc entièrement caractérisées par leur fonction de corrélation à deux points, ou leur spectre de puissance. On verra dans la section suivante que ce n'est pas le cas lorsqu'on a un champ non-gaussien.

### 2.2.6 Réchauffement et adiabaticité

Pendant l'inflation, presque toute l'énergie est contenue dans le champ d'inflaton, les éventuelles autres sources d'énergie préalable étant énormément diluées par l'inflation elle-même. L'Univers est alors dans un état de faible température et de faible entropie. A la fin de l'inflation, lorsque les conditions de roulement lent ne sont plus satisfaites, l'inflaton oscille autour de son minimum de potentiel, et se désintègre dans les champs du modèle standard.

Dans le cas de l'inflation à champ simple, il n'y a qu'un seul degré de liberté inhomogène (cf. par exemple [Lesgourgues \[2006\]](#)), et cette désintégration est seulement liée à la courbure : tous les champs sont excités dans les mêmes proportions. On parle de perturbations adiabatiques. Dans le cas de l'inflation à plusieurs champs, les différentes composantes de la matière peuvent être perturbées dans des proportions différentes. On parle de perturbations isocourbes (cf. la revue par [Langlois \[2003\]](#)). Les contraintes à partir du spectre de puissance du CMB sont compatibles avec des perturbations purement adiabatiques.

## 2.3 Alternatives à l'inflation

Des théories alternatives à l'inflation ont été proposées :

- Les cordes cosmiques et les textures : ces théories ne résolvent pas tous les problèmes posés au chapitre précédent, mais proposent une autre origine aux perturbations initiales, qui seraient provoquées par des défauts topologiques. Ces perturbations ont une signature particulière au niveau du spectre de puissance du CMB, et les observations actuelles tendent à montrer que le modèle d'inflation simple sans défaut topologique suffit [[Planck Collaboration 2013k](#)]
- Scénario ekpyrotique/cyclique : dans ces modèles, une phase de contraction lente précède le *Big-Bang* chaud (voir par exemple la revue par [Lehners \[2010\]](#)). Les perturbations scalaires créées pendant la phase ekpyrotique sont quasi-invariantes d'échelle, mais nécessitent alors une conversion de perturbations isocourbes en perturbations adiabatiques. Au premier ordre, ce modèle ne produit pas de perturbations tensorielles/ondes gravitationnelles.
- Le gaz de corde : dans cette théorie, introduite par [Brandenberger et Vafa \[1989\]](#), pour expliquer la compactification des dimensions supplémentaires, un gaz de cordes unidimensionnelles primordial est supposé. Les fluctuations thermiques de ce dernier vont être à l'origine de fluctuations ayant un spectre invariant d'échelle. Ce modèle résout le problème de l'horizon, et de la formation des structures, et évite la possible physique trans-planckienne de l'inflation. Il ne résout pas le problème de la platitude et n'explique pas la taille de notre univers observable. Dans ce modèle, le spectre tensoriel est bleu ( $n_t > 0$ ), ce qui viole la relation de consistance (2.43).

## 2.4 Non-gaussianité

Comme on vient de voir, au premier ordre, les perturbations produites par les fluctuations quantiques du champ d'inflaton suivent une loi de probabilité gaussienne, et toute l'information statistique est alors comprise dans le spectre de puissance. Les différents modèles d'inflation seront alors différentiables par les relations entre les paramètres de ce spectre de puissance ( $A_s, n_s, \alpha_s, r, n_t$  etc.). Si on prend en compte le second ordre, ou les interactions du, ou des champs présents pendant l'inflation, ainsi que d'autres violations des conditions de Maldacena, les perturbations dévient de la distribution gaussienne : on parle de non-gaussianité. Dans cette section, on va introduire brièvement les grandes classes de théories des débuts de l'Univers à l'origine de perturbations non-gaussiennes. Cette section est basée sur plusieurs revues [Chen 2010; Liguori *et al.* 2010a; Planck Collaboration 2013i; Yadav et Wandelt 2010a], et sur la thèse de Sebastien Renaux-Petel [Renaux-Petel 2010], dans lesquels on pourra trouver une description plus poussée et des références précises.

### 2.4.1 Bispectre et $f_{NL}$

Le polyspectre de plus bas ordre qui va nous permettre d'étudier la non-gaussianité est le bispectre :

$$\langle \Phi(\mathbf{k}_1)\Phi(\mathbf{k}_2)\Phi(\mathbf{k}_3) \rangle \equiv (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) B_\Phi(k_1, k_2, k_3). \quad (2.53)$$

Il mesure la corrélation entre trois modes de perturbation. Avec l'invariance par rotation et par translation, cet outil statistique ne dépend que de la norme des modes.  $\delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3)$  impose l'inégalité triangulaire sur les modes  $k_1, k_2$ , et  $k_3$ . Différentes régions du bispectre correspondent donc à différentes configurations triangulaires (cf. figure 2.3), qui sont générées par des mécanismes physiques distincts. On caractérise souvent ce bispectre avec le paramètre de non-linéarité  $f_{NL}$ , sans dimension, qui donne l'amplitude d'une forme donnée de bispectre  $F^{(i)}$  :

$$B_\Phi(k_1, k_2, k_3) = \sum_{i \in \text{forme}} f_{NL}^{(i)} F^{(i)}(k_1, k_2, k_3). \quad (2.54)$$

Ce paramètre est plus accessible expérimentalement que les différents termes du bispectre, étant donné qu'il moyenne toute l'information : on verra dans les chapitres suivants qu'on peut le mesurer en ajustant une forme de bispectre donnée au bispectre observationnel.

On va voir les formes de bispectres produits par différents modèles.

### 2.4.2 Modèles à plusieurs champs et forme locale

Dans certains modèles, un (ou plusieurs) champs scalaire supplémentaire est présent pendant l'inflation. Ces champs peuvent être co-responsables de la phase d'inflation,

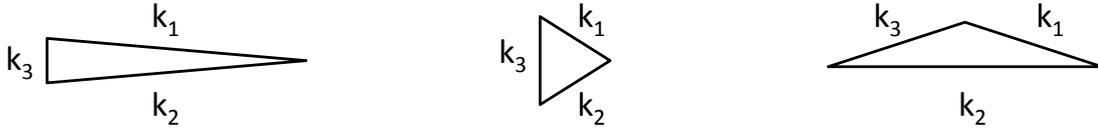


FIGURE 2.3 – Différentes configurations triangulaires : à gauche, la configuration *squeezed*, au centre, équilatéral et à droite la configuration aplatie.

et on parle alors d'inflation multi-champs. Dans ce cas, les perturbations isocourbes évoluent de manière non linéaire après leur sortie de l'horizon et sont transférées dans le secteur adiabatique à la fin de l'inflation [Bartolo *et al.* 2002; Langlois et van Tent 2011; Tzavara et van Tent 2011]. Dans d'autres modèles, certains champs peuvent être sous-dominants pendant la phase d'inflation, et se désintégrer à la fin de celle-ci en créant les perturbations de la courbure, c'est par exemple le cas du scénario du *curvaton* [Mollerach 1990]. Dans d'autres modèles, la dynamique de la phase de réchauffement est non linéaire et produit aussi de la non-gaussianité.

Pour tous ces modèles, les non-linéarités sont localisées dans l'espace réel (dues à l'interaction des champs scalaires), on parle de non-gaussianité locale. Un mode quitte l'horizon et évolue de manière non-linéaire, et agit comme un arrière plan pour l'évolution des autres modes. Il y a alors corrélation entre des longs modes de perturbation à un mode super-horizon (court), ce qui correspond à des configurations bispectrales de type *squeezed*. Le bispectre local est donnée par Gangui *et al.* [1994] :

$$\begin{aligned} B_{\Phi}^{\text{local}}(k_1, k_2, k_3) &= 2f_{NL}^{\text{local}} \left[ P_{\Phi}(k_1)P_{\Phi}(k_2) + P_{\Phi}(k_1)P_{\Phi}(k_3) + P_{\Phi}(k_2)P_{\Phi}(k_3) \right] \\ &= 2A^2 f_{NL}^{\text{local}} \left[ \frac{1}{k_1^{4-n_s} k_2^{4-n_s}} + \text{perm.} \right], \end{aligned} \quad (2.55)$$

où  $P_{\Phi}(k) = A/k^{4-n_s}$  et dans la limite *squeezed*, on a :

$$B_{\Phi}^{\text{local}}(k_1 \rightarrow 0, k_2, k_3) \rightarrow 4f_{NL}^{\text{local}} P_{\Phi}(k_1)P_{\Phi}(k_2). \quad (2.56)$$

On peut retrouver le bispectre de la non-gaussianité locale dans le cas où le potentiel gravitationnel est donné par :

$$\Phi(\mathbf{x}) = \Phi_L(\mathbf{x}) + \Phi_{NL}(\mathbf{x}) = \Phi_L(\mathbf{x}) + f_{NL}^{\text{local}}(\Phi_L^2(\mathbf{x}) - \langle \Phi_L^2(\mathbf{x}) \rangle), \quad (2.57)$$

où  $\Phi_L(\mathbf{x})$  est la partie linéaire de la perturbation. En utilisant :

$$\Phi_{NL}(\mathbf{k}) = f_{NL}^{\text{local}} \left[ \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \Phi_L^*(\mathbf{k})\Phi_L(\mathbf{k} + \mathbf{p}) - (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{k}) \langle \Phi_L^2(\mathbf{k}) \rangle \right], \quad (2.58)$$

on a [Komatsu et Spergel 2001] :

$$\begin{aligned} \langle \Phi(\mathbf{k}_1)\Phi(\mathbf{k}_2)\Phi(\mathbf{k}_3) \rangle &= f_{NL}^{\text{local}} * \langle \Phi_L(\mathbf{k}_1)\Phi_L(\mathbf{k}_2)\Phi_{NL}(\mathbf{k}_3) \rangle + \mathcal{O}((f_{NL}^{\text{local}})^2) \\ &= 2f_{NL}^{\text{local}} \left[ P_\Phi(k_1)P_\Phi(k_2) + \text{perm.} \right] (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) \end{aligned} \quad (2.59)$$

On illustre figure 2.4 la modulation d'un mode court par un mode long (super-horizon). On voit qu'on a alors une amplification des perturbations à petite échelle là où les grandes échelles sont les plus fortes.

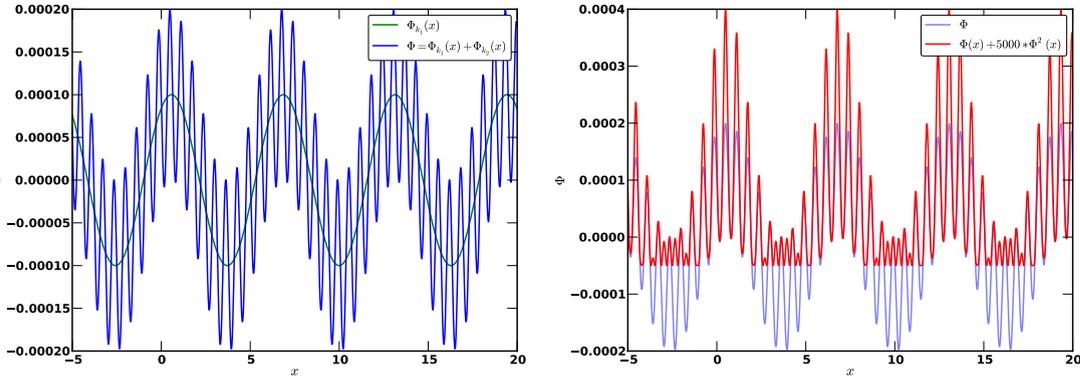


FIGURE 2.4 – Illustration de la non-gaussianité locale. A Gauche, on représente la contribution d'un mode long ( $k_1$ ) et d'un mode court ( $k_2$ ) au potentiel gravitationnel linéaire  $\Phi(x)$ . A droite, on montre le potentiel dans le cas d'une non-gaussianité locale, ici avec  $f_{NL}^{\text{local}} = 5000$ . On voit un effet de modulation : les structures à petite échelle sont amplifiées aux maxima des grandes structures.

### 2.4.3 Modèles à terme cinétique non standard et forme équilatérale

Dans les modèles d'inflation à un champ ayant un terme d'énergie cinétique non standard, les perturbations de l'inflaton se propagent à une vitesse du son effective  $c_s$ . Pour un lagrangien général  $\mathcal{L} = P(X, \phi)$ , au lieu du lagrangien simple de (2.5), où  $X = g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi$ , la vitesse du son est  $c_s^2 = (\partial P / \partial X) / (\partial P / \partial X + 2X(\partial^2 P / \partial X^2))$ . Dans ces théories, les modes interagissent non-linéairement au moment du croisement de l'horizon, quand ils ont une taille comparable. On a alors une configuration de type équilatérale (cf. figure 2.3), qui peut être caractérisée par le bispectre [Creminelli *et al.* 2006] :

$$\begin{aligned} B_\Phi^{\text{équilatéral}}(k_1, k_2, k_3) &= 6A^2 f_{NL}^{\text{équilatéral}} \\ &\times \left\{ -\frac{1}{k_1^{4-n_s} k_2^{4-n_s}} - \frac{1}{k_2^{4-n_s} k_3^{4-n_s}} - \frac{1}{k_3^{4-n_s} k_1^{4-n_s}} - \frac{2}{(k_1 k_2 k_3)^{2(4-n_s)/3}} \right. \\ &\left. + \left[ \frac{1}{k_1^{(4-n_s)/3} k_2^{2(4-n_s)/3} k_3^{4-n_s}} + (5 \text{ perm.}) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.60)$$

et on a  $f_{NL}^{\text{équilatéral}} \sim 1/c_s^2$ .

### 2.4.4 Conditions initiales excitées et forme aplatie

On a vu que dans la théorie la plus simple d'inflation, les perturbations du champ d'inflaton se comportent initialement comme dans un espace plat (2.22). Dans l'équation (2.21), le vide de Bunch-Davies correspond à  $\alpha = 1$  et  $\beta = 0$ . Des effets transplanckiens peuvent créer des déviations à ce vide [Chen *et al.* 2007b], avec  $\beta \neq 0$ . Ce terme à fréquence négative va modifier le bispectre de l'inflation générale à un champ : on peut remplacer dans le bispectre équilatéral un des  $k_i$  par  $-k_i$ . Un tel bispectre diverge dans les configurations  $k_1 + k_2 = k_3$ , c'est à dire un triangle aplati. On paramétrise ces configurations par le bispectre [Meerburg *et al.* 2009] :

$$\begin{aligned}
B_{\Phi}^{\text{aplatis}}(k_1, k_2, k_3) &= 6A^2 f_{NL}^{\text{aplatis}} \\
&\times \left\{ \frac{1}{k_1^{4-n_s} k_2^{4-n_s}} + \frac{1}{k_2^{4-n_s} k_3^{4-n_s}} + \frac{1}{k_3^{4-n_s} k_1^{4-n_s}} + \frac{3}{(k_1 k_2 k_3)^{2(4-n_s)/3}} \right. \\
&\left. - \left[ \frac{1}{k_1^{(4-n_s)/3} k_2^{2(4-n_s)/3} k_3^{4-n_s}} + (5 \text{ perm.}) \right] \right\}. \quad (2.61)
\end{aligned}$$

### 2.4.5 Forme orthogonale

Certains modèles généraux à un champ produisent des formes équilatérales un peu différentes de (2.60)<sup>5</sup>. La forme orthogonale a été introduite initialement à partir de ces différentes variantes pour être orthogonale à la forme  $B_{\Phi}^{\text{équilatéral}}$ . Cette forme contribue principalement dans les configurations triangulaires aplaties et équilatérales. Les contraintes jointes sur  $f_{NL}^{\text{équilatéral}}$  et  $f_{NL}^{\text{orthogonal}}$  permettent d'étudier de façon complète la non-gaussianité des modèles généraux à un champ dans le cadre de la théorie effective de l'inflation [Senatore *et al.* 2010]. Le bispectre est :

$$\begin{aligned}
B_{\Phi}^{\text{orthogonal}}(k_1, k_2, k_3) &= 6A^2 f_{NL}^{\text{orthogonal}} \\
&\times \left\{ -\frac{3}{k_1^{4-n_s} k_2^{4-n_s}} - \frac{3}{k_2^{4-n_s} k_3^{4-n_s}} - \frac{3}{k_3^{4-n_s} k_1^{4-n_s}} - \frac{8}{(k_1 k_2 k_3)^{2(4-n_s)/3}} \right. \\
&\left. + \left[ \frac{3}{k_1^{(4-n_s)/3} k_2^{2(4-n_s)/3} k_3^{4-n_s}} + (5 \text{ perm.}) \right] \right\}. \quad (2.62)
\end{aligned}$$

On peut écrire  $B_{\Phi}^{\text{aplatis}}(k_1, k_2, k_3) = \left[ B_{\Phi}^{\text{équilatéral}}(k_1, k_2, k_3) - B_{\Phi}^{\text{orthogonal}}(k_1, k_2, k_3) \right] / 2$ . Les formes contraintes par les observations sont habituellement les formes orthogonale, équilatérale et locale. On se restreindra aussi à ces trois formes dans la suite de ce manuscrit.

5. La forme équilatérale a été introduite à partir des différentes formes existantes. Elle est construite pour être séparable, ce qui permet l'utilisation de l'estimateur KSW, voir chapitre 5.

### 2.4.6 Potentiel oscillant ou irrégulier

Certains modèles d'inflation ont des irrégularités dans leur potentiel, des marches ou des résonances, qui modifient l'évolution en roulement lent. Ces écarts se relaxent en créant des oscillations dans le spectre et le bispectre. On a alors une non-gaussianité dépendante d'échelle [Chen *et al.* 2008], avec une échelle caractéristique déterminée par la position de l'irrégularité :

$$B_{\Phi}^{\text{feat}}(k_1, k_2, k_3) = \frac{6A^2 f_{NL}^{\text{feat}}}{(k_1 k_2 k_3)^2} \sin \left[ \frac{2\pi(k_1 + k_2 + k_3)}{3k_c} + \text{phase} \right], \quad (2.63)$$

où  $k_c$  est l'échelle de cette irrégularité.

### 2.4.7 Autres formes de non-gaussianité

De nombreux autres modèles ont été introduits dans la littérature. Un potentiel d'inflation ayant des irrégularités périodiques avant la croisée de l'horizon va créer un bispectre oscillant, dont la longueur d'onde grandit logarithmiquement [Flauger *et al.* 2010]. Pour des modèles ayant des champs vectoriels pendant l'inflation, le bispectre possède une dépendance directionnelle [Shiraishi *et al.* 2013]. Dans d'autres modèles, par exemple pour un curvaton ayant des auto-interactions, ou si les fluctuations de la courbure sont générées à la fois par l'inflaton et le curvaton, le paramètre  $f_{NL}$  va être dépendent de l'échelle (cf. par exemple Byrnes *et al.* [2010]).

### 2.4.8 Non-gaussianité dans l'inflation standard à roulement lent

Acquaviva *et al.* [2003] et Maldacena [2003] ont calculé les non-gaussianités dans le cadre de l'inflation à un champ scalaire unique, avec une phase de roulement lent, ayant un terme cinétique canonique et des conditions initiales de Bunch Davies. Les auto-interactions du champ d'inflaton, ainsi que les fluctuations au second ordre de la métrique créent un signal bispectral exprimable en fonction des paramètres de roulement lent :

$$B^{\text{Maldacena}}(k_1, k_2, k_3) \simeq \frac{5}{3}(6\epsilon_V - 2\eta_V)B^{\text{local}}(k_1, k_2, k_3) + \frac{25}{9}\epsilon_V B^{\text{équilatéral}}(k_1, k_2, k_3). \quad (2.64)$$

On a donc  $f_{NL} \sim \mathcal{O}(\epsilon_V, \eta_V)$ .

Dans la limite *squeezed*, on peut ré-écrire [Creminelli et Zaldarriaga 2004] :

$$B_{\Phi}^{\text{Maldacena}}(k_1 \rightarrow 0, k_2, k_3 = k_2) \rightarrow \frac{5}{3}(1 - n_s)P_{\Phi}(k_1)P_{\Phi}(k_2). \quad (2.65)$$

Cette relation est valable pour toute théorie de l'inflation à roulement lent à champ unique et est parfois appelée théorème de Maldacena ou relation de consistance. Puisque

dans la même limite, le bispectre local est donné par :

$$B_{\Phi}^{\text{local}}(k_1 \rightarrow 0, k_2, k_3 \simeq k_2) \rightarrow 4f_{NL}^{\text{local}} P_{\Phi}(k_1) P_{\Phi}(k_2), \quad (2.66)$$

on peut estimer le  $f_{NL}^{\text{local}}$  produit par l'inflation à roulement lent, à partir de la valeur de  $n_s$  ( $\sim 0.96$ ) :

$$f_{NL}^{\text{local (champ unique)}} \simeq \frac{5}{4 * 3} (1 - 0.96) = 0.0166. \quad (2.67)$$

Ce niveau de non-gaussianité n'est pas mesurable avec les données actuelles.

### 2.4.9 Alternatives à l'inflation et non-gaussianité

On a vu en section 2.3 que des modèles alternatifs à l'inflation ont été proposés. Ceux-ci ont un caractère non-gaussien. Les perturbations générées par les défauts topologiques ont une signature bispectrale précise, dont on peut trouver une description dans [Planck Collaboration \[2013k\]](#) et les références qui y sont fournies. Dans la cosmologie à gaz de cordes, les perturbations sont non-gaussiennes, et dépendante d'échelle [[Chen et al. 2007a](#)]. Cependant, l'amplitude dépend de l'échelle d'énergie de ces cordes et peut être négligeable. Le cas le plus intéressant est celui du scénario ekpyrotique/cyclique. Dans ce dernier, des perturbations isocourbes sont à l'origine de perturbations de la courbure pendant la phase ekpyrotique et l'amplitude de la non-gaussianité résultante est typiquement  $|f_{NL}^{\text{local}}| \geq 10$ .

## 2.5 Contraintes actuelles et futures.

Dans cette section, on énonce les contraintes actuelles sur les paramètres de l'inflation et de non-gaussianité. La physique du CMB, dont l'observation apporte les plus fortes contraintes actuellement, est détaillée au chapitre 3. On ne la détaillera pas ici.

### 2.5.1 Planck 2013

Les résultats de la collaboration Planck, ainsi que le détail de l'instrument, sont décrits au chapitre 4. Planck donne les meilleures contraintes actuelles sur les paramètres de roulement lent (ou alternativement sur  $n_s$  et  $r$ ), ainsi que sur les non-gaussianités.

#### Résultats sur l'inflation standard

Les résultats sur l'inflation à partir du spectre de puissance du CMB sont résumés figure 2.5, et en table 2.1. Les données utilisées sont combinées avec d'autres sondes, et seront décrites dans le chapitre 4. Pour les contraintes sur les paramètres  $n_s$  et  $r$  montrées ici, le paramètre  $\alpha_s = dn_s/d \ln k$ , ainsi que sa variation  $d^2 n_s / d \ln k^2$  sont supposés nuls. Les résultats ne sont pas changés significativement, si on laisse ces paramètres

Paramètre	<i>Planck</i> +WP	<i>Planck</i> + WP+high- $\ell$	<i>Planck</i> +WP+BAO
$n_s$	$0.9653 \pm 0.0069$	$0.9600 \pm 0.0071$	$0.9643 \pm 0.0059$
$r_{0.002}$	$< 0.13$	$< 0.11$	$< 0.12$
$\ln(10^{10} A_s)$	$3.089^{+0.024}_{-0.027}$	$3.090 \pm 0.025$	$3.091 \pm 0.025$

TABLE 2.1 – Contraintes à 68% sur  $n_s$  et  $A_s$  et limites supérieures à 95% sur  $r$  pour un pivot  $k_* = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$ .

supplémentaires varier, et ceux ci sont compatibles avec 0 (cf. [Planck Collaboration \[2014g\]](#)). On a donc une limite supérieure sur le paramètre  $r$ , qui implique, en utilisant (2.44), une échelle d'énergie pendant l'inflation inférieure à  $1.9 \times 10^{16} \text{ GeV}$  (95 %CL). La déviation par rapport à l'invariance d'échelle est détectée à  $\approx 6\sigma$ . Les données sont compatibles avec des conditions adiabatiques. Les modèles favorisés sont ceux à champ faible, c'est à dire avec un potentiel concave.

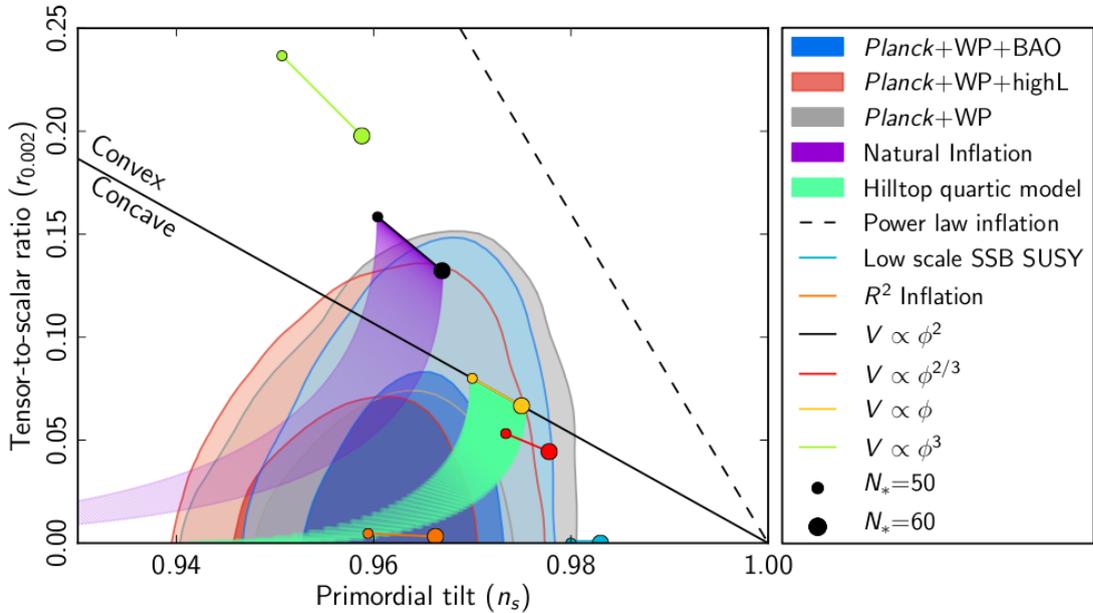


FIGURE 2.5 – Contraintes dans le plan  $r - n_s$ .  $r$  est défini ici à un mode pivot de  $0.002 \text{ Mpc}^{-1}$ . Les contours (gris, bleu et rouge pour différents jeux de données) représentent la confiance à 68% et 95%. Les cercles de tailles différentes représentent le nombre de  $e$ -folds avant la fin de l'inflation correspondant à la génération des perturbations. Dans le cas de l'inflation naturelle et le *Hilltop quartic model*, le potentiel dépend d'un paramètre qu'on fait ici varier. Figure tirée de [Planck Collaboration \[2014g\]](#).

## Résultats sur les non-gaussianités

Les contraintes sur les non-gaussianités primordiales sont obtenues à partir du bispectre du CMB. On détaillera dans le chapitre 5 quels estimateurs ont été utilisés, et on montrera en détail les résultats et leur validation au chapitre 6. Les contraintes obtenues sont :

$$\begin{aligned}
f_{NL}^{\text{local}} &= 2.7 \pm 5.8 \\
f_{NL}^{\text{équilatéral}} &= -42 \pm 75 \\
f_{NL}^{\text{orthogonal}} &= -25 \pm 39
\end{aligned}$$

D'autres formes ont été testées et aucune n'est significativement détectée [Planck Collaboration 2013i]. Le CMB observé par Planck est donc compatible avec le scénario d'inflation le plus simple, avec un champ unique, en roulement lent, ayant des conditions initiales de Bunch-Davies, et un terme cinétique canonique. Dans le cas d'extensions à ce modèle simple, des limites sont mises sur la vitesse effective du son :  $c_s \geq 0.02$  (à 95% de confiance), et sur la fraction de décroissance du curvaton :  $r_D \geq 0.15$  (95%). Les modèles ekpyrotiques/cycliques les plus simples voient leurs espaces paramétriques fortement réduits. Les défauts topologiques sont aussi contraints par l'analyse bispectrale (bien que ces limites soient moins fortes que celles du spectre).

## 2.5.2 Apport de la polarisation du CMB

### Contraintes à partir du spectre

Le CMB est polarisé et une partie de sa polarisation (modes B) est sensible aux modes tensoriels (cf. section 3.2.3). De nombreuses expériences sont à la recherche des modes B. Une de ces expériences a récemment annoncé la détection des modes B primordiaux, et donc des empreintes tensorielles laissées par l'inflation via les ondes gravitationnelles [Bicep2 Collaboration 2014]. Le rapport tenseur sur scalaire mesuré vaut  $r = 0.20_{-0.05}^{+0.07}$ . Cette mesure est en tension avec les contraintes de Planck présentées précédemment, et favorisent les modèles à champ fort, comme par exemple l'inflation chaotique. De nombreuses solutions ont été proposées pour réconcilier ces deux jeux de données. Cependant, des doutes ont été émis sur l'origine primordiale de ce signal (par exemple Flauger *et al.* [2014]). Les futures données du satellite Planck devraient permettre de connaître plus précisément l'effet des avant-plans polarisés sur cette mesure (ainsi que les données à haute fréquence (410 GHz) du ballon EBEX [Reichborn-Kjennerud *et al.* 2010]).

### Contraintes sur les non-gaussianités

Les données polarisées du CMB vont permettre d'augmenter la sensibilité à  $f_{NL}$ . Les prédictions pour la future publication Planck en utilisant la polarisation E sont  $\Delta f_{NL} \approx 4, 35, 20$ , pour les formes locale, équilatérale et orthogonale. Certaines théories prédisent des signaux bispectraux pour lesquels l'information polarisée est cruciale (par exemple la non-gaussianité isocourbe [Langlois et van Tent 2012]).

### 2.5.3 Futures expériences CMB

De nombreuses expériences de CMB sont en cours de développement ou seront bientôt proposées. La prochaine génération d'expériences au sol, CMB StageIV [Abazajian *et al.* 2013], ainsi que des missions satellites très ambitieuses (liteBIRD [Matsumura *et al.* 2013], COre [The COre Collaboration 2011], EPIC [Bock *et al.* 2008], PIXIE [Kogut *et al.* 2011], PRISM [PRISM Collaboration 2013]) ont été proposées. Les deux dernières missions contiennent un spectromètre, qui permet l'étude des distorsions spectrales. Toutes ces observations du CMB permettront une étude très poussée de l'inflation et des non-gaussianités.

#### Inflation standard

La mesure précise du paramètre  $r$ , ou sa détection si la mesure de BICEP2 s'avère être due à des avant-plans galactiques, est le principal apport de ces expériences en ce qui concerne l'inflation. Les contraintes de ces futures observations sont de l'ordre de  $\sigma_r \geq 10^{-2}$ ,  $\mathcal{O}(10^{-3})$  pour CMB-S4 ou COre, PRISM pouvant détecter  $r = 5 \times 10^{-4}$  à  $5\sigma$ . La variation d'échelle  $n_T$  du spectre tensoriel semble difficilement détectable si  $r < 1$ , même avec une expérience limitée par la variance cosmique, si la relation de consistance est réalisée (2.43). Cependant, certaines théories prédisent un  $n_T$  déviant significativement de cette valeur (par exemple la théorie des gaz de cordes [Brandenberger *et al.* 2014]).

#### Les non-gaussianités

Pour la contrainte sur les non-gaussianités, il est nécessaire d'avoir une mesure des modes à grande échelle, et donc une observation de la totalité du ciel. Une expérience satellite semble donc nécessaire. Babich et Zaldarriaga [2004a] ont montré qu'une expérience idéale limitée par la variance cosmique pour la température et la polarisation pourrait réduire cette erreur à  $\Delta f_{NL}^{\text{local}} \approx 1.6$ . Cependant, les prédictions sont souvent focalisées sur le paramètre de non-linéarité. Le signal bispectral est plus riche et on peut imaginer que de futures expériences permettront d'étudier la dépendance d'échelle de la non-gaussianité, ses structures etc. Le trispectre apportera aussi des contraintes complémentaires sur les modèles d'inflation. L'étude spectroscopique du CMB est aussi prometteuse en ce qui concerne la contraintes des non-gaussianités : Pajer et Zaldarriaga [2012] ont montré que les distorsions spectrales permettent une mesure du bispectre en configuration *squeezed*. Les distorsions de type  $\mu$  sont sensibles à  $\mathcal{R}^2$  à très petite échelle ( $100 - 10^4 \text{ Mpc}^{-1}$ ), là où les structures des températures sont "inexistantes" à cause de l'amortissement de Silk.  $C_\ell^{T\mu}$  sonde donc  $\mathcal{R}^3$ . Une expérience de type PIXIE, pourrait permettre une contrainte  $\Delta f_{NL}^{\text{local}} \leq 10^3$ , et ce à des échelles très différentes de celles sondées jusqu'à présent. L'expérience idéale, pour le moment complètement hors d'atteinte, permettrait  $\Delta f_{NL}^{\text{local}} \leq 10^{-3}$ , ce qui permettrait de détecter la non-gaussianité de l'inflation standard (cf. section 2.4.8).

### 2.5.4 Contraintes par les relevés de structures à grande échelle

#### Inflation

Les fluctuations tensorielles peuvent aussi être détectées *via* les déformations de la métrique par le fond stochastiques des ondes gravitationnelles primordiales (voir par exemple [Kuroyanagi *et al.* 2010]). En utilisant les *Pulsar Timing Array*, SKA [The SKA collaboration] pourrait détecter ces ondes dans certains cas bien précis [Tong 2013; Zhao *et al.* 2013]. En effet, en mesurant le temps d'arrivée des pulsations émises par des pulsars dans toutes les directions, on peut détecter ces déformations locales de la métrique. La future mission satellite eLISA [The eLISA collaboration], mais surtout les projets DECIGO [Kawamura *et al.* 2011] et BBO [Crowder et Cornish 2005], cherchent à détecter directement les déformations de la métrique dans le système solaire par une mesure très précise de la distance, avec des interféromètres de Fabry-Pérot à bord de satellites très éloignés. Ils pourraient quant à eux détecter directement ce fond stochastique d'ondes gravitationnelles de l'inflation [Friedman *et al.* 2006].

Par ailleurs, les futurs relevés de galaxies devraient améliorer la mesure des paramètres du spectre des fluctuations scalaires :  $n_s$  et  $\alpha_s$  (cf. par exemple DESI collaboration [2013], Huang *et al.* [2012] et Takada *et al.* [2006]).

#### Non-gaussianité

Les non-gaussianités peuvent aussi être étudiées grâce aux relevés à grande échelle. Ceux-ci donnent accès à de nombreux modes, grâce à l'information à trois dimensions. On pourra se reporter à Desjacques et Seljak [2010] pour une revue, et à Giannantonio *et al.* [2014] pour de nombreuses références plus récentes.

Dalal *et al.* [2008] ont montré que le biais, c'est-à-dire la relation entre la distribution d'un traceur tel que les galaxies et la densité de matière noire sous-jacente, dépend fortement de l'échelle dans le cas de conditions initiales non-gaussiennes. Slosar *et al.* [2008] ont pour la première fois utilisé un relevé de structure à grande échelle (les quasars de SDSS) pour contraindre la non-gaussianité :  $-29 < f_{NL}^{local} < 70$  à 95% de confiance. Cette dépendance du biais peut être étudiée *via* l'information sur la corrélation entre les galaxies. En utilisant le lentillage faible et le regroupement (*clustering*), ainsi que la corrélation croisée avec l'effet ISW (cf. chapitre 3) à partir de multiples relevés, les contraintes les plus récentes sont de l'ordre de  $\Delta f_{NL}^{local} \approx 20$  [Giannantonio *et al.* 2014; Xia *et al.* 2011]. Avec la future mission EUCLID, on pourrait atteindre  $\Delta f_{NL} \approx 5, 4$  et 16, respectivement pour les formes locale, orthogonale et équilatérale [Euclid Theory Working Group 2013; Giannantonio *et al.* 2012], si on parvient à s'affranchir des nombreux effets systématiques potentiels.

Un autre effet concerne le nombre de grandes structures. Celui-ci dépend de  $f_{NL}^{local}$  [Desjacques et Seljak 2010] : pour une valeur positive (négative), la distribution est asymétrique, et on a plus de sur-densités (sous-densités) dans la queue de distribution, et donc plus de halos massifs (plus de larges vides). En combinant le comptage

d'amas avec la dépendance d'échelle du biais des amas, [Mana et al. \[2013\]](#) ont mesuré  $f_{NL}^{\text{local}} = 12 \pm 157$ . Les futurs relevés, comme DES (*Dark Energy Survey*), pourraient permettre d'atteindre  $\Delta f_{NL}^{\text{local}} \approx 1 - 5$  [[Cunha et al. 2010](#)].

Par ailleurs, de plus fortes contraintes peuvent être atteintes en utilisant toute l'information du bispectre des galaxies [[Jeong et Komatsu 2009](#)], et pourraient permettre  $\Delta f_{NL}^{\text{local}} \approx 1$  [[Jeong 2012](#)].

Les relevés de l'intensité de l'émission à 21cm de l'hydrogène neutre à haut décalage spectral pourraient aussi permettre de contraindre les non-gaussianités. Une première méthode est similaire à celle introduite précédemment, en étudiant les structures à grande échelle. Une deuxième méthode utilise le bispectre de l'émission diffuse (*intensity mapping*), dans une approche comparable à celle de l'analyse CMB [[Pillepich et al. 2007](#)]. SKA pourrait alors permettre d'atteindre des contraintes équivalentes à celles de Planck pour la non-gaussianité locale, et une expérience limitée par la variance cosmique peut-être permettre  $\Delta f_{NL}^{\text{local}} \approx 1$  [[Camera et al. 2013](#); [Mao et al. 2013](#)].

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a introduit la physique de l'inflation la plus simple, à un champ unique, en roulement lent, débutant dans un vide de Bunch-Davis et ayant des termes cinétiques canoniques. On a décrit brièvement la génération des perturbations de la courbure, gaussiennes dans ce modèle, et leur spectre de puissance. On a ensuite introduit les déviations à la gaussianité, le concept de bispectre, ainsi que le paramètre de non-linéarité  $f_{NL}$ . On a fini ce chapitre par un résumé des contraintes actuelles sur la physique inflationnaire, ainsi que l'apport des futures expériences dans ce domaine.



## Chapitre 3

# Le fond diffus cosmologique

Dans ce chapitre on va brièvement décrire la physique du fond diffus cosmologique (CMB), et s'intéresser à sa non-gaussianité. On va pour cela utiliser le formalisme de la décomposition en harmonique sphérique, et introduire le bispectre du CMB. On va aussi expliciter certaines contributions non primordiales à ce signal bispectral.

### 3.1 La physique du fond diffus cosmologique

On a vu aux chapitres précédents que le modèle  $\Lambda$ CDM précédé d'une phase d'inflation décrivait bien les observations. Dans cette section, on va alors pouvoir décrire brièvement l'histoire de l'Univers dans ce modèle, et en particulier la génération du fond diffus cosmologique.

#### 3.1.1 Résumé de l'histoire thermique de l'univers

La physique des conditions initiales de l'univers est encore inconnue. Avant le temps de Planck ( $t_p = \sqrt{\hbar G c^{-5}} \approx 10^{-43} s$ ) les effets quantiques ne peuvent plus être négligés, et les théories de la gravité quantique sont pour le moment encore incomplètes. Après cette ère de Planck ( $t_{\text{GUT}} \approx 10^{-36} s$ ), toutes les forces, sauf la gravitation, sont unifiées, et la physique est décrite par les théories de la grande unification (GUT), encore spéculatives. Le temps précis de la période d'inflation, décrite dans le chapitre précédent, est encore inconnu. On a vu que cette phase se terminait en un réchauffement de l'univers, dans laquelle toutes les particules sont générées par désintégration de l'inflaton. Une fois toutes les composantes de la matière présentes (quarks, gluons, électrons, photons et neutrinos), l'expansion est dominée par les espèces relativistes, et toutes les espèces forment un plasma, lié par l'interaction forte. L'histoire énergétique de l'Univers est résumée table 3.1, et figure 3.1.

Au cours du refroidissement de l'Univers, ses composantes vont se découpler. Après la transition électro-faible, où les forces électromagnétiques et faibles se séparent, par

TABLE 3.1 – Histoire énergétique de l’univers.

Physique . . . . .	Énergie	Temps	Température	$z$	$a(t)$
Ère de Planck . . . . .	$10^{19}$ GeV	$10^{-43}$ s	.	.	
GUT : $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . .	$10^{15}$ GeV	$10^{-36}$ s	.	.	
Inflation . . . . .	?	?	.	?	$e^{Ht}$
Brisure électro-faible : $SU(2) \times U(1)$	100 GeV	$10^{-12}$ s	.	.	
Plasma quarks-gluon $\rightarrow$ hadrons .	1 GeV	$10^{-6}$ s	$10^{12}$ K		$t^{1/2}$
Découplage des neutrinos . . . . .	1 MeV	1 s	$10^{10}$ K		
Annihilation $e^+/e^-$ . . . . .	0.5 MeV	4 s	$5 \times 10^9$ K		
Nucléosynthèse . . . . .	0.1 MeV	100 s	$10^9$ K		
Égalité matière-rayonnement . . . .	1 eV	$10^4$ ans	$10^4$ K	$10^4$	
Découplage des photons . . . . .	0.1 eV	$10^5$ ans	$3 \times 10^3$ K	1100	$t^{2/3}$
Âges sombres . . . . .		$10^5$ - $10^8$ ans		$> 25$	
Réionisation . . . . .		$10^8$ ans		25-6	
Formation des galaxies . . . . .		$\sim 6 \times 10^8$ ans		$\sim 10$	
Égalité matière-énergie noire . . . .		$\sim 10^9$ ans		$\sim 2$	
Système Solaire . . . . .		$8 \times 10^9$ ans		$\sim 0.5$	$e^{Ht}$
Aujourd’hui . . . . .	1 meV	$14 \times 10^9$ ans	2.73 K	0	

le mécanisme de Higgs, par lequel les bosons W et Z acquièrent leur masse, les hadrons se forment, par confinement des gluons et des quarks. C’est à cette époque que les neutrinos se découplent ( $\sim 1$  s), formant aujourd’hui le fond diffus de neutrinos. À  $\sim 3$  s, les électrons et les positrons s’annihilent, et seule une fraction des électrons survit ( $1/10^9$  : violation CP). Au bout des 3 premières minutes, les premiers noyaux se sont formés (deutérium, puis  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$  et  $^7\text{Li}$ ) : c’est la nucléosynthèse primordiale, dont l’importance historique a été soulignée en section 1.2.4. Quand la densité critique de l’univers atteint 1 eV, la matière non relativiste commence à dominer la dynamique de l’expansion. Dans le plasma de photons - baryons chargés, les perturbations de densité se propagent comme des ondes acoustiques. Au bout de 380000 ans, la température est d’environ 3000 K, et les électrons se lient aux protons pour former des atomes d’hydrogène. Dans cet univers neutralisé, les photons vont pouvoir se déplacer librement, et forment le fond diffus cosmologique, observé aujourd’hui à 2.73 K.

Dans la période qui suit (âges sombres), l’univers est empli d’atomes légers neutres et très peu de photons sont émis. Cependant, la matière continue à s’agglomérer autour des surdensités de matière noire froide qui forment une toile cosmique filamenteuse. Dans les zones les plus denses, aux intersections de ces filaments, l’énergie est telle que des réactions thermonucléaires s’enclenchent et donnent naissance aux premières étoiles. Les photons énergétiques vont à nouveau arracher les électrons des atomes d’hydrogène : c’est la reionisation. Les observations de cette époque laissent encore des points à éclaircir. Les galaxies naines dans lesquelles se sont formées les premières étoiles vont ensuite se regrouper pour former des galaxies, qui vont elles-mêmes se regrouper en amas. Figure 1.1, on voit une partie de cette structure filamenteuse dans notre univers local.

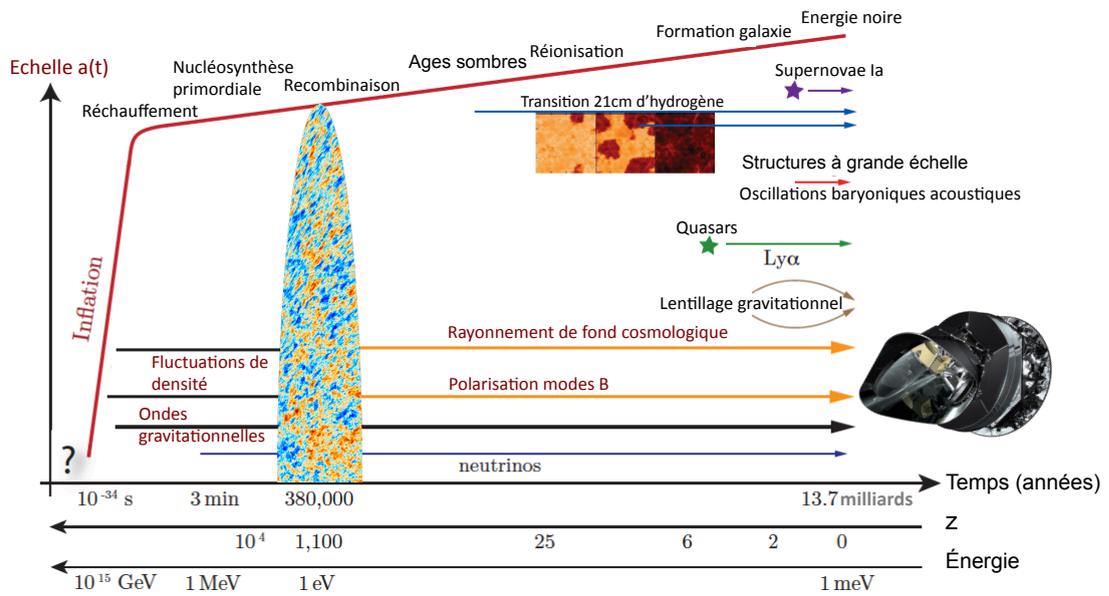


FIGURE 3.1 – Histoire énergétique de l’univers, adaptée de la figure de [Baumann \[2009\]](#) traduite par Marie-Anne Bigot-Sazy.

### 3.1.2 Recombinaison

On a vu que dans la théorie du Big-Bang chaud, l’univers est rempli d’un plasma, et qu’au cours de son refroidissement, les espèces se découplent les unes des autres. Les photons sont au départ couplés aux électrons par diffusion Thompson, et la réaction de photo-ionisation



est en équilibre. Un atome d’hydrogène formé est détruit par les photons énergétiques. Lorsque cet équilibre est rompu, vers  $T = 3700\text{K}$  ( $\sim 0.3\text{ eV}$ ), les atomes peuvent se créer. On peut remarquer que cette température correspond à une énergie plus faible que l’énergie d’ionisation de l’hydrogène ( $13.6\text{ eV}$ ). Cela vient du fait qu’il y a beaucoup plus de photons que de baryons ( $\eta = n_b/n_\gamma \sim 10^{-10}$ ); statistiquement, encore beaucoup de photons trop énergétiques viennent ioniser les atomes d’hydrogène (on gauss équation de Saha, par exemple dans [Peter et Uzan \[2009\]](#)). Cette recombinaison a lieu à  $z_{\text{rec}} \sim 1400$ .

On définit le découplage comme l’instant où le libre parcours moyen des électrons devient plus grand que la taille de l’univers ( $\Gamma_{\text{Thompson}} = n_e \sigma_T \sim H$ , où  $\sigma_T$  est la section efficace de la diffusion Thompson). Le découplage se fait à  $z_{\text{dec}} \sim 1100$ . Un observateur reçoit aujourd’hui ces photons d’une sphère centrée sur lui-même, correspondant à la couche où les photons ont interagi pour la dernière fois, appelée surface de dernière diffusion. Le découplage est brutal mais pas instantané, on a  $\Delta z_{\text{dec}} \sim 200$ .

### 3.1.3 Corps noir

Avant le découplage, les photons étant en équilibre thermodynamique avec les électrons et les baryons, leur spectre est celui d'un corps noir, d'intensité :

$$I_\nu = \frac{4\pi\nu^3/c^2}{e^{h\nu/k_B T_{\text{CMB}}} - 1}, \quad (3.2)$$

où  $T_{\text{CMB}} = \frac{T_{\text{dec}}}{1+z_{\text{dec}}}$ . Le satellite COBE [Fixsen *et al.* 1996] a mesuré le spectre du CMB avec précision (cf. figure 3.2, qui inclut aussi les mesures au sol). Ce spectre est compatible avec celui d'un corps noir dont la température est  $T_{\text{CMB}} = 2.72548 \pm 0.00057\text{K}$ . Certaines distorsions spectrales peuvent être dues à des écarts à l'équilibre thermodynamique provoqués par des injections d'énergies à différentes époques de l'histoire thermiques. Les distorsions de type- $\mu$  sont celles pour lesquelles l'injection d'énergie à haut  $z$  ( $10^6 - 10^5$ ) produit, par effet double Compton, un spectre de Bose-Einstein, dont le potentiel chimique  $\mu(\nu)$  dépend de la fréquence. Les distorsions de type- $y$  sont plus récentes ( $10^4 - 0$ ), et produisent des distorsions par effet Compton. Un exemple de distorsion  $y$  par un phénomène astrophysique, appelé effet Sunyaev-Zel'dovitch, dû à l'interaction des photons du CMB avec le gaz chaud des amas de galaxies, est présenté section 3.3.4. Les distorsions pré-recombinaisons sont fortement contraintes par COBE, mais de futures observations spectroscopiques pourraient permettre d'étudier des effets dus à l'inflation, à l'annihilation de la matière noire etc. (voir par exemple Khatri et Sunyaev [2013]).

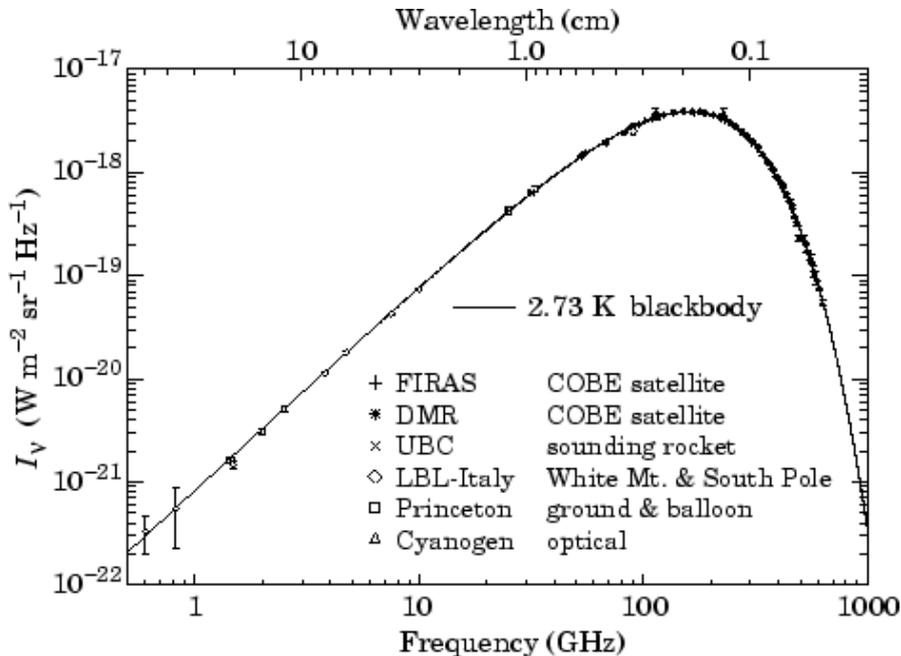


FIGURE 3.2 – Spectre en fréquence du CMB, le modèle de corps noir est montré en ligne pleine. Figure tirée du cours en ligne de T.R. Marsh.

## 3.2 Les anisotropies primordiales du fond diffus cosmologique

On a vu au chapitre 2 que l'inflation permettait d'expliquer l'homogénéité du CMB, telle qu'observée par Penzias et Wilson [Penzias et Wilson 1965]. Cependant, les fluctuations primordiales générées pendant cette même inflation vont être à l'origine de perturbations de densité au moment du découplage, elles-mêmes à l'origine d'anisotropies dans le CMB. Ces anisotropies ont été détectées pour la première fois par l'instrument DMR du satellite COBE [Smoot *et al.* 1992]. Dans cette section, on va décrire ces anisotropies de température, ainsi que leur caractérisation par le spectre de puissance.

### 3.2.1 Le spectre de puissance du CMB

Pour décrire les anisotropies de la température, on décompose  $T(\Omega)$  dans la base des harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T(\Omega)}{T_0} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\Omega). \quad (3.3)$$

$\ell$  est appelé le degré ou multipôle (lié à l'échelle angulaire :  $\theta = 2\pi/\ell$ ), et  $m$  l'ordre azimuthal (qui est lié à l'orientation angulaire).  $T_0$  est la température moyenne du CMB (2.7255 K),  $\Omega = (\theta, \phi)$  est la position dans le ciel. Les harmoniques sphériques sont définies par :

$$Y_{\ell m}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(2\ell+1)(\ell-m)!}{4\pi(\ell+m)!}} P_{\ell}^m(\cos\theta) e^{im\phi}, \quad (3.4)$$

où  $P_{\ell}^m(\cos\theta)$  sont les polynômes de Lagrange. La relation d'orthonormalité des harmoniques sphériques est :

$$\int Y_{\ell_1 m_1}^*(\Omega) Y_{\ell_2 m_2}(\Omega) d\Omega = \delta_{\ell_1 \ell_2} \delta_{m_1 m_2}, \quad (3.5)$$

où  $Y_{\ell m}^*(\theta, \phi) = (-1)^m Y_{\ell -m}(\theta, \phi) = Y_{\ell m}(\theta, -\phi)$  est la conjuguée de  $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$ .

Les coefficients  $a_{\ell m}$  sont alors donnés par :

$$a_{\ell m} = \int \frac{\Delta T(\Omega)}{T_0} Y_{\ell m}^*(\Omega) d\Omega, \quad (3.6)$$

On peut alors définir le spectre de puissance angulaire du CMB :

$$C_{\ell} = \langle a_{\ell m} a_{\ell m}^* \rangle, \quad (3.7)$$

où l'indépendance par rapport à  $m$  découle de l'isotropie statistique de l'univers. La notation  $\langle \cdot \rangle$  représente une moyenne sur une infinité de réalisations d'univers. Puisqu'on

n'a accès qu'à un seul univers, le spectre de puissance observé sur la totalité du ciel par un détecteur parfait est donné par :

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} a_{\ell m}^*, \quad (3.8)$$

dont la variance, appelée variance cosmique, est donnée par  $\text{Var}(C_\ell) = \frac{2}{2\ell + 1} C_\ell^2$ . Le spectre de puissance en température et polarisation du CMB est montré figure 3.3.

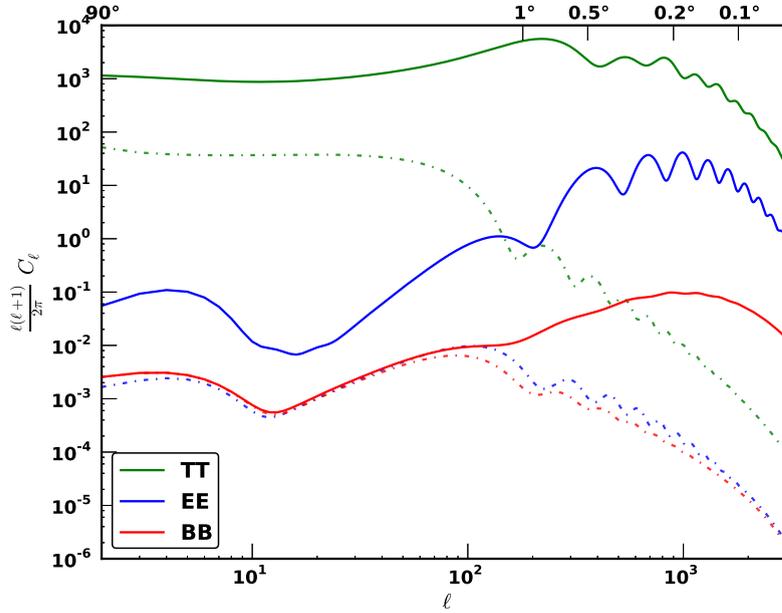


FIGURE 3.3 – Spectre de puissance du CMB. On a multiplié les  $C_\ell$  par le facteur  $\ell(\ell + 1)/2\pi$ . L'échelle angulaire et multipolaire sont reliées par  $\theta = 180^\circ/\ell$ . On représente ici en traits pleins les spectres de puissance lentillés, avec les contributions scalaires et vectorielles. En traits pointillés, la contribution tensorielle non lentillée. On a choisi un rapport tenseur sur scalaire  $r = 0.1$ . Ces spectres ont été obtenus à partir des paramètres de Planck 2013 avec CAMB [Lewis *et al.* 2000].

### 3.2.2 Les anisotropies primaires

La température des photons du CMB est liée à l'état du plasma au moment du découplage par trois mécanismes physiques :

- Les photons émis dans une surdensité (potentiel gravitationnel  $\Phi$  fort) ont une température plus élevée :  $\frac{\Delta T}{T} = \frac{2}{3}\delta\Phi$ .
- Pour sortir du puits de potentiel, les photons dans une surdensité vont perdre de l'énergie :  $\frac{\Delta T}{T} = -\delta\Phi$ .

Ces deux effets combinés forment ce qu'on appelle l'effet Sachs-Wolfe :

$$\frac{\Delta T^{\text{SW}}}{T} = -\frac{1}{3}\delta\Phi. \quad (3.9)$$

- La vitesse particulière de l'électron sur lequel le photon diffuse va entraîner un changement de la température par effet Doppler. La température est alors proportionnelle à la vitesse radiale :

$$\frac{\Delta T^{\text{Doppler}}(\mathbf{n})}{T} \propto \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}. \quad (3.10)$$

### Description du spectre de puissance

La physique responsable des structures présentes dans le spectre de puissance peut être divisée en trois régions (Certains aspects sont résumés figure 3.4) :

- Les échelles super-horizon (Plateau Sachs-Wolfe) : le spectre de puissance est plat pour  $\ell \leq 30$  ( $\theta \geq 6^\circ$ ). Ces modes étaient super-horizon au moment du découplage. Ils n'ont donc pas été modifiés depuis la fin de l'inflation, d'où cette indépendance d'échelle  $n_s \sim 1$  (dans le spectre observé, il y a en réalité une contribution de l'effet Sachs-Wolfe intégré à bas  $\ell$ , cf. section 3.3.2).
- Les échelles intermédiaires (pics acoustiques) : aux échelles plus petites que l'horizon ( $\ell \geq 100$ ), on voit des ondulations dans le spectre. Elles sont dues à l'évolution du plasma entre la fin de la période dominée par le rayonnement et la surface de dernière diffusion. En effet, à la fin de l'inflation, les fluctuations de la courbure se traduisent en fluctuation de densité. Les échelles ici concernées sont alors hors de l'horizon, et donc causalement déconnectées. Lorsque celles-ci rentrent sous l'horizon, elles commencent à s'effondrer sous l'effet de la gravitation, et les perturbations vont donc s'amplifier. Alors que la matière noire va simplement continuer à s'effondrer, les baryons, fortement couplés aux photons (protons et électrons par l'interaction Thomson et photons et électrons par interaction Compton), vont subir une pression radiative qui entre en compétition avec l'attraction gravitationnelle, le fluide va se mettre à osciller. La période de ces oscillations acoustiques pour un mode  $k$  est donnée par  $2\pi/kc_s$ , où  $c_s$  est la vitesse du son dans le fluide. La vitesse étant déphasée par rapport à la pression, l'effet Doppler introduit précédemment va être maximum entre 2 pics de compression. Le premier pic du spectre de puissance à  $\ell \sim 200$  correspond aux échelles qui ont eu le temps de subir une phase de compression, le deuxième, à celles qui subissent une phase de compression puis de dilatation (fortes sous densités) etc.
- Les petites échelles (amortissement de Silk [Silk 1968]) : Les photons se découplent petit à petit des baryons. Les anisotropies ayant une taille plus petite que le libre parcours moyen de ces photons vont donc être gommées. De plus, la recombinaison n'étant pas instantanée, les photons que l'on observe correspondent à l'émission intégrée selon la ligne de visée sur toute l'épaisseur de la surface de dernière diffusion, et on a donc un amortissement.

### Fonctions de transfert et lien avec le spectre primordial

Les perturbations initiales étant faibles ( $\mathcal{O}(10^{-5})$ ), leur évolution est linéaire. La résolution des équations de Boltzmann linéaires permet de lier les  $a_{\ell m}$  aux fluctuations du potentiel

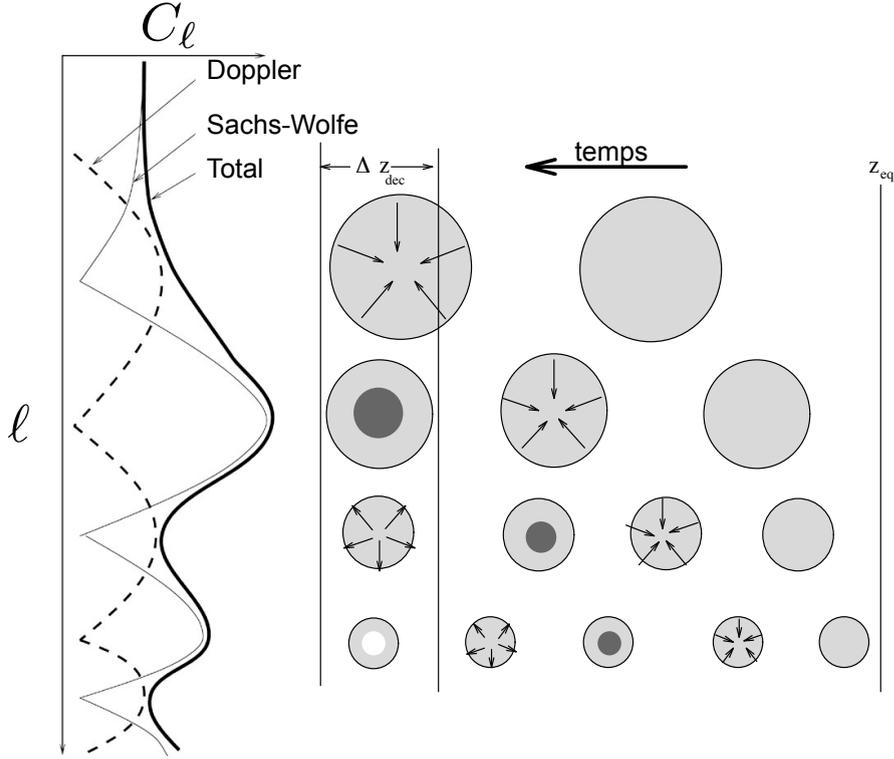


FIGURE 3.4 – Schéma du spectre de puissance. À droite, on voit les structures évoluer sous l'effet combiné de la gravité et de la pression radiative. Les petites structures, qui rentrent sous l'horizon plus tôt, évoluent en première. Leur état au moment du découplage se reflète dans la puissance spectrale à gauche. Le premier pic correspond à une compression maximale (point froid, cf. (3.9)). Adapté de Lineweaver [1997].

gravitationnel à la fin de l'inflation :

$$a_{\ell m} = 4\pi(-i)^\ell \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \Delta_\ell(k) \Phi(k) Y_{\ell m}^*(\Omega_k), \quad (3.11)$$

où les fonctions  $\Delta_\ell(k)$  sont appelées fonctions de transfert,  $\Omega_k$  représente l'angle solide dans l'espace de Fourier. Elles contiennent toute l'évolution (Sachs-Wolfe, Doppler etc.), ainsi que la projection géométrique de  $k$  vers  $\ell$ . On peut alors obtenir le spectre de puissance du CMB :

$$\begin{aligned} \langle a_{\ell_1 m_1} a_{\ell_2 m_2}^* \rangle = & (4\pi)^2 (-i)^{\ell_1 + \ell_2} \int \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3} \Delta_{\ell_1}(k_1) \Delta_{\ell_2}(k_2) \\ & \times (2\pi)^3 P_\Phi(k_1) \delta(k_1 - k_2) Y_{\ell_1 m_1}^*(\Omega_1) Y_{\ell_2 m_2}(\Omega_2). \end{aligned} \quad (3.12)$$

On peut alors utiliser la formule :

$$\delta(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 x e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}, \quad (3.13)$$

et le développement

$$e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} = (4\pi) \sum_{\ell} i^{\ell} j_{\ell}(kx) \sum_m Y_{\ell m}^*(\Omega_k) Y_{\ell m}(\Omega_x), \quad (3.14)$$

où les fonctions  $j_{\ell}(kx)$  sont les fonctions sphériques de Bessel. Avec la normalisation :

$$\int_0^{\infty} dx x^2 j_{\ell_1}(k_1 x) j_{\ell_2}(k_2 x) = \frac{\pi}{2k_1^2} \delta(k_1 - k_2), \quad (3.15)$$

on obtient finalement :

$$C_{\ell} = \frac{2}{\pi} \int dk k^2 \Delta_{\ell}^2(k) P_{\Phi}(k), \quad (3.16)$$

Les calculs de ces fonctions de transfert [Bardeen *et al.* 1986; Bond et Szalay 1983] ont permis de prédire la forme du spectre de puissance [Bond et Efstathiou 1987]. Elles sont aujourd'hui intensément utilisées dans des codes tels que CAMB (*Code for Anisotropies in the Microwave Background*) [Lewis *et al.* 2000], basé lui même sur CMBfast [Seljak et Zaldarriaga 1996a], ou CLASS (*Cosmic Linear Anisotropy Solving System*) [Lesgourgues 2011].

On peut montrer que pour les modes au delà de l'horizon,  $\Delta_{\ell} \propto -\frac{1}{5} j_{\ell}(kx)$  (cf. par exemple Baumann [2014]). Avec la relation :

$$\int_0^{\infty} d \ln x' j_{\ell}^2(x') = \frac{1}{2\ell(\ell+1)}, \quad (3.17)$$

on a, pour un spectre primordial invariant d'échelle,  $\frac{k^3}{2\pi^2} P_{\Phi}(k) = A_s$  :

$$\frac{\ell(\ell+1)}{2\pi} C_{\ell} \sim A_s. \quad (3.18)$$

On représente donc souvent le spectre  $\mathcal{D}_{\ell} \equiv \frac{\ell(\ell+1)}{2\pi} C_{\ell}$  (cf. figure 3.3).

### Spectre de puissance et paramètres cosmologiques

L'un des grands intérêts du spectre de puissance réside dans sa dépendance en fonction des paramètres cosmologiques. Celle-ci n'est pas triviale et les effets sont souvent corrélés, ce qui rend leur analyse complexe (cf. [Planck Collaboration 2013f]). On va ici décrire très brièvement les effets de certains de ces paramètres sur le spectre (on pourra trouver de nombreux détails et figures dans la thèse de Hu [1995]) :

- $\Omega_k$  : La courbure va changer la position des pics : dans un univers ouvert, on perçoit une taille angulaire plus petite.

- $\Omega_b$  : Le principal effet est dû à l’inertie des baryons : lors des oscillations, la phase de compression gravitationnelle est amplifiée, celle de dilatation est réduite. Cette asymétrie va augmenter l’écart relatif entre les pics pairs et impairs. La vitesse du son est aussi liée à la densité de baryons. Elle va donc avoir un effet sur la position et la fréquence des pics acoustiques. Une augmentation de la densité va aussi diminuer la contribution Doppler, ce qui va augmenter le contraste pic/creux. Enfin, son augmentation va réduire le libre parcours moyen des photons pendant la recombinaison et donc augmenter l’amortissement.
- $\Omega_m$  : si on augmente la densité de matière globale, on va augmenter  $z_{eq}$ . Cela va modifier le taux d’expansion et donc la position globale des pics.
- $\Omega_\Lambda$  : Si on augmente cette densité, en laissant la densité totale fixe, cela va modifier la position des pics, l’effet est dégénéré avec celui de la matière. On verra plus loin que cela va augmenter aussi l’effet Sachs Wolfe intégré tardif.
- $A_s$  et  $n_s$  : Ces paramètres sont directement reliés à l’amplitude et à l’inclinaison du spectre.
- $r$  : les modes tensoriels vont augmenter la puissance aux grandes échelles.

### 3.2.3 Polarisation du CMB

L’interaction Thompson des photons dans le plasma anisotrope au moment du découplage peut polariser le rayonnement [Rees 1968b]. La section efficace de cette interaction pour un photon incident de vecteur polarisation linéaire  $\epsilon$ , diffusé avec le vecteur  $\epsilon'$  est donnée par :

$$d\sigma = \sigma_T^2 |\epsilon \cdot \epsilon'|^2 d\Omega, \quad (3.19)$$

où  $\sigma_T = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2}$  est la section efficace de Thompson. La polarisation résultante est linéaire dans la direction perpendiculaire au plan de diffusion.

### Génération de la polarisation

Si le flux de photons incidents sur un électron est isotrope, la polarisation sera nulle en moyenne. Seules les anisotropies quadrupôlaires locales vont générer de la polarisation (pour une anisotropie dipolaire, les contributions des deux pôles s’annulent en moyenne). Lors de la recombinaison, de telles quadrupôles sont naturellement présents : pour un électron dans une surdensité par exemple, le plasma proche du centre de la surdensité va s’effondrer plus vite que lui, celui plus loin moins vite. Dans son référentiel, ces deux régions s’éloignent (voir figure 3.5). Dans les directions tangentielles, les régions tombent à la même vitesse dans la direction radiale ; dans le référentiel de l’électron, ils semblent s’approcher. Le flux de photons reçu par l’électron présente donc une anisotropie quadrupolaire. Pour le cas d’une surdensité (sous densité), la polarisation résultant de cet effondrement gravitationnel est orientée de façon radiale (tangentielle). En approchant

de la surdensité, la pression prend le dessus, et l'effet s'inverse. On verra au chapitre suivant que cette structure autour des points froids (chauds) est observée dans les données Planck.

Les anisotropies décrites jusqu'ici sont de type scalaire, et les structures sont symétriques. On a vu au chapitre précédent que l'inflation générât aussi des ondes gravitationnelles responsables de perturbations de type tensorielles. Celles-ci vont déformer la métrique de façon non symétrique. On va pouvoir caractériser cette symétrie en utilisant une paramétrisation particulière, décrite dans la section suivante.

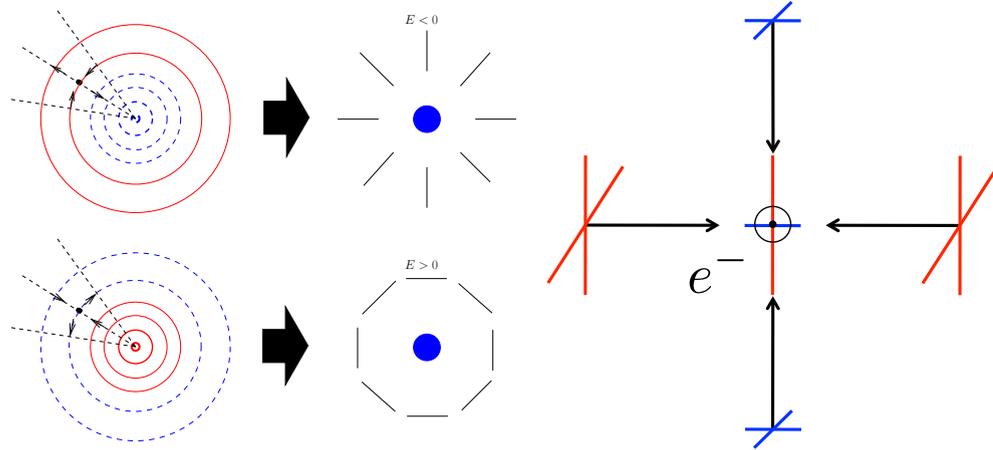


FIGURE 3.5 – Génération de la polarisation linéaire. À gauche, figure tirée de la thèse de Cyrille Rosset [Rosset 2003] : Dans le référentiel d'un électron en chute vers une surdensité, le flux de photons émis par les régions qui l'entourent a une anisotropie quadrupolaire. À droite, la polarisation résultant d'une anisotropie quadrupolaire, on représente ici au centre l'électron, et le flux qu'il diffuse dans notre direction.

### Paramètres de Stokes et modes **E** et **B**

Pour une onde électromagnétique  $\mathbf{E}(t)$ , de pulsation  $\omega_0$  :

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_x(t) + \mathbf{E}_y(t) = A_x(t) \cos(\omega_0 t + \phi_x(t)) \hat{\mathbf{x}} + A_y(t) \cos(\omega_0 t + \phi_y(t)) \hat{\mathbf{y}}, \quad (3.20)$$

on définit les paramètres de Stokes I, Q, U et V :

$$I = \langle \mathbf{E}_x(t)^2 \rangle + \langle \mathbf{E}_y(t)^2 \rangle \quad (3.21)$$

$$Q = \langle \mathbf{E}_x(t)^2 \rangle - \langle \mathbf{E}_y(t)^2 \rangle \quad (3.22)$$

$$U = \langle 2A_x A_y \cos(\phi_x - \phi_y) \rangle \quad (3.23)$$

$$V = \langle 2A_x A_y \sin(\phi_x - \phi_y) \rangle. \quad (3.24)$$

I est l'intensité totale, et correspond à la température. La polarisation linéaire peut être décrite par Q et U. Le paramètre V caractérise la polarisation de type circulaire,

qui est inexistante pour les photons du CMB. Ces paramètres ne sont pas invariants par rotation, et un autre formalisme a été introduit. On décompose dans la base des harmoniques sphériques de spin 2 :

$$(Q \pm iU)(\Omega) = \sum_{\ell m} \pm 2a_{\ell m} \pm 2Y_{\ell m}(\Omega). \quad (3.25)$$

On définit alors les champs E et B [Kamionkowski *et al.* 1997; Seljak et Zaldarriaga 1996b] :

$$a_{\ell m}^E = \frac{+2a_{\ell m} + -2a_{\ell m}}{2} \quad (3.26)$$

$$a_{\ell m}^B = i \frac{+2a_{\ell m} - -2a_{\ell m}}{2}. \quad (3.27)$$

Les notations E et B viennent d'une analogie avec les champs électriques et magnétiques : E représente la partie scalaire de la polarisation, B sa partie pseudo-scalaire. On peut reconstruire un champ  $E(\Omega)$  et  $B(\Omega)$ , avec la transformée en harmonique sphérique inverse. On va alors pouvoir créer des spectres de puissance  $C_\ell^{EE}$ ,  $C_\ell^{BB}$  et des spectres croisés  $C_\ell^{TE}$ ,  $C_\ell^{TB}$  et  $C_\ell^{EB}$ . La polarisation E étant maximale là où la vitesse est grande, d'après le raisonnement de la section précédente, son spectre (EE) va être déphasé par rapport au spectre TT. Les spectres  $C_\ell^{TB}$  et  $C_\ell^{EB}$  sont nuls dans le modèle de concordance avec inflation (on peut montrer ce résultat en considérant leur parité opposée). Cependant, certains phénomènes théoriques, par exemple liés à la biréfringence du vide, ou des effets instrumentaux, peuvent créer de la puissance croisée de ce type (voir la thèse de Gaël Roudier [Roudier 2011]). On a vu que les perturbations scalaires étaient symétriques ; elles ne créent donc que des modes E. Les perturbations tensorielles, asymétriques créent de la polarisation E et B. La détection des modes B est alors une signature des ondes gravitationnelles produites pendant l'inflation. De nombreuses expériences essaient de détecter ce signal, très faible et très sensible à certains effets systématiques. Comme on l'a annoncé dans le chapitre précédent, la détection des modes B a été annoncée récemment par l'équipe de BICEP2, mais il se peut qu'une partie ou même la totalité du signal soit en fait non-cosmologique. La polarisation E a quant à elle été détectée pour la première fois par l'expérience DASI [Kovac *et al.* 2002], et son spectre est aujourd'hui connu avec précision.

### 3.3 Les anisotropies secondaires

Le fond diffus cosmologique décrit jusqu'à présent suppose qu'il n'a pas interagi depuis son émission à la surface de dernière diffusion. En réalité, l'évolution de l'univers pendant son trajet va le modifier. Dans cette section, on va principalement décrire les anisotropies secondaires en température.

### 3.3.1 Reionisation

Dans la période qui suit la recombinaison (les âges sombres), l'univers est principalement rempli d'hydrogène neutre, et de quelques atomes légers. Cependant, ceux-ci vont s'agglomérer autour des surdensités de matière, et former des nuages denses. Dans ces nuages vont se former les premières étoiles (de population III), des galaxies naines, ainsi que les Quasars<sup>1</sup>. Ces sources vont émettre des photons au delà de l'énergie d'ionisation de l'hydrogène [Gunn et Peterson 1965]. On a alors un univers fragmentaire (*patchy*) formé de bulles ionisées autour des sources.

Lorsque cette reionisation a lieu, pour  $z \approx 6 - 15$ , la densité d'hydrogène est faible. Cependant, une partie des photons du CMB va diffuser, et on a un amortissement du spectre de puissance par un facteur  $e^{-2\tau}$ , où  $\tau$  est la profondeur optique des électrons. L'amplitude du spectre observé est donc  $A_s e^{-2\tau}$ . La reionisation a aussi un impact important sur la polarisation et ajoute de la puissance à bas  $\ell$  (cf. par exemple Doré *et al.* [2007]).

### 3.3.2 Effet Sachs Wolfe intégré

Lorsqu'un photon traverse une structure massive, il interagit gravitationnellement : en entrant dans le potentiel, il subit un décalage gravitationnel vers le bleu, et en sortant, un décalage vers le rouge. Si ce potentiel est en évolution, comme c'est le cas en présence d'énergie noire, qui accélère l'expansion et fait donc décroître ce potentiel, il va y avoir un effet net sur le photon. Les photons du CMB apparaissent plus chauds lorsqu'ils croisent des régions sur-denses, et moins chauds pour les régions sous-denses [Sachs et Wolfe 1967]. C'est l'effet Sachs-Wolfe Intégré (SWI) tardif. Il existe aussi un effet SWI précoce, si la matière ne domine pas encore complètement après le découplage. La pression radiative fait décroître les potentiels sous l'horizon sonore, et on a donc effet autour du premier pic acoustique.

$$\frac{\Delta T^{\text{SWI}}}{T_{\text{CMB}}} = 2 \int_{\eta_{\text{rec}}}^{\eta_0} d\eta \frac{\partial \Phi}{\partial \eta}, \quad (3.28)$$

où  $\Phi$  est le potentiel gravitationnel et  $\eta$  le temps conforme (intégré ici entre la recombinaison  $\eta_{\text{rec}}$  et aujourd'hui  $\eta_0$ ). L'effet SWI permet d'étudier l'énergie noire puisque l'expansion accélérée va diluer les potentiels gravitationnels récents, on a donc un surplus de puissance à grande échelle. Cet effet est difficile à séparer des fluctuations produites à la recombinaison, mais on peut le détecter par corrélation croisée avec les structures [Crittenden et Turok 1996].

L'effet prenant en compte l'évolution non linéaire de la formation des structures, qui crée une évolution du potentiel gravitationnel, et donc un effet analogue au SWI, est appelé effet Rees-Sciama.

---

1. Ces objets seraient des trous noirs super-massifs résultant de l'effondrement de nuages d'hydrogène de  $\mathcal{O}(10^9)M_{\odot}$ . Les phénomènes d'accrétion de matière autour du trou noir produisent de la lumière très énergétique.

### 3.3.3 Lentillage faible

Les photons du CMB subissent des déviations par les structures lors de leur parcours depuis la surface de dernière diffusion, de l'ordre de  $2'$ , cohérentes sur quelques degrés. Elles ont pour effet d'adoucir les pics acoustiques, de générer de la puissance dans le spectre à haut multipôle et de convertir les modes E de la polarisation en mode B. Ce dernier effet a été détecté et caractérisé par des observations au sol [Hanson *et al.* 2013; The POLARBEAR Collaboration 2014].

On peut mesurer le lentillage directement à partir de sa statistique (essentiellement grâce à la fonction à 4-points), ou en faisant de la corrélation croisée avec les relevés des grandes structures, aux  $z$  où l'effet est attendu. On peut alors estimer une carte du potentiel de lentillage, ainsi que son spectre de puissance [Planck Collaboration 2013g]. La mesure du lentillage dépend de  $\Omega_\Lambda$  et  $\Omega_m$  de façon différente du CMB. Il permet de lever certaines dégénérescences ; le spectre de puissance du lentillage est lié à l'amplitude du spectre primordiale, on va donc pouvoir lever la dégénérescence  $A_s - \tau$ . Il va aussi permettre de lever la dégénérescence  $\Omega_k - \Omega_\Lambda$  [Stompor et Efstathiou 1999].

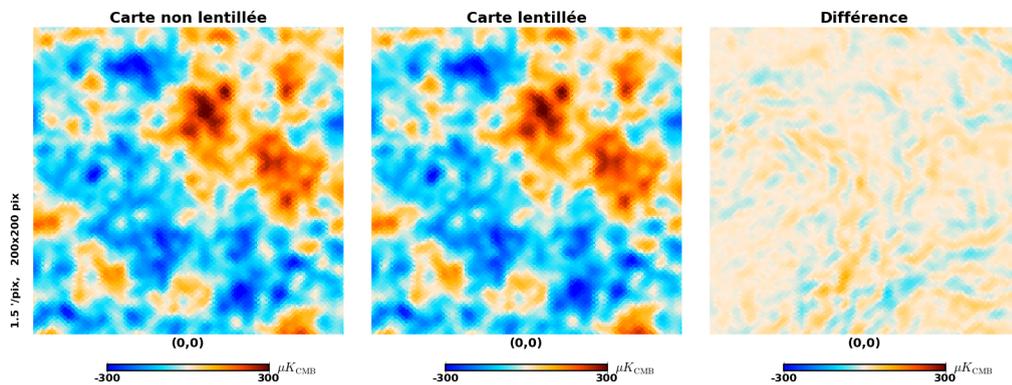


FIGURE 3.6 – Cartes non-gaussiennes, simulées avec le PSM.

### 3.3.4 Effet Sunyaev Zel'dovitch

Les amas de galaxies, formés au cours de la structuration progressive de l'univers, peuvent atteindre des masses de  $\approx 10^{15} M_\odot$ . Au sein de ces amas, une partie de la masse se trouve sous la forme de gaz ionisé diffus, émettant dans les X. Les électrons libres de ce gaz vont réagir avec les photons du CMB par interaction Compton inverse. C'est ce qu'on appelle l'effet SZ [Sunyaev et Zeldovich 1970; 1972]. On pourra se référer aux revues par Carlstrom et Birkinshaw [Birkinshaw 1999; Carlstrom *et al.* 2002].

La section efficace de cette interaction est celle de la diffusion de Thompson  $\sigma_T$ . La profondeur optique intégrée sur la ligne de visée  $l$  est donc :  $\tau = \int n_e \sigma_T dl$ . Pour un amas typique, on a  $\tau = \mathcal{O}(10^{-2})$ .

**tSZ**

L'effet tSZ (*thermal Sunyaev Zel'dovitch*) est dû à l'agitation thermique des électrons, à la température  $T_e = \mathcal{O}(\text{keV})$ , ce qui correspond à une émission dans les rayons X. Pour les amas très massifs, les électrons peuvent être relativistes, on parle alors de tSZ relativiste. Les photons du CMB à une température  $T_{\text{CMB}}(z)$  vont interagir avec ce gaz chaud à la température  $T_e$ , et par thermalisation, ils vont globalement gagner de l'énergie. Cette diffusion est décrite par les équations de Kompaneets [Kompaneets 1956]. La distorsion spectrale est alors donnée par :

$$\frac{\Delta I_\nu^{\text{tSZ}}}{I_0} = y \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right], \quad (3.29)$$

où  $x = \frac{h\nu}{k_B T_{\text{CMB}}}$ , et  $y$  est le facteur de Comptonisation :

$$y = \int n_e \sigma_T \frac{k_B T_e}{m_e c^2} dl, \quad (3.30)$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron.  $I_\nu$  est la loi d'émission du corps noir du CMB (3.2) et  $I_0 = 2 \frac{(k_B T_{\text{CMB}})^3}{(hc)^2}$ . L'effet sur la température est alors :

$$\frac{\Delta T^{\text{tSZ}}}{T} = y \left[ \frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4 \right]. \quad (3.31)$$

La dépendance spectrale est représentée figure 3.7. Cette dépendance permet d'extraire l'effet SZ des cartes de CMB pour détecter des amas, ainsi que le SZ diffus.

On peut remarquer que cet effet ne dépend que de la température de l'amas et la densité d'électrons, intégrés sur la ligne de visée. Étant indépendant du décalage spectral, cet effet est utile pour détecter des amas lointains, alors que l'émission X de tels amas est décalée vers le rouge, ce qui rend difficile la détection. L'effet tSZ est aussi utilisé pour faire du comptage d'amas, sonde qui sert principalement à contraindre les paramètres  $\Omega_m$  et  $\sigma_8$  (on pourra se référer à la thèse de Matthieu Roman [Roman 2014]).

**kSZ**

L'effet kSZ (*kinetic Sunyaev Zel'dovitch*) est quant à lui dû au mouvement d'ensemble des électrons du gaz chaud par rapport au référentiel du CMB, qui provoque une distorsion spectrale par effet Doppler. Dans la limite non-relativiste, on a :

$$\frac{\Delta I_\nu^{\text{kSZ}}}{I_0} = -\frac{v_l}{c} \tau \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2}, \quad (3.32)$$

où  $v_l$  est la vitesse selon la ligne de visée. L'effet sur la température est :

$$\frac{\Delta T^{\text{kSZ}}}{T} = -\frac{v_l}{c} \tau, \quad (3.33)$$

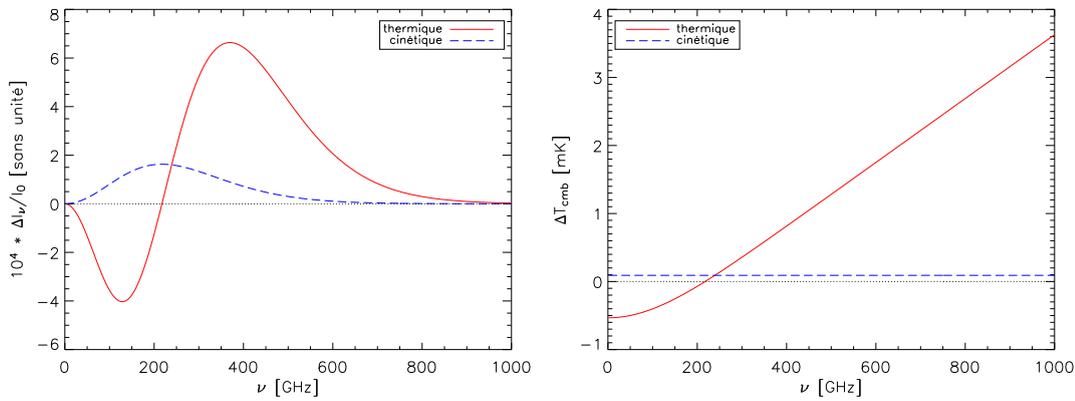


FIGURE 3.7 – Distorsions spectrales du SZ. À gauche : distorsion spectrale au niveau de l’intensité, pour un amas de  $y = 10^{-4}$  ( $\tau = 10^{-2}$ ,  $k_B T_e = 5$  keV), de vitesse  $v_r = 1000 \text{ km s}^{-1}$ . À droite : les mêmes distorsions, mais au niveau de la température du CMB. On voit que même pour cet amas dont la vitesse est exagérée, l’effet kSZ provoque une modification de la température de l’ordre de 0.1 mK, avec un spectre identique à celui du CMB. L’effet tSZ est plus accessible, avec une dépendance spectrale bien particulière, et une intensité de l’ordre du mK. Figures tirées de la thèse de Jean Baptiste Melin [Melin 2004].

Cet effet est donc une sonde de la vitesse des amas, ce qui permet de tester les scénarios de formation des structures. Étant sensible à tous les électrons ionisés, indépendamment de leur température, il sert de leptomètre. On voit figure 3.7 que le kSZ pour un amas très massif produit un changement de la température de quelques mK. Le spectre étant celui d’un corps noir, cette effet est très difficile à différencier du CMB. On reviendra plus en détail sur cet effet, et une méthode adaptée pour le détecter en utilisant les relevés à grande échelle dans le chapitre 8.

### 3.4 Les avant-plans

De nombreuses sources, galactiques ou extragalactiques, émettent dans les fréquences d’observation du CMB ; on parle d’avant-plans.

#### 3.4.1 Le fond infrarouge lointain

Dans les galaxies poussiéreuses à formation d’étoiles (DSFG : *Dusty Star Forming Galaxies*), à  $z \approx 2$ , la poussière entourant les jeunes étoiles est chauffée par les UV, et cette radiation thermique est décalée vers le rouge par l’expansion (cf. la revue par Lagache *et al.* [2005]). Cette émission diffuse dans l’infrarouge (observable à  $\geq 200$  GHz) forme le fond infrarouge lointain (CIB : *Cosmic Infrared Background*). Ce signal a été détecté pour la première fois dans les données de COBE par Puget *et al.* [1996], et son étude permet d’étudier la formation stellaire à haut décalage spectral.

### 3.4.2 Les sources radio

Les sources radio sont principalement des galaxies (à  $z \approx 1$ ) dans lesquelles un noyau actif de galaxie induit de forts champs magnétiques. Les électrons vont y produire de l'émission synchrotron et free-free. Leur loi d'émission est  $I_\nu \propto \nu^{-0.7}$  [Tucci *et al.* 2011] et leur signal nous parvient aux fréquences de l'ordre de 100 GHz [González-Nuevo *et al.* 2005; Toffolatti *et al.* 1998]. Planck détecte par exemple quelques milliers de sources dans ces fréquences centrales [Planck Collaboration 2013j]. Les sources non détectées forment un fond diffus, qui contribue au spectre de puissance principalement à haut multipôle.

### 3.4.3 Les avant-plans galactiques

La voie lactée est omniprésente dans notre champ d'observation. Plusieurs émissions dans le domaine des micro-ondes vont voiler le CMB. De nombreuses observations et de nombreux modèles ont permis de décrire ces émissions. On pourra se référer à la thèse de Guillaume Patanchon pour une introduction détaillée [Patanchon 2003]. Les principaux avant-plans connus sont :

- L'émission thermique de la poussière interstellaire : ces grains de poussière de diamètre inférieur au micromètre absorbent la lumière UV des étoiles, et ré-émettent selon un corps gris  $I_\nu = B_\nu(T_p)\nu^\beta$ , de température  $T_p \approx 20K$ , et de puissance  $\beta \approx 2 - 3$ . Cette émission domine donc à haute fréquence.
- L'émission synchrotron due aux électrons ultra-relativistes spiralant dans les champs magnétiques environnants. L'émission est modélisée par une loi de puissance  $\nu^\beta$ , avec  $\beta \approx -3$ , qui domine donc à basse fréquence.
- L'émission *free-free* (ou *Bremsstrahlung*) est produite par les électrons freinés par les champs électriques des régions ionisées. Elle domine aussi à basse fréquence, avec  $\beta \approx -2$ .
- Les transitions moléculaires : les nuages moléculaires dans notre galaxie émettent dans les fréquences d'observations. Les principales lignes sont émises par le monoxyde de carbone  $^{12}\text{CO}$ , à 115.27 GHz, 230.54 GHz, et 345.80GHz. Elles ont été mesurées par Dame *et al.* [2001].
- L'émission anormale, dont une explication plausible est la poussière en rotation. Celle-ci domine aussi à basse fréquence.
- La lumière zodiacale, produite par les grains de poussière du système solaire, et donc principalement dans le plan écliptique, avec une structure en bande (cf. [Planck Collaboration 2013d]).

La figure 3.8 montre la dépendance en fréquence des avant-plans par rapport au CMB, ainsi que le spectre de puissance angulaire. On verra au chapitre suivant que ces signatures bien particulières permettent de séparer le CMB de ces avant-plans.

## 3.5 Bispectre du CMB

On a vu au chapitre 2 que l'information sur la non-gaussianité des perturbations initiales, qui permet de distinguer différents modèles d'inflation, est principalement dans le signal

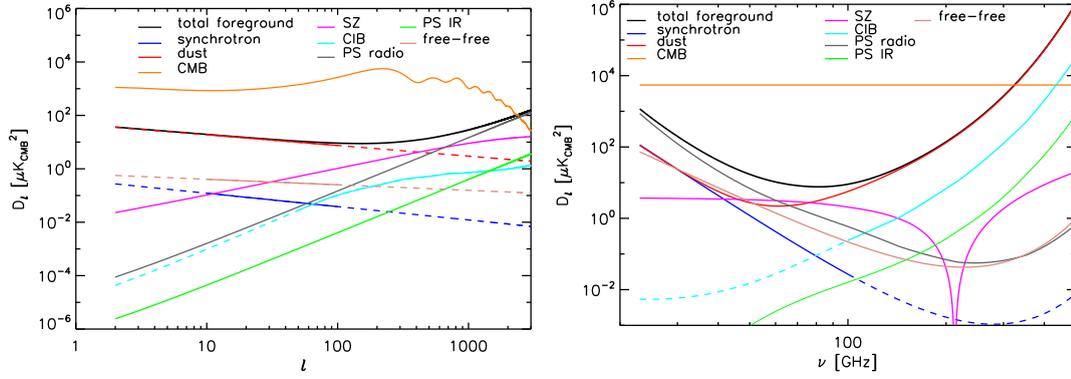


FIGURE 3.8 – Spectre de puissance et dépendance en fréquence des avant-plans. Les traits pleins sont basés sur les mesures, alors que les pointillés sont des extrapolations. A gauche, le spectre de puissance à 100GHz. A droite, la dépendance en fréquence de la température des avant-plans en  $K_{\text{CMB}}$ , estimée à haute latitude galactique, à  $\ell = 200$ . La remontée à haute fréquence de toutes les composantes est principalement due à la chute de l'intensité du CMB. Figure tirée de [Planck Collaboration \[2013a\]](#).

bispectral. Dans cette section, on va calculer le bispectre du champ de température du CMB, sa variance, et son lien avec le bispectre primordial.

### 3.5.1 Bispectre d'un champ de température

Le bispectre angulaire du CMB [[Luo et Schramm 1993](#)] est défini comme :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{m_1 m_2 m_3} \equiv \langle a_{\ell_1 m_1} a_{\ell_2 m_2} a_{\ell_3 m_3} \rangle. \quad (3.34)$$

Il est lié à la fonction de corrélation à 3-points du champ de température :

$$\begin{aligned} \xi(\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3) &= \left\langle \frac{\Delta T(\Omega_1)}{T_{\text{CMB}}} \frac{\Delta T(\Omega_2)}{T_{\text{CMB}}} \frac{\Delta T(\Omega_3)}{T_{\text{CMB}}} \right\rangle \\ &= \sum_{\ell_i, m_i} \langle a_{\ell_1 m_1} a_{\ell_2 m_2} a_{\ell_3 m_3} \rangle Y_{\ell_1 m_1}(\Omega_1) Y_{\ell_2 m_2}(\Omega_2) Y_{\ell_3 m_3}(\Omega_3). \end{aligned} \quad (3.35)$$

Dans le cas d'un ciel invariant par rotation, on peut introduire le bispectre réduit  $b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$ , indépendant de  $m$  :

$$\langle a_{\ell_1 m_1} a_{\ell_2 m_2} a_{\ell_3 m_3} \rangle = \mathcal{G}_{m_1 m_2 m_3}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}, \quad (3.36)$$

où  $\mathcal{G}_{m_1 m_2 m_3}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$  est l'intégrale de Gaunt, qui n'est qu'une fonction géométrique, indépendante de la physique, contenant la dépendance en  $m$  :

$$\mathcal{G}_{m_1 m_2 m_3}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \equiv \int Y_{\ell_1 m_1}(\Omega) Y_{\ell_2 m_2}(\Omega) Y_{\ell_3 m_3}(\Omega) d\Omega = h_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & \ell_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}. \quad (3.37)$$

$h_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$  est un facteur défini comme suit :

$$h_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} = \sqrt{\frac{(2\ell_1 + 1)(2\ell_2 + 1)(2\ell_3 + 1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & \ell_3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.38)$$

Le symbole de Wigner 3j (entre parenthèses), impose :

- 1) l'inégalité triangulaire :  $|\ell_1 - \ell_2| \leq \ell_3 \leq \ell_1 + \ell_2$ ,
- 2) la parité :  $\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = 2n$ , pour  $n \in \mathbb{N}$ , et
- 3)  $m_1 + m_2 + m_3 = 0$ .

Le bispectre est donc défini dans un domaine multipolaire bien particulier, représenté figure 3.9.

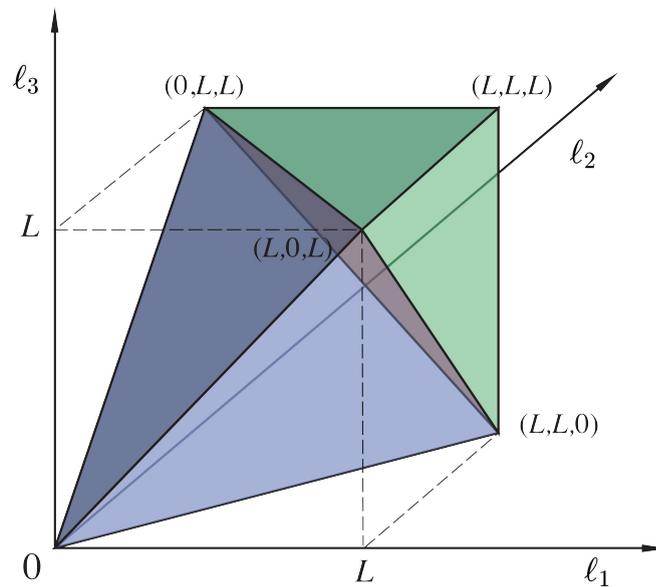


FIGURE 3.9 – Multipôles autorisés  $(\ell_1, \ell_2, \ell_3)$  dans le bispectre du CMB. Le tétraèdre représente la région définie par le symbole de Wigner 3j, et la pyramide est limitée par la résolution de la carte considérée :  $\ell \leq \ell_{max}$  [Planck Collaboration \[2013i\]](#).

On peut aussi définir une quantité,  $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$ , exprimable en fonction des cartes en température :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} = \left\langle \int d\Omega T_{\ell_1}(\Omega) T_{\ell_2}(\Omega) T_{\ell_3}(\Omega) \right\rangle, \quad (3.39)$$

où

$$T_\ell(\Omega) = \sum_m a_{\ell m} Y_{\ell m}(\Omega) \quad (3.40)$$

est la carte filtrée (sans dimension) pour un multipôle donné.

En injectant (3.40) dans (3.39), on montre aisément que ce bispectre est relié au bispectre réduit :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} = h_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^2 b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}. \quad (3.41)$$

On note

$$N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} = h_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^2, \quad (3.42)$$

le nombre de triangles  $(\ell_1, \ell_2, \ell_3)$  possibles sur la sphère.

Le bispectre d'une carte donnée de CMB  $T^{\text{Obs}}$  est alors :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} = \int d\Omega T_{\ell_1}^{\text{Obs}}(\Omega) T_{\ell_2}^{\text{Obs}}(\Omega) T_{\ell_3}^{\text{Obs}}(\Omega). \quad (3.43)$$

### 3.5.2 Variance du bispectre

Par définition, la variance du bispectre est donnée par :

$$\text{Var}(B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}) = \langle B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \rangle - \langle B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \rangle \langle B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \rangle. \quad (3.44)$$

Pour ce calcul, on se place dans le cas d'une faible non-gaussianité<sup>2</sup>, on peut considérer  $\langle B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \rangle \sim 0$ , et on a [Luo 1994] :

$$\text{Var}(B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}) = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \langle a_{\ell_1 m_1} a_{\ell_2 m_2} a_{\ell_3 m_3} a_{\ell_1 m_1}^* a_{\ell_2 m_2}^* a_{\ell_3 m_3}^* \rangle. \quad (3.45)$$

On a ici utilisé l'égalité :

$$\sum_{m_1, m_2, m_3} \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & \ell_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & \ell_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = 1. \quad (3.46)$$

En utilisant le théorème de Wick, on obtient :

$$\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \equiv \text{Var}(B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}) = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} g_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} C_{\ell_1} C_{\ell_2} C_{\ell_3}, \quad (3.47)$$

où  $g_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$  vaut 6 si tous les  $\ell$  sont égaux, 2, si deux  $\ell$  sont égaux et 1 sinon, et  $C_{\ell} = \langle a_{\ell m} a_{\ell m}^* \rangle$ .

### 3.5.3 Prédiction théorique du bispectre

On peut prédire le bispectre théorique du CMB  $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}}$  découlant du bispectre à la fin de l'inflation prédit par différentes théories  $B_{\Phi}(k_1, k_2, k_3)$  (cf. chapitre 2). En utilisant les fonctions de transfert  $\Delta_{\ell}(k)$ , introduites en section 3.2.2, et l'expression (3.11), on

2. Condition qui semble être satisfaite au vu des observations les plus récentes. Cette condition est discutée par exemple dans Liguori *et al.* [2010b]

obtient [Komatsu et Spergel 2001] :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}} = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \left(\frac{2}{\pi}\right)^3 \int_0^\infty r^2 dr \int dk_1 dk_2 dk_3 (k_1 k_2 k_3)^2 B_{\Phi}(k_1, k_2, k_3) \times \Delta_{\ell_1}(k_1) \Delta_{\ell_2}(k_2) \Delta_{\ell_3}(k_3) j_{\ell_1}(k_1 r) j_{\ell_2}(k_2 r) j_{\ell_3}(k_3 r). \quad (3.48)$$

Ici, toute la physique inflationnaire est incluse dans le bispectre  $B_{\Phi}(k_1, k_2, k_3)$ , les fonctions de transfert représentent l'évolution des modes entre la fin de l'inflation et l'émission du CMB, et les fonctions de Bessel sphériques  $j_{\ell}(kr)$  permettent la projection sur la sphère.

### 3.6 $f_{NL}$ du CMB

Le signal bispectral est bien trop faible pour être mesuré pour un triplet de  $\ell$  individuel. Au lieu de cela, on mesure l'amplitude correspondant à un certain modèle, le paramètre de non-linéarité  $f_{NL}$ , introduit en section 2.4.1.

On peut décomposer l'espérance du bispectre comme :

$$\langle B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \rangle = \sum_i f_{NL}^{(i)} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)}, \quad (3.49)$$

où les  $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)}$  sont les bispectres de différents types, normalisés avec  $f_{NL}^{(i)} = 1$ , et  $f_{NL}^{(i)}$  leur amplitude correspondante.

On pourra alors confronter les mesures aux différentes théories produisant des  $f_{NL}$ . L'estimateur optimal et son implémentation sont expliqués au chapitre 5.

### 3.7 Non-gaussianité non primordiale

Dans ce chapitre, les processus physiques entre l'inflation et la recombinaison ont été considérés comme linéaires. Cette approximation est valable pour l'étude du spectre de puissance, mais la prise en compte des effets non-linéaires va produire un signal bispectral dans la température du CMB dès son émission à la surface de dernière diffusion. Après le découplage, l'évolution complexe des perturbations et en particulier leurs interactions non linéaires avec l'univers en structuration est source de non-gaussianité. De plus, on a vu que le signal micro-onde observable est fortement pollué par les avant-plans galactiques, eux aussi non-gaussiens.

Dans cette section, on va introduire les principaux signaux bispectraux créés après l'inflation, présents lors de l'analyse du fond diffus.

### 3.7.1 Bispectre “intrinsèque” du CMB

Dans l'étude des non-gaussianités, il est nécessaire de prendre en compte les non-linéarités dans l'évolution des perturbations primordiales de la fin de l'inflation jusqu'à la surface de dernière diffusion. De nombreux travaux ont permis de prendre en compte la plupart de ces effets [Boubekeur *et al.* 2009; Huang et Vernizzi 2013; Khatri et Wandelt 2010; Lewis 2012a; Pettinari *et al.* 2013; Pitrou *et al.* 2010; Senatore *et al.* 2009]. Le calcul des équations de Boltzmann et d'Einstein au second ordre permet d'exprimer le bispectre intrinsèque du CMB, (cf. par exemple la thèse de Pettinari [2014]). Ce signal bispectral induit un biais de l'ordre de l'unité pour le  $f_{NL}$  des formes locale, équilatérale et orthogonale, au niveau de la température. Cet effet est donc marginal pour les expériences actuelles, mais il sera nécessaire de l'évaluer dans les éventuelles missions futures.

### 3.7.2 Couplage entre lentillage faible et effet Sachs Wolfe intégré

Comme introduit précédemment, le lentillage gravitationnel est la déflexion des photons due aux gradients dans le potentiel gravitationnel. L'effet Sachs Wolfe intégré (SWI) provoque quant à lui des fluctuations supplémentaires, dues aux variations temporelles du potentiel gravitationnel. Ces deux effets étant liés à la même source physique, ils sont donc corrélés. La déflexion des photons due au lentillage faible est un effet non linéaire, mais ne crée pas seul de signal bispectral (il y a autant de points chauds que de points froids, seule leur position est affectée). Cependant, couplé au changement de température de l'effet SWI, il crée un signal non-gaussien [Goldberg et Spergel 1999], dont le bispectre est donné par [Lewis *et al.* 2011] :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{lent.}-\text{SWI}} = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \left[ \frac{\ell_2(\ell_2 + 1) + \ell_3(\ell_3 + 1) - \ell_1(\ell_1 + 1)}{2} \tilde{C}_{\ell_2}^{TT} C_{\ell_3}^{T\psi} + 5 \text{ perm.} \right], \quad (3.50)$$

où  $\tilde{C}_{\ell}^{TT}$  est le spectre du CMB lentillé, et  $C_{\ell}^{T\psi}$  est le cross-spectre du lentillage-SWI.

Étant donné que ce bispectre corrèle des grandes échelles (SWI :  $\mathcal{O}(1^\circ)$ ) aux petites échelles (lentillage faible :  $\approx 2$  minutes d'arc), il va principalement polluer l'estimation de la non-gaussianité locale. Son estimation et sa prise en compte dans l'estimation de la non-gaussianité primordiale est étudiée en chapitre 6.

On peut noter ici que l'effet Rees-Sciama contribue de la même façon au bispectre, mais avec une amplitude moindre [Lewis 2012b].

### 3.7.3 Non-gaussianité de l'effet Sunyaev Zel'dovitch thermique

Les distorsions spectrales provoquées par l'effet Sunyaev Zel'dovitch sont non-gaussiennes.

### Couplage entre lentillage faible et tSZ

Goldberg et Spergel [1999] ont introduit la corrélation non linéaire entre l'effet SZ et le lentillage gravitationnel. Le bispectre est alors donnée par [Komatsu et Spergel 2001] :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{lent.-SZ}} = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \left[ \frac{\ell_2(\ell_2 + 1) + \ell_3(\ell_3 + 1) - \ell_1(\ell_1 + 1)}{2} C_{\ell_2}^{TT} \langle \psi_{\ell_3 m_3} a_{\ell_3 m_3}^{\text{tSZ}} \rangle + 5 \text{ perm.} \right], \quad (3.51)$$

où  $\psi_{\ell m}$  et  $a_{\ell m}^{\text{tSZ}}$  sont respectivement les coefficients en harmoniques sphériques du potentiel gravitationnel et de l'effet SZ. La forme est donc similaire au bispectre du lentillage-SWI introduit précédemment. Cependant, la dépendance en fréquence de l'effet tSZ permet une séparation efficace du CMB (cf. au chapitre suivant), et n'est pas une source de pollution bispectrale importante. La corrélation entre l'effet tSZ et le lentillage gravitationnel a été détectée et utilisée pour contraindre la cosmologie dans Hill et Spergel [2014].

### Bispectre du tSZ

Le bispectre du champ de température dû au SZ contient aussi de l'information cosmologique, celui-ci étant lié à l'amplitude des fluctuations ( $\sigma_8$ ). En prenant en compte le profil de distribution du gaz chaud dans les amas, on peut montrer [Bhattacharya *et al.* 2012] que le bispectre du SZ est produit principalement par les amas à  $z \approx 0.4$ , alors que le spectre du SZ est dominé par les sources à haut  $z$ . Le bispectre du facteur de comptonisation  $y$  est donné par :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{tSZ}} = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \int dz \frac{dV_c}{dz d\Omega} dM \frac{dn(M, z)}{dM} \tilde{y}_{\ell_1}(M, z) \tilde{y}_{\ell_2}(M, z) \tilde{y}_{\ell_3}(M, z), \quad (3.52)$$

où  $\tilde{y}$  est la transformée de Fourier du profil de pression des amas, et  $V_c$  le volume dans lequel l'intégrale est calculée. Le bispectre dépend des paramètres cosmologiques de la façon suivante :

$$B_{\text{tSZ}} \propto \left( \frac{\sigma_8}{0.8} \right)^{11.6} \left( \frac{\Omega_b}{0.045} \right)^{4.1} \left( \frac{h}{0.71} \right)^{2.5} \left( \frac{\omega_0}{-1.0} \right)^{-0.95} \left( \frac{n_s}{0.97} \right)^{-1.5} \left( \frac{\Omega_m}{0.27} \right)^{-0.46}. \quad (3.53)$$

L'utilisation de l'information bispectrale dans les cartes de  $y$  permet d'obtenir des contraintes cosmologiques complémentaires de celles du spectre ( $A_{\text{tSZ}} \propto \sigma_8^{7-9}$ ). Ce signal bispectral est très peu corrélé avec les formes primordiales.

### 3.7.4 Sources radio diffuses

L'émission radio de certaines sources extragalactiques a été introduite en section 3.4.2. Ces sources peuvent être considérées comme distribuées indépendamment, et leur bispectre est donc constant [Komatsu et Spergel 2001] :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{P.S.}} = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} k_{\nu}^3 \int_0^{S_c} S^3 \frac{dn}{dS} dS, \quad (3.54)$$

où  $S$  est la densité de flux,  $dn/dS$  est le comptage par stéradian.  $S_c$  est le flux de coupure, au delà duquel on considère que les sources sont détectées et masquées.

### 3.7.5 Non-gaussianité du CIB

#### Bispectre du CIB

Le CIB a été introduit en section 3.4.1. Ces sources sont regroupées dans les halos de matière noire, et leurs corrélations renforcent leur bispectre à bas  $\ell$  [Curto et al. 2013; Lacasa et al. 2012]. Un bispectre empirique est donné par :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{CIB}} = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \frac{\int S^3 \frac{dn}{dS} dS}{\left(\int S^3 \frac{dn}{dS} dS\right)^{3/2}} \sqrt{C_{\ell_1}^h C_{\ell_2}^h C_{\ell_3}^h}, \quad (3.55)$$

où  $C_{\ell}^h$  est le spectre de puissance de ces sources regroupées dans les halos. L'étude de ce bispectre permet de contraindre la physique des halos de matière noire, en particulier les HOD (*Halo Occupation Distribution*), qui paramétrisent la façon dont la matière galactique est distribuée dans les halo de matière noire [Lacasa 2014]. Il a été montré par Lacasa et Aghanim [2012] que dans l'analyse Planck, ce bispectre est corrélé à 90% avec le bispectre plat des points sources (3.54), et on considère que son effet est pris en compte en marginalisant sur ce dernier.

#### Couplage entre le lentillage faible et le CIB

Le CIB est aussi corrélé avec le lentillage faible, et le signal bispectral croisé permet une forte détection de ce fond diffus [Planck Collaboration 2013h]. Le bispectre est donné par :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{lent.-CIB}} = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \left[ \frac{\ell_2(\ell_2 + 1) + \ell_3(\ell_3 + 1) - \ell_1(\ell_1 + 1)}{2} \tilde{C}_{\ell_2}^{TT} C_{\ell_3}^{\text{CIB}-\psi} + 5 \text{ perm.} \right], \quad (3.56)$$

où le spectre  $C_{\ell}^{\text{CIB}-\psi}$  est le spectre croisé entre le CIB et le potentiel gravitationnel. Curto et al. [2014] ont montré que ce couplage avait principalement un impact sur la non-gaussianité de type orthogonale.

### 3.7.6 Avant-plans galactiques

Miville-Deschênes *et al.* [2007] ont de plus montré que la poussière était distribuée de façon non-gaussienne et que l'amplitude des fluctuations de brillance à une échelle donnée était plus forte dans les régions brillantes. Par ailleurs, dans les régions très brillantes, les distributions de photons sont encore plus piquées et asymétriques. Les zones de fortes brillances étant corrélées sur de grandes échelles, on a donc une modulation à grande échelle des fluctuations non-gaussiennes à petite échelle, et donc *a priori* un signal bispectral de type *squeezed*. De manière générale, les émissions d'avant-plans représentent un excès de photons chauds par rapport au CMB et donc une asymétrie positive de la distribution. Cela peut introduire un biais négatif sur  $f_{NL}^{\text{local}}$ .

## 3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté l'émission du fond diffus cosmologique (CMB) dans le cadre du modèle du *Big-Bang*. Les anisotropies dans sa température et sa polarisation sont décrites, et on a introduit pour cela le formalisme de la décomposition en harmoniques sphériques, le spectre de puissance et le bispectre du CMB. Les anisotropies secondaires ainsi que les avant-plans galactiques sont décrits, ainsi que leur effet sur la non-gaussianité du CMB observé.



## Chapitre 4

# Le satellite Planck

Le reste de ce manuscrit est basé sur l'utilisation des données en température du satellite Planck. Il est dès lors important d'introduire le fonctionnement de l'instrument, ainsi que certains aspects du traitement des données. Pour plus de détail, on pourra se référer à [Tauber \*et al.\* \[2010a\]](#) et [Tauber \*et al.\* \[2010b\]](#). Dans ce chapitre, on met l'accent sur l'instrument haute fréquence de la mission Planck [[Planck Collaboration 2014d](#); [Planck HFI Core Team 2011](#)].

On résume ensuite les résultats principaux obtenus par la collaboration. On se base ici fortement sur le résumé des résultats de la mission dans [Planck Collaboration \[2013a\]](#), ainsi que sur de nombreux papiers plus détaillés.

### 4.1 Histoire et objectifs

Après la détection triomphale des anisotropies du CMB par le satellite COBE, la communauté scientifique a entrepris de mesurer ces dernières avec la plus grande précision possible. De nombreuses expériences au sol, ainsi que de nombreux ballons, ont permis de faire avancer pas à pas la technologie, les techniques de traitement des données, ainsi que la compréhension des différents effets systématiques inhérents à l'observation, qu'ils soient astrophysiques ou instrumentaux. On pourra par exemple se reporter à la présentation de Lyman Page à l'Estec pour se rendre compte de cette avancée [[Page](#)].

L'histoire de la collaboration Planck remonte au début des années 90, avec les projets COBRAS et SAMBA. Leur union, donnant naissance à la mission Planck, est approuvée par l'ESA en 1996, et COBRAS et SAMBA sont respectivement renommés LFI (*Low Frequency Instrument*) et HFI (*High Frequency Instrument*). Ces deux instruments se différencient par leur couverture en fréquence et la technologie sur laquelle ils reposent. Le satellite a été envoyé le 14 mai 2009, dans la même fusée Ariane 5 que le satellite Herschel. Entre le 12 août 2009 et le 23 octobre 2013, Planck a observé le ciel entre 30 et 857 GHz, depuis le point de Lagrange L2.

Le but de la mission Planck est d'extraire presque toute l'information en ce qui concerne la température du CMB (c'est-à-dire la limite de la variance cosmique jusqu'à  $\ell \approx 2000$ ), ainsi que la meilleure mesure actuelle sur tout le ciel de sa polarisation.

De nombreux résultats ont été publiés par la collaboration :

- 26 *Planck early results* en 2011, concernant entre autre la physique interstellaire, l'étude des émissions galactiques, la constitution d'un catalogue de sources, ainsi que l'étude du CIB ;
- 23 *Planck intermediate results* entre 2011 et 2014, sur les émissions polarisées, la vitesse particulière des amas etc. ;
- 30 *Planck 2013 results* en mars 2013, sur la cosmologie, basée sur la température, dont une partie du contenu sera détaillée dans les sections suivantes. Ces résultats ont été accompagnés de la livraison d'une partie des données à la communauté scientifique<sup>1</sup>. Une autre série de résultats, incluant la polarisation du CMB, sera publié en 2014.

## 4.2 Description instrumentale

### 4.2.1 Le satellite

Le satellite est divisé en deux modules (cf. figure 4.1) :

- la charge utile. Le télescope, refroidi à 40 K, qui focalise les rayons lumineux sur des cornets placés devant les instruments HFI et LFI, respectivement à 20 K et 0,1 K. Un écran protège de la lumière parasite (c'est-à-dire celle ne venant pas de la ligne de visée), et évite l'échauffement radiatif. Des refroidisseurs passifs (*V-grooves*) isolent cette partie froide du télescope de la partie chaude ;
- le module de service. Il contient l'électronique chaude, le système cryogénique, l'ordinateur de bord etc. L'électricité est fournie par des panneaux solaires.

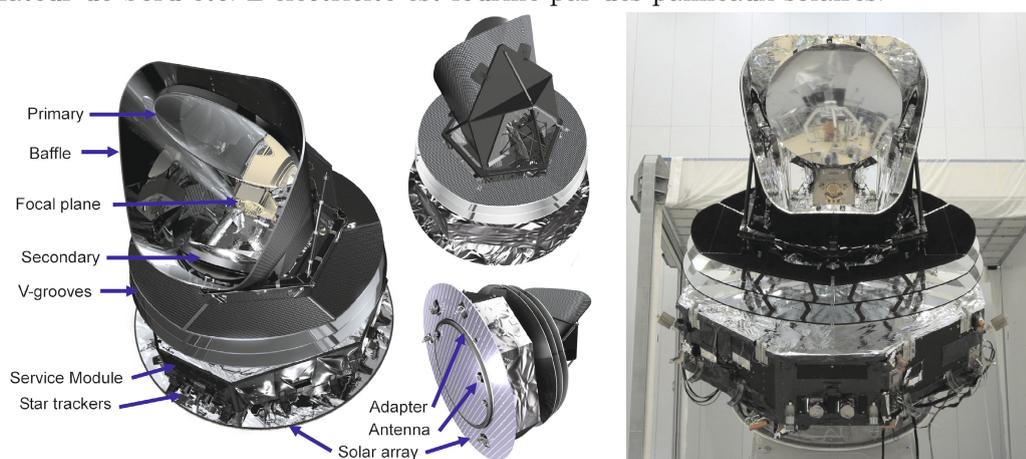


FIGURE 4.1 – Le satellite Planck. A gauche : un schéma montrant différentes composantes du satellite. A droite, une photo du satellite avant son lancement (le satellite Herschel est visible dans le reflet !). Figures tirées de Tauber *et al.* [2010a].

1. Disponibles sur [http://www.sciops.esa.int/index.php?page=Planck\\_Legacy\\_Archive&project=planck](http://www.sciops.esa.int/index.php?page=Planck_Legacy_Archive&project=planck)

## Le système optique

Le télescope est de type Grégorien, avec un miroir primaire de 1,5 m de diamètre et un secondaire de 1 m. Les boucliers et les *V-grooves* (“écrans” de forme conique avec un fort couplage thermique avec l’extérieur froid) refroidissent les miroirs à 40-43 K pour réduire le bruit thermique, de telle sorte que celui-ci domine le bruit de fond seulement à haute fréquence [Tauber *et al.* 2010b].

### 4.2.2 Stratégie de balayage

Le satellite, tourne sur son axe de rotation, qui forme un angle de 85 degrés avec la direction d’observation, à 1 tour par minute. L’axe de rotation est tourné en moyenne d’un degré par jour, par intervalles de 2 minutes d’arc (cf. figure 4.2). Le temps entre 2 manœuvres varie entre 2360 s et 3904 s. L’ensemble des cercles sur une même direction de l’axe de rotation forment ce qu’on appellera un anneau (*ring*). Un anneau est formé d’une soixantaine de cercles en moyenne. 6 à 12% des données acquises pendant les manœuvres sont rejetées. Avec cette stratégie, et pendant la rotation autour du Soleil, les anneaux forment de grands cercles dans le plan écliptique, se coupant aux pôles écliptiques. En 6 mois, tous les détecteurs ont donc approximativement observé tout le ciel.

## Le refroidissement

Un des enjeux technologiques pour atteindre les performances de Planck réside dans le refroidissement de ses détecteurs (cf. sections suivantes). On a vu que les boucliers, ainsi que les *V-grooves*, permettent d’atteindre  $\approx 40$  K par refroidissement passif. Le refroidissement actif<sup>2</sup> à  $\approx 20$  K (LFI) puis à 0.1 K (HFI) est fait en trois étapes :

- le *Sorption Cooler* : celui-ci permet d’atteindre 20 K par des cycles de compression/détente (Joule-Tompson) d’hydrogène ;
- le refroidisseur à 4 K : c’est cette fois, par détente J-T d’hélium ;
- le refroidisseur par dilution : Une première étape, similaire à la précédente, permet d’atteindre 1.6 K. Ensuite, la dilution de l’hélium 3 dans l’hélium 4 au niveau de bulles formées dans de fins capillaires permet d’atteindre 100 mK. Le gaz après dilution est éjecté dans l’espace. Pour refroidir le plan focal pendant toute la mission, 36000 litres d’hélium 4 et 12000 litres d’hélium 3 ont été embarqués.

La grande stabilité thermique des différentes étapes lors de la mission nominale Planck est montrée dans Planck Collaboration [2013a].

## Le plan focal

Les rayons lumineux, réfléchis par les miroirs du télescope, convergent tous vers le plan focal (cf. figure 4.3). La lumière est alors filtrée par des cornets, des filtres et des lentilles.

---

2. L’un des défis pour ces refroidisseurs mécaniques est de minimiser les vibrations et les transferts de moment, qui pourraient impacter le pointage du satellite.

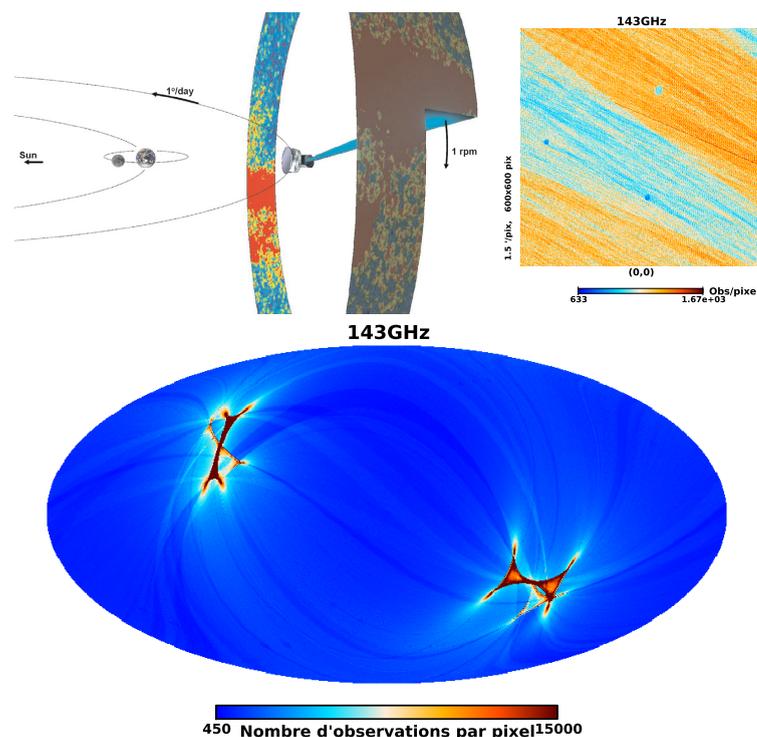


FIGURE 4.2 – Stratégie de balayage du satellite Planck. L’axe de rotation du satellite est approximativement aligné avec l’axe Soleil-Terre. Au cours de la rotation de la Terre et du point de Lagrange L2 autour du soleil, le satellite observe de grands cercles se coupant aux pôles écliptiques. Ils sont visibles sur la figure du bas, qui représente le temps d’observation intégré par pixel, en coordonnées galactiques, pour  $N_{\text{side}} = 2048$ . A droite, on montre un agrandissement au centre de cette image. On voit les structures le long de la stratégie de scan, ainsi que les coupures dues aux planètes. Remarque : si l’axe de rotation était strictement aligné avec l’axe Terre-Soleil, et si l’axe d’observation était orienté à 90 degrés, la couverture serait exactement la moitié du ciel, et les cercles se couperaient exactement aux pôles écliptiques.

Pour que le lobe de transmission soit gaussien, les cornets ont été corrugués, comme on peut le voir dans la figure 4.3 sur les cornets les plus gros. La taille des cornets est adaptée pour avoir la meilleure résolution possible à une fréquence donnée, tout en ayant une faible diffraction.

### 4.2.3 Les détecteurs

#### LFI

L’instrument basse fréquence de Planck, LFI (*Low Frequency Instrument*), observe le ciel en température et en polarisation à trois bandes de fréquences : 30, 44 et 70 GHz [Bersanelli *et al.* 2010]. Sa technologie s’inscrit à la suite de COBE/DMR et WMAP : ce sont 22 radiomètres, amplifiés par des HEMT (*High-Electron-Mobility Transistor*).

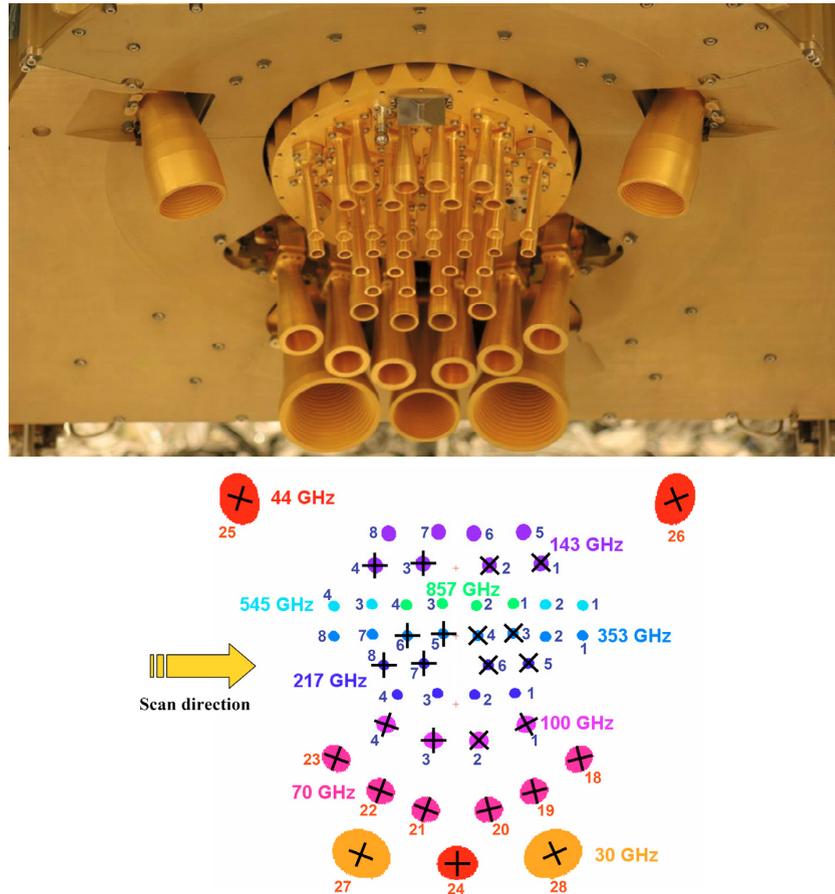


FIGURE 4.3 – Le plan focal. En haut, une photo du plan focal. Les larges cornets LFI entourent les cornet HFI. En bas, un schéma de ce plan focal, avec les fréquences indiquées, ainsi que le numéro du bolomètre. Les croix noires représentent les orientations de la sensibilité à la polarisation linéaire des deux détecteurs (a et b). On voit par exemple que le détecteur 143-1a et 1b sont orientés à 45 degrés par rapport au 143-3a et 3b. On peut noter que ce plan focal couvre environ 9 degrés sur le ciel pour ses détecteurs les plus éloignés. Figures tirées de [Tauber *et al.* 2010b].

## HFI

L'instrument haute fréquence de Planck, HFI *High Frequency Instrument*, observe quant à lui à six fréquences : 100, 143, 217, 353, 545, et 857 GHz. Aux deux plus hautes fréquences, les détecteurs sont insensibles à la polarisation. La chaîne optique est représentée dans la figure 4.5.

Les performances de HFI [Lamarre *et al.* 2010] sont rendues possibles par des bolomètres très sensibles, dont la température de fonctionnement est 100 mK. Dans HFI, il existe deux types de bolomètres : 32 bolomètres polarisés PSB (*Polarisation Sensitive Bolometer*), et 20 bolomètres “toiles d’araignée” SWB (*SpiderWeb Bolometer*) (cf. figure 4.5). Ceux-ci sont comprennent :

- un absorbeur, qui transforme la radiation incidente en chaleur. C’est une grille en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  qui a été métallisée. La forme de toile d’araignée pour les SWB est optimisée pour maximiser la réponse aux ondes millimétriques en minimisant l’interaction avec

- les particules. Pour le PSB, la grille est rectangulaire, et la métallisation est faite seulement dans une direction, ce qui le rend exclusivement sensible à une direction de polarisation. Les PSB-a et PSB-b sont superposés, et orientés à 90 degrés l’un par rapport à l’autre pour reconstruire l’ensemble de la polarisation de l’onde incidente ;
  - un thermomètre, fortement couplé thermiquement à l’absorbeur, qui mesure l’élévation de la température. Il est en germanium dopé (*Neutron Transmuted Doped* : NTD) ;
  - Un faible lien thermique avec un bain froid. Ce sont les pâtes que l’on voit sur la photo ;
  - Un support en silicium, qui sert aussi de thermostat à 100 mK.
- Parmi ceux-ci, deux bolomètres “aveugles” servent à vérifier la réponse en absence de signal.

Les caractéristiques des détecteurs sont résumées dans la table 4.1.

*Fonctionnement d’un bolomètre.* Les bolomètres sont des détecteurs sensibles à l’intensité lumineuse. Le rayonnement incident dépose de l’énergie et élève la température. Cet échauffement crée une variation de la résistance du thermomètre (thermistance). Le courant traversant les bolomètres Planck est fixé (polarisation en intensité) ; la variation de la résistance va donc provoquer un changement de la tension à la sortie du bolomètre. Pour s’affranchir du bruit  $1/f$  propre à l’électronique de lecture, le courant de polarisation aux bornes des bolomètres est alternatif (*AC bias*). Cette modulation permet de déplacer le signal à haute fréquence. On peut alors filtrer *a posteriori* le bruit basse fréquence dû à l’électronique. Pour éviter les repliements du spectre, il faut que la modulation soit supérieure aux fréquences utiles du signal optique en entrée. Avec la vitesse de rotation d’un tour par minute, la fréquence d’un signal à une résolution de 5 minutes d’arc est de 72 Hz. La fréquence de modulation idéale estimée dans Planck est  $\approx 90$  Hz.

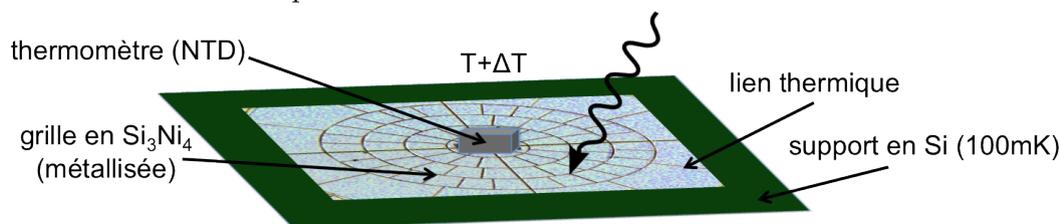


FIGURE 4.4 – Schéma de fonctionnement d’un bolomètre (ici un SWB).

## SREM

Un détecteur supplémentaire permet de connaître l’environnement radiatif : le SREM (*Standard Radiation Environment Monitor*). Il sert à détecter les particules énergétiques (protons et électrons) [Planck Collaboration ES 2013]. On verra au chapitre 7 que celui-ci est par exemple utile pour étudier le taux de rayons cosmiques.

### 4.2.4 Lecture et transmission de données

L’électronique de lecture de HFI, dont la température de fonctionnement est d’environ 300 K, est placée dans la partie chaude du satellite. Cette lecture est faite en trois étapes :

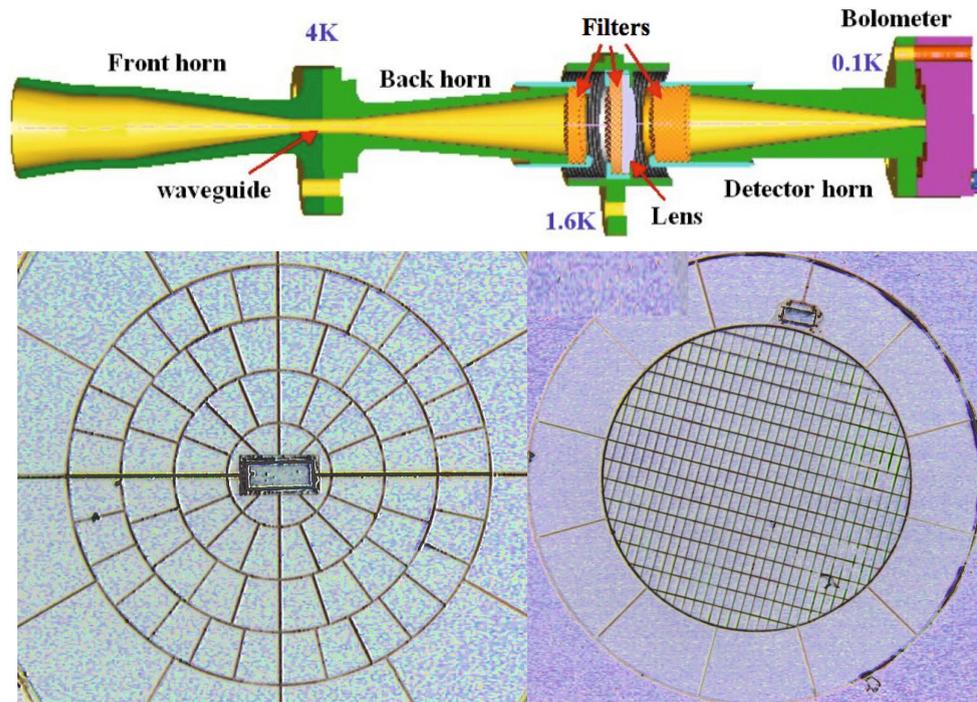


FIGURE 4.5 – En haut, la chaîne optique HFI : les deux cornets dos à dos, les filtres et les lentilles, qui servent à sélectionner en fréquence. En bas, un SWB à 143 GHz à gauche, et un PSB à 217 GHz à droite. Figure tirée de [Lamarre et al. \[2010\]](#).

TABLE 4.1 – Performances du satellite Planck, d’après les mesures en vol, table adaptée de [Planck Collaboration \[2013a\]](#). Le nombre entre parenthèse correspond au nombre de bolomètres non polarisés (SWB).

Fréquence	$N_{\text{détecteur}}$	$\nu_{\text{centrale}}$ [GHz]	Lobe		Sensibilité du bruit	
			FWHM [arcmin]	Ellipticité	$[\mu\text{K}_{\text{RJ}} \text{s}^{1/2}]$	$[\mu\text{K}_{\text{CMB}} \text{s}^{1/2}]$
30 GHz . . . . .	4	28.4	33.16	1.37	145.4	148.5
44 GHz . . . . .	6	44.1	28.09	1.25	164.8	173.2
70 GHz . . . . .	12	70.4	13.08	1.27	133.9	151.9
100 GHz . . . . .	8	100	9.59	1.21	31.52	41.3
143 GHz . . . . .	11 (3)	143	7.18	1.04	10.38	17.4
217 GHz . . . . .	12 (4)	217	4.87	1.22	7.45	23.8
353 GHz . . . . .	12 (4)	353	4.7	1.2	5.52	78.8
545 GHz . . . . .	3 (4)	545	4.73	1.18	2.66	0.026
857 GHz . . . . .	4 (4)	857	4.51	1.38	1.33	0.028

La première étape est une amplification du courant en gardant la tension constante par les JFET (*Junction Field Effect Transistor*), qui fonctionnent à  $\approx 130$  K, dans une enceinte isolée, dans l’étage à 50 K. Puis le PAU (*PreAmplifier Unit*) amplifie le courant d’un facteur 1000 et filtre les basses fréquences ( $1/f$ ). Finalement, dans l’unité de lecture REU (*Readout Electronic Unit*), à 300 K, l’échantillonnage des données est à haute fréquence (7200 Hz). Un filtre passe-bas à 600 Hz est appliqué. Le signal analogique est

converti en signal digital par l'ADC<sup>3</sup> (*Analog to Digital Converter*). 40 échantillons à 16 bits sont ensuite sommés pour chaque demi-période. Le signal digital à la sortie du REU est à  $\approx 180$  Hz, ce qui est plus que deux fois la fréquence de Nyquist utile. Ces données sont ensuite transmises à la Terre avec un débit maximal de 80 kb/s, pendant quelques heures par jour.

### 4.3 Traitement des données HFI

Dans cette section, on va décrire succinctement le traitement des données de l'instrument HFI. Celui-ci est résumé dans la figure 4.6. Ces informations sont détaillées dans [Planck Collaboration 2014d]. On n'abordera pas le traitement des données de LFI, qui est résumé dans Planck Collaboration [2014c].

#### 4.3.1 Réception des données et création des TOI

Les données scientifiques, ainsi que celles sur le fonctionnement du satellite, sont réceptionnées en Australie par une antenne de 35 m. Le calcul du pointage du satellite est effectué à partir du viseur d'étoiles (*star-tracker*). Les données, échantillonnées à  $\approx 180$  Hz, sont alors fournies sous la forme de TOI (*Time Ordered Data*).

#### 4.3.2 TOI *processing*

Les données ordonnées en temps sont inexploitable sans traitement préalable (*TOI processing*). Les principales étapes sont résumées ici :

- on démodule de la fréquence de polarisation (*AC bias*) des bolomètres (cf. encadré 4.2.3) ;
- les glitches, signaux piqués provoqués par l'interaction des rayons cosmiques avec les détecteurs, sont détectés et retirés des TOI de façon itérative. Leur origine, ainsi que leur traitement seront plus amplement détaillés au chapitre 7. En moyenne, 16,5% des données sont rejetées lors de ce nettoyage ;
- la réponse en tension à une puissance lumineuse incidente n'est pas totalement linéaire, et ce gain varie au cours de la mission. La non-linéarité de la réponse des bolomètre est prise en compte lors de la conversion de Volt en Watt ;
- les variations lentes de la température du plan focal impactent les mesures. Elles sont estimées à l'aide des bolomètres "aveugles", et corrigées ;
- les interférences entre le refroidisseur à 4 K et l'électronique de lecture créent des lignes dans le spectre de puissance des TOI. 9 lignes sont détectées, correspondant à des harmoniques des vibrations du refroidisseur, dépliées par la modulation AC. Ces coefficients de Fourier correspondant à ces lignes sont estimés sur des TOI auxquelles

---

3. Les non-linéarités de ce processus sont responsables d'une variation apparente du gain dans la réponse des bolomètres. Cet effet est traité *ad-hoc* dans les publications de 2013, mais un modèle plus perfectionné a été développé pour les futures publications.

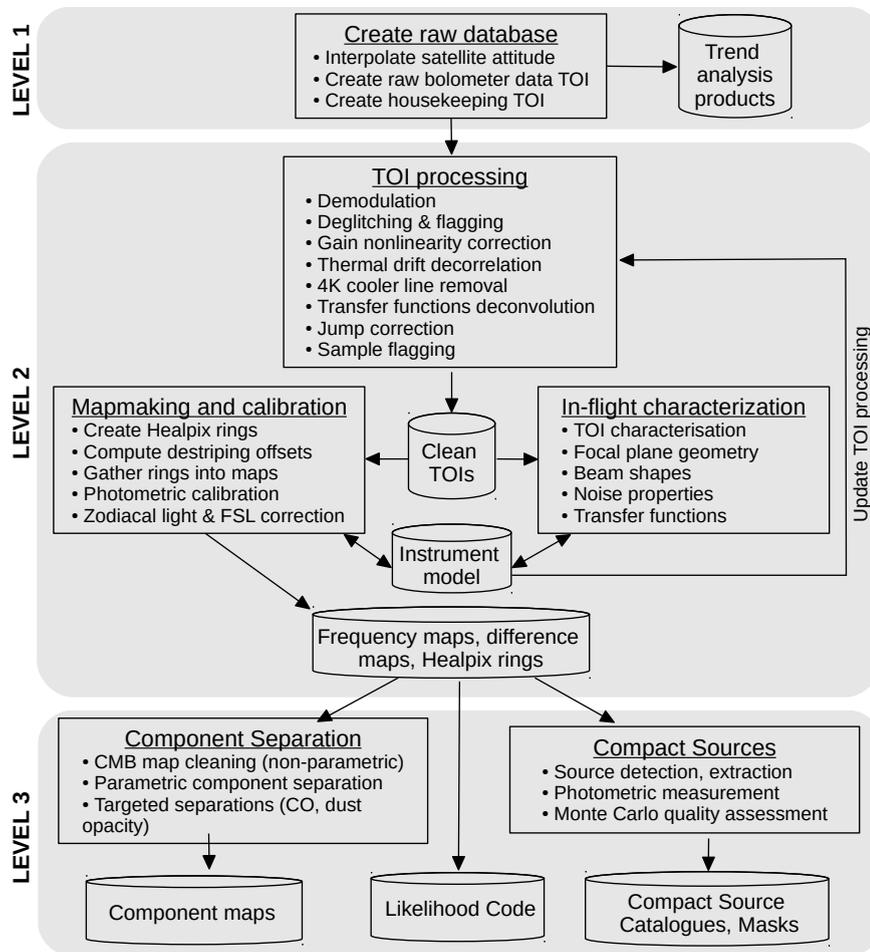


FIGURE 4.6 – Diagramme résumant le traitement des données HFI. Au niveau 1, les données du satellite sont reconstruites pour délivrer des données ordonnées en temps. Au niveau 2, ces TOI sont nettoyées et un modèle de l’instrument est fait, cela de façon itérative. Les cartes du ciel sont construites en s’affranchissant du bruit  $1/f$ . Au niveau 3, on fait l’analyse cosmologique et astrophysique de ces données.

le signal a été retiré, puis retiré des TOI d’entrée. Un traitement particulier est effectué au niveau de fortes sources ponctuelles ;

- on déconvolue de la réponse temporelle des bolomètres. Celle-ci, modélisée par une fonction complexe avec différentes constantes de temps, est déterminée à partir des mesures de sources fortes, comme les planètes (cf. section 4.3.4).

Les TOI finales sont délivrées, avec un marquage (*flags*) des échantillons les plus pollués. Ce masque comprend principalement : les échantillons pendant les périodes de pointage instable (7% des données), la partie rapide des glitches (8-20%), ainsi que le passage de certains objets du système solaire (Mars, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune, et 24 astéroïdes). Dans la figure 4.7, on voit les données ordonnées en temps avant et après le TOI *processing*.

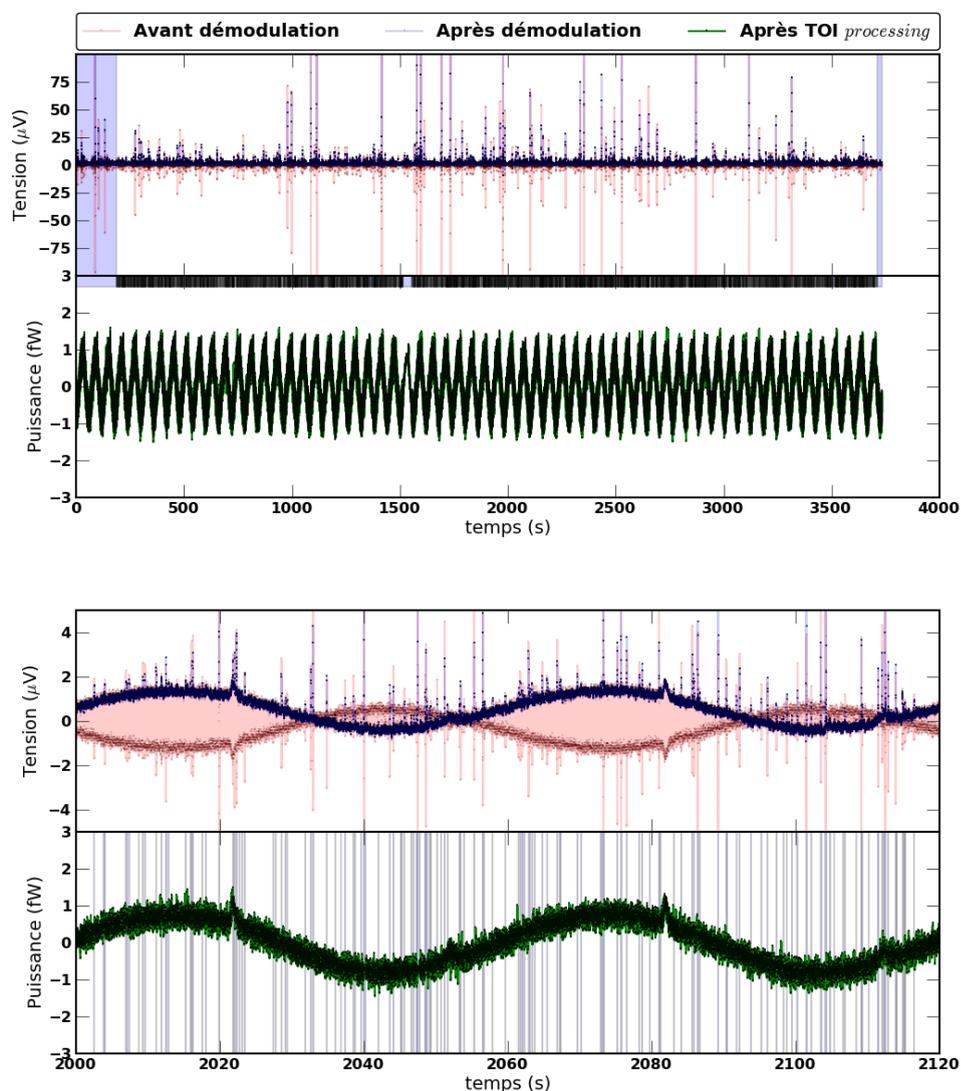


FIGURE 4.7 – Données ordonnées en temps avant et après le TOI *processing*. Dans la figure du haut, on montre un anneau entier pour les données du bolomètre 143-5 (ici, l’anneau 10000). En rouge, on montre les données brutes avant démodulation de l’AC. En bleu, après démodulation. On voit les signaux piqués provoqués par les rayons cosmiques, dont l’amplitude est bien plus forte que le signal dû aux photons. Les bandes bleues au début et à la fin de l’anneau correspondent aux échantillons pour lesquels le pointage est instable. Dans la fenêtre du dessous, en vert, on montre ces mêmes données ordonnées en temps après le TOI *processing*. Le marquage des échantillons pollués (17% de la totalité de l’anneau), toujours représenté avec des bandes bleues transparentes, est ici placé en haut de ce cadre par souci de lisibilité. On voit clairement le dipôle cosmologique avec une période d’une minute. Dans le deuxième graphe, on agrandit une fenêtre de temps de 2 minutes toujours avant et après nettoyage. En plus du dipôle, on voit aussi (à 2020 s), le signal fort dû à la galaxie ; 30 secondes plus tard, on recroise la galaxie, mais à une amplitude plus faible (on est plus loin du centre galactique).

### 4.3.3 Bruit

La mesure des variations du flux de photons dues aux anisotropies du CMB est bruitée par différents processus :

- le bruit de photon, inévitable : il est dû aux fluctuations poissonniennes dans le nombre de photons qui atteignent le détecteur. Le flux de ces photons est principalement dû au CMB lui-même et à l'émission des miroirs et des boucliers à 40 K (cette dernière domine le flux seulement pour les plus hautes fréquences). Ce bruit est blanc, c'est-à-dire que son amplitude ne dépend pas de la fréquence ;
- le bruit de phonon, bruit thermique dans le bain à 100 mK, lui-aussi blanc ;
- le bruit électronique et bruit Johnson : ce dernier est dû aux fluctuations de la tension aux bornes du bolomètre. Ce bruit est blanc, avec une coupure à haute fréquence, due aux filtres dans l'électronique de lecture, ainsi qu'au TOI *processing* ;
- les résidus des raies du refroidisseur à 4 K, introduite précédemment ;
- les résidus du nettoyage des glitches, qui seront étudiés au chapitre 7 ;
- le bruit  $1/f$ , dû principalement à la variation lente de la température du bain à 0.1 K. Les variations globales du plan focale sont prises en compte dans le TOI *processing*. Ce sont donc principalement les variations locales de température qui produisent ce bruit basse fréquence.

La sensibilité du bruit dans la table 4.1 est le niveau atteint pour  $N_{\text{détecteur}}$  à une fréquence donnée, en une seconde d'intégration.

### 4.3.4 Lobe optique

La réponse d'un détecteur au signal d'une source ponctuelle est une combinaison du lobe optique du télescope et des cornets et de la fonction de transfert thermique et électronique. La forme du lobe optique, ainsi que la reconstruction du plan focal, sont réalisées à partir de l'observation des planètes (Mars pour les lobes, Jupiter pour la reconstruction du plan focal). La contribution de la réponse non-optique est évaluée et déconvoluée au niveau des TOI, de façon itérative avec la mesure du lobe optique. D'éventuels résidus sont alors incorporés dans le lobe optique estimé. On montre dans la figure 4.8 les lobes ainsi que la reconstruction du plan focal. Une complexification de la réponse optique (*sidelobes*) est due à la lumière parasite atteignant le détecteur sans passer par le télescope (cf. figure 5 de Tauber *et al.* [2010b]).

Dans le reste de ce manuscrit, on fera l'approximation que le lobe est symétrique, et simplement caractérisé par sa fonction fenêtre dans l'espace harmonique  $b_\ell$ . Dans le cas d'un lobe gaussien,  $b_\ell = e^{-\ell(\ell+1)/(2\sigma_{\text{lobe}}^2)}$ , avec  $\sigma_{\text{lobe}} = \text{FWHM}/\sqrt{8 \ln 2}$ .

### 4.3.5 Calibration

Les TOI sont délivrées en Watt. Pour convertir cette puissance optique reçue en température du CMB, il faut calibrer le gain des bolomètres. La principale calibration du signal

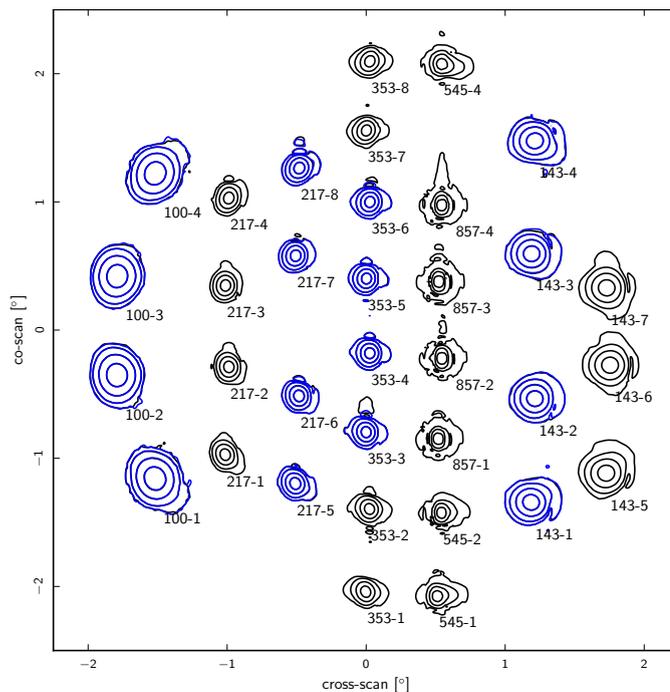


FIGURE 4.8 – Lobes et reconstruction du plan focal de HFI. Les contours à -3, -10, -20 et -30 db du maximum sont représentés. Pour les PSB, les deux bolomètres superposés sont représentés en bleu et en noir.

Planck est effectuée sur le dipôle solaire et orbital [Planck Collaboration 2014e]. Le premier est dû au mouvement relatif du soleil par rapport au référentiel du CMB, et est parfois appelé dipôle cosmologique. Le deuxième est dû à la rotation du point de Lagrange L2 autour du soleil. Pour les données publiées en 2013, le dipôle cosmologique de WMAP7 a été utilisée. Pour les fréquences “cosmologiques”, inférieures à 353 GHz, la précision de la calibration relative est d’environ 0.6%. Pour les 2 plus hautes fréquences, où le CMB est sous-dominant, la calibration est faite en comparant le flux d’Uranus et Neptune avec un modèle de leur émission atmosphérique. La calibration avec cette méthode est à 10% près. Pour les fréquences 100 à 217 GHz, une correction des variations effectives du gain au cours de la mission est aussi appliquée.

*HEALPix* : Cette décomposition de la sphère est faite de façon hiérarchique, pour créer des pixels d'aire égale (Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization : *HEALPix* [Górski *et al.* 2005]). À la plus basse résolution, la carte comporte 12 pixels d'aire  $\frac{4\pi}{12}$ . Ces pixels sont ensuite divisés par des puissances de 2, qu'on appelle  $N_{\text{side}}$ . On a donc  $N_{\text{pix}} = 12N_{\text{side}}^2$  pixels ; les cartes Planck sont en général représentées en  $N_{\text{side}} = 2048$ , qui comportent 50331648 pixels et ont une résolution  $\theta_{2048} \sim \sqrt{\frac{4\pi}{12 \times 2048^2}} = 1,72$  minutes d'arc.

Les cartes de CMB sont souvent représentées en projection de Mollweide, pour laquelle la proportion des surfaces sur la sphère est gardée sur le plan. On y représente l'équateur, le méridien central et les parallèles comme des lignes droites. Les autres méridiens sont courbés et se rejoignent aux pôles. On a donc une distorsion aux pôles, et les angles ne sont pas conservés, contrairement à la projection de Mercator (cf. planisphères de navigation).

*HEALPix* permet aussi de faire des transformées en harmoniques sphériques discrètes, en utilisant les relations de récurrence des polynômes de Legendre pour la colatitude  $\theta$ , et des FFT (*Fast Fourier Transform* : Transformée de Fourier rapide) pour la longitude  $\phi$ . On en fait un usage intensif dans le travail de cette thèse <sup>a</sup>.

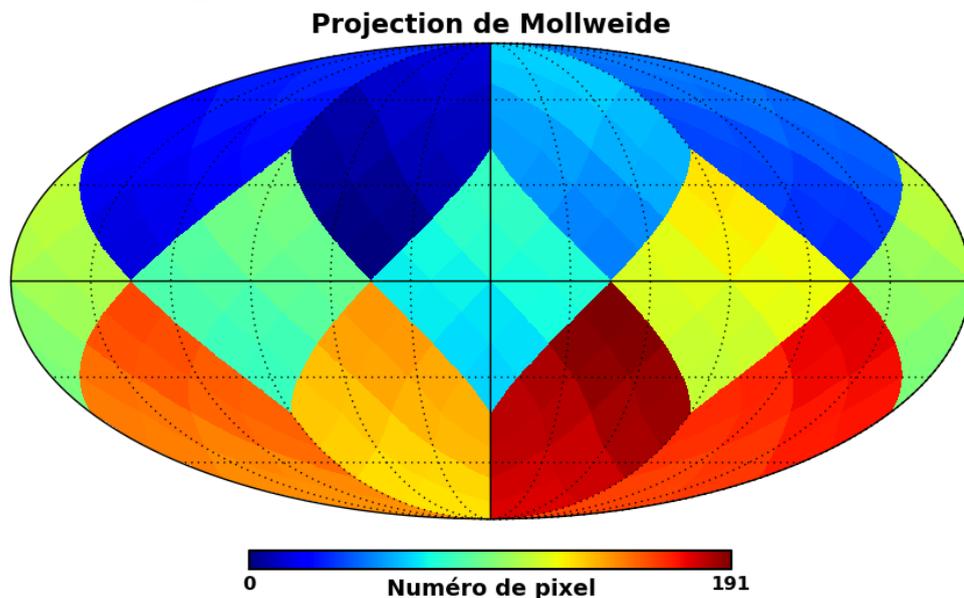


FIGURE 4.9 – On représente les 192 pixels de la résolution  $N_{\text{side}} = 4$ , indexés en *nested* de façon à faire apparaître les pixels de résolution inférieure.

<sup>a</sup>. On utilise le module python *healpy*, qui permet d'appeler les fonctions C de *healpix* : <https://github.com/healpy/healpy>

### 4.3.6 Construction des cartes

Dans le cas des données HFI, les TOI sont projetées sur des cartes pixelisées en deux étapes :

- des anneaux pixelisés (HPR *HEALPix Pixel Rings*) sont construits à partir des TOI de signal et de pointage. Ceux-ci sont calibrés comme décrit précédemment ;

- ces anneaux pixelisés sont combinés, en ajustant un décalage (*offset*) pour chaque anneau par la méthode des moindres carrés. Ce *destriping* corrige en grande partie du bruit  $1/f$ .

Figure 4.10, on montre les 9 cartes de Planck. Les unités sont en  $\mu K_{\text{CMB}}$  pour les 7 premières fréquences, et en  $\text{kJy/sr}$  pour les 2 plus hautes. La première unité correspond à  $\Delta T_{\text{CMB}} = \Delta I_{\nu} / (dB_{\nu} / dT)|_{T_0}$ , et la conversion prend en compte le fait que la mesure réelle est intégrée sur la bande passante. La deuxième unité est en intensité :  $I_{\nu} = I_0 \times (\nu_0 / \nu)$ , et suppose un spectre d'émission plat. Pour reconstruire le flux d'une source de spectre connu, il faut alors prendre en compte une correction de couleur.

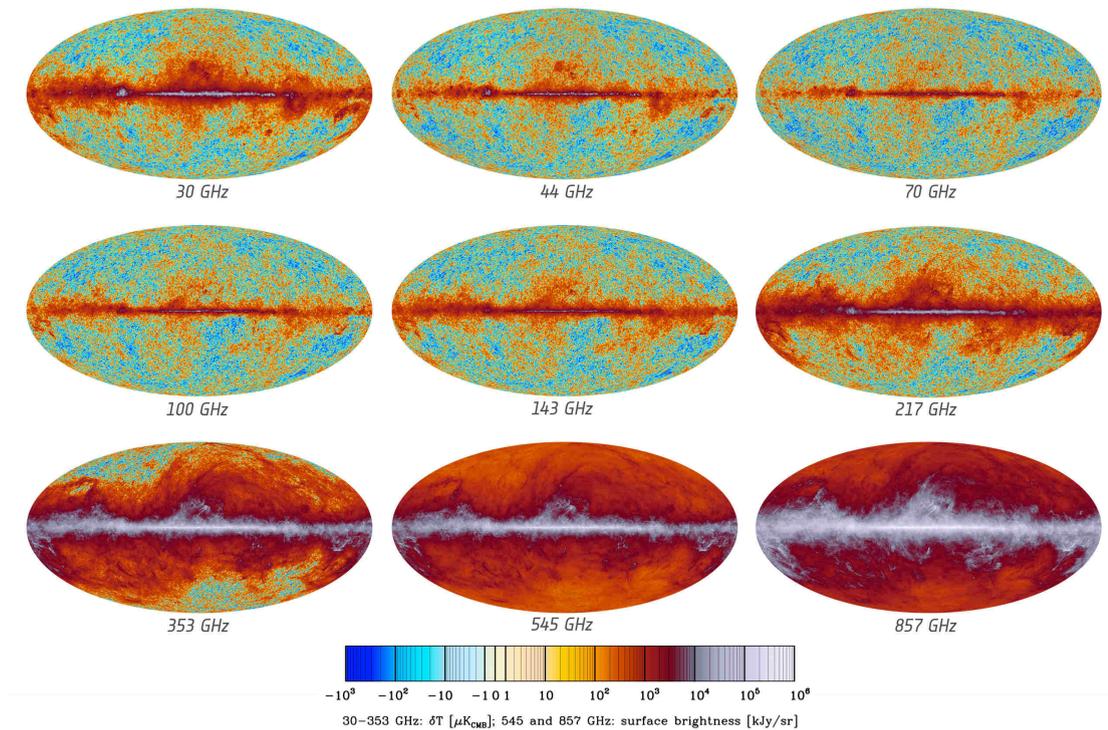


FIGURE 4.10 – Cartes en fréquence de Planck. Mis à part les très hautes fréquences, où l'émission du CMB est sous-dominante, ce dernier est visible dans toutes les cartes à haute latitude galactique.

### 4.3.7 *Jackknives*

Pour caractériser le bruit dans les cartes, ainsi que certains effets systématiques, des tests de nullités, c'est-à-dire dans lesquels le CMB est théoriquement absent, sont effectués. Pour cela, on construit des cartes à partir de sous-ensembles des données (*Jackknives*), par exemple :

- les *half-ring jackknives* : on construit deux cartes à partir de demi-anneaux, comprenant la première puis la deuxième moitié des cercles pour un pointage fixe. Ces deux demi-anneaux observent donc le même ciel. La demi-différence de ces deux cartes permet d'évaluer le bruit ;
- les *survey jackknives* : la mission Planck est divisée en *surveys*, qui correspondent à des périodes de six mois d'observation (leur durée exacte, ainsi que leur couverture

du ciel, est précisée dans [Planck Collaboration \[2013a\]](#)). La différence des cartes de *surveys* pair-impair permet par exemple d'étudier les *sidelobes*, étant donné que l'angle de balayage diffère pour ces deux sous-ensembles ;

- les *detector set jackknives* : en utilisant différentes combinaisons de bolomètres pour construire les cartes, on peut tester d'autres effets propres aux détecteurs.

### 4.3.8 Séparation de composantes

On a introduit au chapitre 3 les émissions d'avant-plan dans le domaine millimétrique. Une des étapes cruciales du traitement des données est la séparation de ces différentes composantes pour estimer la contribution du CMB. La dépendance spectrale des avant-plans galactiques (émission thermique de la poussière, émission synchrotron, émission *free-free* et lignes du CO) et extragalactiques (SZ, points-sources radio et infra-rouges) est différente de celle du CMB (cf. figure 3.8). Dans les publications de 2013, quatre méthodes de séparation de composantes ont été utilisées :

- NILC (*Needlet Internal Linear Combination*) : Cette méthode de combinaison linéaire interne permet de minimiser la variance d'une composante ayant une dépendance spectrale connue, ici le CMB. La spécificité de NILC est que l'ILC est effectuée dans l'espace des *needlets*, c'est à dire avec des poids qui peuvent varier selon la région du ciel, et selon le multipôle ;
- SEVEM (*Spectral Estimation Via Expectation Maximization*) : dans une première étape, on construit des cartes sans CMB en faisant la différence entre des fréquences voisines. Pour une fréquence donnée, une combinaison linéaire de ces cartes est ensuite soustraite en minimisant la variance de la carte résultante. La carte délivrée est une combinaison de la carte nettoyée à 143 GHz et à 217 GHz ;
- SMICA (*Spectral Matching Independent Component Analysis*) fait une combinaison linéaire des différentes fréquences dans l'espace harmonique, avec des poids qui dépendent du multipôle. En supposant que les composantes ne sont pas corrélées entre-elles, et que le bruit n'est pas corrélé entre les différentes fréquences, SMICA peut séparer toutes les composantes, pourvu qu'elles aient un comportement harmonique différent ;
- Commander-Ruler fonctionne dans l'espace des pixels, et ajuste un modèle paramétrique de façon bayésienne. Dans une première étape (Commander), l'amplitude et le spectre des avant-plans sont estimés à basse résolution ( $N_{side} = 256$ ) en utilisant un échantillonnage de Gibbs. Cette estimation est ensuite re-pixélisée ( $N_{side} = 2048$ ), et l'amplitude est estimée à cette haute résolution en utilisant une méthode des moindres carrés généralisée (Ruler).

L'analyse de ces cartes en ce qui concerne l'étude des non-gaussianités est détaillée dans le chapitre 6.

## 4.4 Résultats Planck 2013

On va maintenant décrire une petite partie des résultats cosmologiques obtenus à partir des données de la mission nominale (12 août 2009 - 28 novembre 2010).

#### 4.4.1 Spectre de puissance et vraisemblance

Pour obtenir le spectre de puissance de Planck, une vraisemblance hybride a été utilisée. A bas  $\ell$  ( $< 50$ ), une séparation de composantes de type Commander permet d'estimer la carte et les  $C_\ell$  par un échantillonnage de Gibbs. Pour  $50 < \ell < 2500$ , la vraisemblance est calculée à partir des spectres croisés des cartes aux fréquences 100, 143, et 217 GHz. Un masque galactique conservatif est utilisé, ( $f_{\text{sky}}=0.58$  pour 100 GHz ; 0.37 pour 143 et 217 GHz), ainsi qu'un masque de sources ponctuelles. Le spectre total est modélisé par le CMB lentillé auquel s'ajoutent les spectres paramétriques des émissions d'avant-plans galactiques et extragalactiques (ainsi que le tSZ et le kSZ). Ces paramètres non primordiaux sont dits de "nuisance". Une fois l'estimation des avant-plans retirée, on obtient le spectre du CMB représenté figure 4.11. De nombreux tests de nullités ont été effectués en utilisant des sous-échantillons des données (cf. [Planck Collaboration 2014f]).

Par ailleurs, le spectre de puissance du lentillage est estimé de façon quasi-optimale à partir de la statistique à 4 points des anisotropies (cf. figure 4.12).

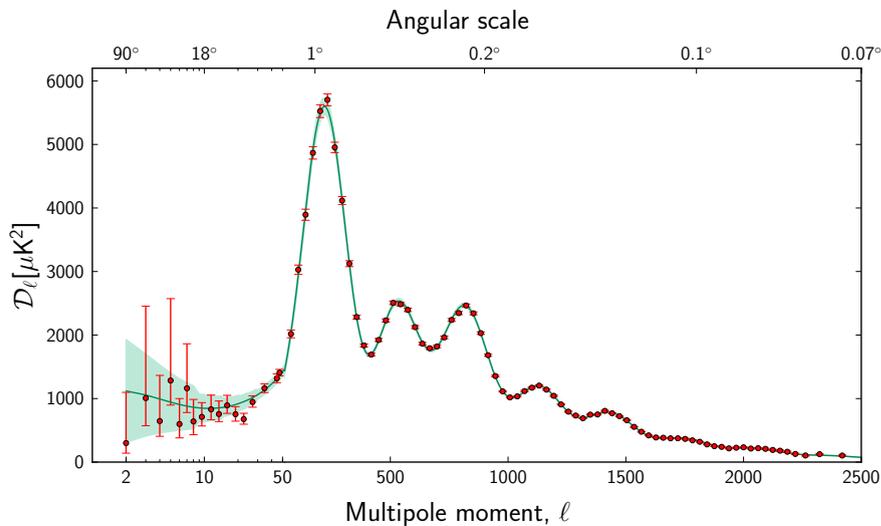


FIGURE 4.11 – Spectre de puissance du CMB observé par Planck 2013. L'échelle est logarithmique jusqu'à  $\ell = 50$ , puis linéaire. La bande verte correspond à la variance cosmique, et le trait vert plein est le meilleur ajustement avec les 6 paramètres de  $\Lambda$ CDM.

#### 4.4.2 Paramètres cosmologiques

Pour contraindre les paramètres du modèle cosmologique (cf. section 3.2.2), des jeux de données externes ont été pris en compte en plus des données Planck :

- *WP* : la polarisation à bas  $\ell$  ( $< 23$ ) de WMAP9 [Bennett *et al.* 2013];
- *high-L* : les données en température à haut  $\ell$  des expériences ACT (*Atacama Cosmology Telescope* [Das *et al.* 2014]) et SPT (*South Pole Telescope* [Keisler *et al.* 2011; Reichardt *et al.* 2012; Story *et al.* 2013]);

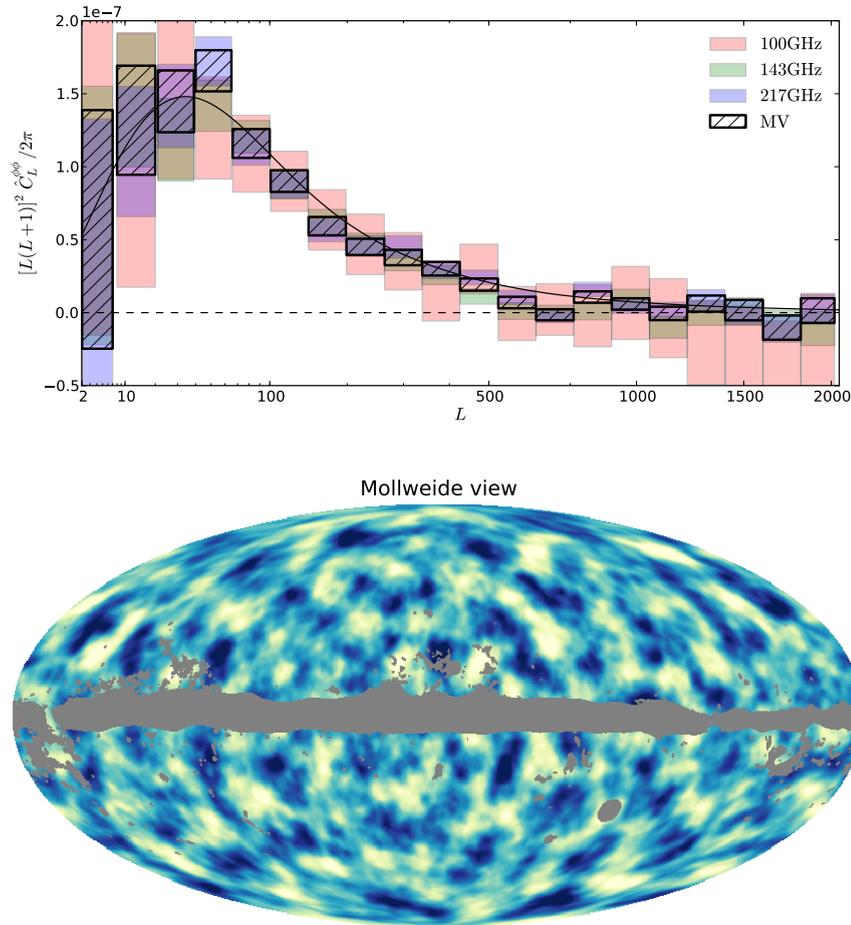


FIGURE 4.12 – Lentillage faible de Planck 2013. En haut, le spectre de puissance du potentiel de lentillage, pour les fréquences 100, 143 et 217 GHz, ainsi que la méthode à variance minimale [Planck Collaboration 2013g]. La ligne noire pleine est l’ajustement  $\Lambda$ CDM. En bas : la reconstruction du potentiel de lentillage sur le ciel. Cette carte est dominée par le bruit, et filtrée pour  $L \in [10, 2048]$ .

- *BAO (Baryon Acoustic Oscillations)* : les mesures des oscillations acoustiques des baryons<sup>4</sup> dans les relevés de galaxies à  $z \approx 0 - 1$  par SDSS/BOSS (*Sloan Digital Sky Survey/Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* [Padmanabhan et al. 2012; Percival et al. 2010]), WiggleZ [Blake et al. 2011] et 6dF (*6 degree Field* [Beutler et al. 2011]).

Les paramètres obtenus sont résumés dans la table 4.2. De nombreux tests et de nombreuses discussions sur ces paramètres sont faits dans Planck Collaboration [2013f]. On peut noter par exemple que Planck observe une densité de matière plus importante que WMAP9 et une densité d’énergie noire plus faible. Par contre, la densité de matière baryonique est en bon accord avec les résultats de la nucléosynthèse primordiale. Planck détecte directement le lentillage au niveau du spectre du CMB *via* son effet de lissage des

4. L’échelle acoustique lors des oscillations dans le plasma ionisé (cf. chapitre 3) est une échelle caractéristique dans les structures observées à différents décalages spectraux. Celle-ci est fixée lorsque le nombre de photons est suffisamment faible pour que les baryons arrêtent d’osciller, à  $z_{\text{drag}}$ , un peu plus tard que le découplage à  $z_{\text{dec}}$ .

pics acoustiques ( $10\sigma$ ). La reconstruction du spectre du lentillage à partir de la statistique à quatre points est quant à lui en bon accord avec la prédiction à partir des paramètres cosmologiques obtenu *via* le spectre du CMB. L'ajout de cette information à plus faible décalage spectral ( $z \approx 2$ ) permet de lever certaines dégénérescences sur l'estimation des paramètres. Par exemple, avec le spectre de la température, on ne peut contraindre que  $A_s e^{-2\tau}$ , l'amplitude apparente des anisotropies. Le lentillage étant indépendant de  $\tau$ , on peut alors déterminer  $A_s$  et  $\tau$  sans données externes. Pour les paramètres montrés dans la deuxième colonne de la table 4.2, la polarisation à bas  $\ell$  de WMAP9 donne une plus forte contrainte sur  $\tau$ , et permet de lever la dégénérescence de façon plus précise. De la même façon, les paramètres  $\Omega_\Lambda$  et  $\Omega_k$  sont fortement dégénérés : un univers fermé avec une faible densité de matière noire donnerait le même spectre de puissance. Cependant, dans un tel univers, la puissance du lentillage serait plus forte ; l'amplitude de son effet au niveau du spectre TT suffit à montrer la nécessité de l'énergie noire simplement à partir des données du CMB (Planck+WP+HighL). L'ajout du spectre du lentillage amplifie cette détection, et contraint fortement la courbure de l'Univers. Le spectre du CMB est aussi sensible au nombre d'espèces relativistes au moment de la recombinaison, ainsi qu'à la masse des neutrinos. Planck ne détecte pas d'espèce relativiste supplémentaire. Dans l'analyse standard, on considère un seul neutrino massif, dont la masse est fixée à 0.06 eV. En laissant ce paramètre libre, on obtient une contrainte :  $\sum m_\nu < 0.66$  eV (à 95% de confiance) en utilisant uniquement l'information du CMB.

Planck ne contraint pas directement le paramètre de Hubble  $H_0$ , mais on peut le prédire à partir des 6 paramètres de base. Celui-ci est alors en tension ( $2.5\sigma$ ) avec les déterminations directes par les supernovas :  $73.8 \pm 2.4$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup> [Riess *et al.* 2011]. Cependant cette tension est moindre dans d'autres compilations des relevés de supernovas. Planck est en bon accord avec les mesures de l'échelle de distance *via* les BAO dans les relevés de galaxies [Anderson *et al.* 2012], mais en faible tension avec celles des quasars et de la forêt Lyman-alpha [Delubac *et al.* 2014; Font-Ribera *et al.* 2014].

La physique de l'inflation et des non-gaussianités a été présentée au chapitre 2 : les données Planck sont compatibles avec le modèle le plus simple d'inflation, à un champ scalaire en roulement lent, avec des termes cinétiques canoniques et débutant dans des conditions initiales de Bunch-Davies. Les modèles favorisés sont ceux à champ faible.

### 4.4.3 Anomalies ?

Aucune évidence pour des extensions au modèle  $\Lambda$ CDM n'est détectée dans les données Planck, avec ou sans jeux de données supplémentaires. Cependant, certaines observations sont en tension avec notre modèle cosmologique :

- le modèle du *Big-Bang* suppose un univers statistiquement isotrope (cf. chapitre 1). Certaines observations, déjà vues dans WMAP, semblent aller contre ce principe : on observe par exemple une asymétrie entre les hémisphères Nord et Sud galactiques au niveau de la puissance à  $\ell < 600$ . L'alignement entre la direction du quadrupôle et du dipôle est aussi peu probable. Par ailleurs, une large région du ciel est anormalement froide (*Cold Spot*) ;

TABLE 4.2 – Paramètres cosmologiques mesurés par la mission Planck [Planck Collaboration 2013f]. Les 6 paramètres de base de  $\Lambda$ CDM sont dans la première partie du tableau : 1) la densité actuelle de baryons ; 2) la densité actuelle de matière noire froide ; 3) l'échelle angulaire acoustique ; 4) la profondeur optique due à l'interaction Thompson pendant la reionisation ; 5) l'indice spectral du spectre des perturbations scalaires initiales ; 6) l'amplitude de ce spectre. Les paramètres de la deuxième partie sont des paramètres dits dérivés : a) la densité d'énergie noire divisée par la densité critique actuelle ; b) l'écart type des fluctuations actuelles dans la théorie linéaire ; c) le décalage spectral pour lequel l'Univers est à moitié reionisé ; d) le taux d'expansion actuel en  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$  ; e) l'âge de l'Univers en milliard d'années ; g) la taille de l'horizon sonore à  $z = z_{\text{drag}}$ . Table adaptée de [Planck Collaboration 2013a].

Paramètre	<i>Planck</i> (CMB + lentillage)	<i>Planck</i> + <i>WP</i> + <i>highL</i> + <i>BAO</i>
	limites à 68 %	limites à 68 %
$\Omega_b h^2$ . . . . .	$0.02217 \pm 0.00033$	$0.02214 \pm 0.00024$
$\Omega_c h^2$ . . . . .	$0.1186 \pm 0.0031$	$0.1187 \pm 0.0017$
$100\theta_*$ . . . . .	$1.04141 \pm 0.00067$	$1.04147 \pm 0.00056$
$\tau$ . . . . .	$0.089 \pm 0.032$	$0.092 \pm 0.013$
$n_s$ . . . . .	$0.9635 \pm 0.0094$	$0.9608 \pm 0.0054$
$\ln(10^{10} A_s)$ . . . . .	$3.085 \pm 0.057$	$3.091 \pm 0.025$
$\Omega_\Lambda$ . . . . .	$0.693 \pm 0.019$	$0.692 \pm 0.010$
$\sigma_8$ . . . . .	$0.823 \pm 0.018$	$0.826 \pm 0.012$
$z_{\text{re}}$ . . . . .	$10.8^{+3.1}_{-2.5}$	$11.3 \pm 1.1$
$H_0$ . . . . .	$67.9 \pm 1.5$	$67.80 \pm 0.77$
Age $\times 10^9$ années	$13.796 \pm 0.058$	$13.798 \pm 0.037$
$r_{\text{drag}}$ . . . . .	$147.70 \pm 0.63$	$147.68 \pm 0.45$

- un déficit de puissance à bas  $\ell$  est aussi observé, l'amplitude dans la région  $25 < \ell < 35$  est en tension à plus de  $2\sigma$  avec la prédiction du meilleur ajustement sur l'ensemble du spectre.

#### 4.4.4 Cosmologie à partir des amas de galaxies détectés par tSZ

La dépendance spectrale bien particulière de l'effet Sunyaev Zel'dovitch thermique, et son intensité indépendante de  $z$  (cf. section 3.3.4), permet de détecter de nombreux amas de galaxies. En utilisant un échantillon de 189 amas détectés avec un fort rapport signal sur bruit et dont on connaît le décalage spectral (sauf 1), on peut faire du comptage d'amas par bande de  $z$ . On peut alors contraindre l'amplitude du spectre de puissance de la matière,  $\sigma_8 = 0.75 \pm 0.03$ , et la densité de matière  $\Omega_m = 0.29 \pm 0.02$ . La reconstruction du spectre de puissance du tSZ, ainsi que son bispectre, donnent des résultats compatibles. Ces résultats sont par contre en tension avec ceux obtenus avec le CMB (mesure plus élevées de ces deux paramètres). Cette tension peut être réduite si la masse des neutrinos est laissée libre, ainsi qu'en modifiant l'évaluation de la masse des amas faite à partir des données X.

#### 4.4.5 Avant-goût de polarisation

Les données polarisées du satellite Planck ne sont pas encore publiques. Cependant, on peut vérifier visuellement figure 4.13 que ces données sont compatibles avec la cosmologie obtenue à partir de la température du CMB. La figure 4.14 montre aussi l'empilement de cartes polarisées de  $5^\circ \times 5^\circ$  autour des points chauds et des points froids en température. L'orientation de la polarisation est en accord avec la théorie (cf. section 3.2.3).

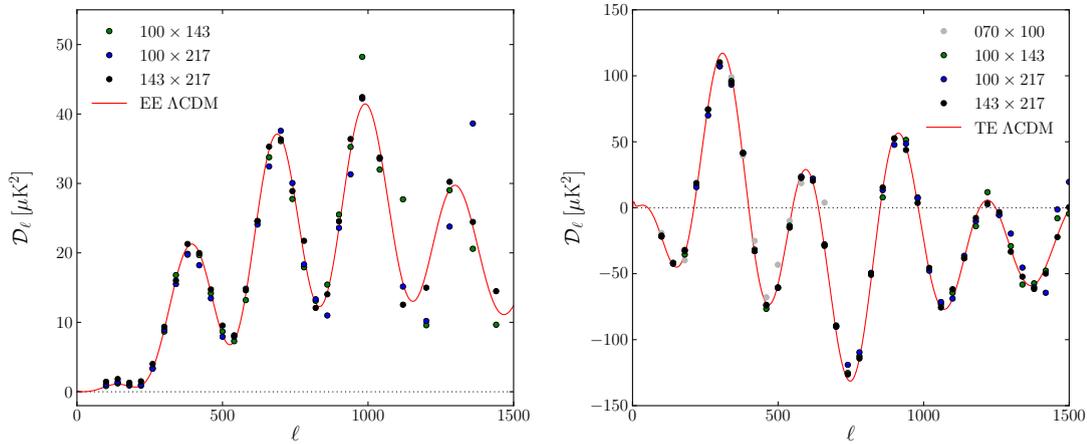


FIGURE 4.13 – Spectres de puissance polarisés de Planck. Ces auto-spectres et cross-spectres montrent la compatibilité des observations polarisées entre-elles, ainsi qu'avec le spectre prédit à partir du meilleur ajustement des paramètres cosmologiques à partir de la température (en rouge). Figure tirée de [Planck Collaboration \[2014f\]](#).

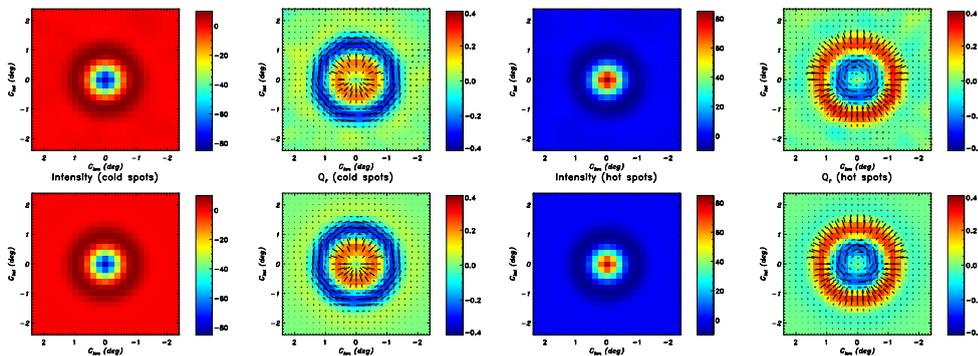


FIGURE 4.14 – Orientation de la polarisation linéaire autour des points chauds et froids empilés ( $\approx 11000$ ). Figure tirée de [Planck Collaboration \[2013a\]](#).

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, on a décrit brièvement le fonctionnement du satellite Planck, en mettant l'accent sur l'instrument HFI. On a introduit certains aspects du traitement des données qui sont primordiaux dans l'obtention des données utilisées dans le reste de ce manuscrit. On a ensuite résumé une petite partie des résultats scientifiques obtenus par la collaboration.

Deuxième partie

**Non-gaussianité des données du  
satellite Planck**



## Chapitre 5

# L'estimateur binné de $f_{NL}$ & le bispectre lissé

Dans ce chapitre, on va introduire l'estimateur optimal de  $f_{NL}$ , ainsi qu'une de ses implémentations, basée sur la compression des données en bins de multipôles, qui a été utilisée au cours cette thèse. On présente aussi la méthode du bispectre lissé, qui permet une étude non paramétrique du signal bispectral.

### 5.1 Estimateur optimal

On a vu que le bispectre du CMB pouvait s'exprimer en fonction du paramètre de non linéarité  $f_{NL}$  (3.49). Le bispectre observé est donc :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} = \sum_i f_{NL}^{(i)} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)} + n_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}, \quad (5.1)$$

où  $n_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$  correspond au "bruit bispectral", de variance  $\text{Var}(n_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}) = \text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} g_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} C_{\ell_1} C_{\ell_2} C_{\ell_3}$  (3.47). Rappelons ici que  $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} = N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$ .

On peut considérer au premier ordre que les configurations du bispectre suivent une distribution gaussienne, et que les  $n_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$  sont indépendants, on a (cf. appendice A) :

$$p(B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} | f_{NL}) = \prod_{\ell_1, \ell_2, \ell_3} p(n_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}) \propto \prod_{\ell_1, \ell_2, \ell_3} e^{-\frac{1}{2} n_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^t \text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{-1} n_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}} \quad (5.2)$$

Dans le cas de faible non-gaussianité, et pour un ciel isotrope, on peut faire l'approximation que  $\text{Var}^{-1} = 1/\text{Var}$ . Le  $\chi^2$  est alors donné par :

$$\chi^2 = \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \frac{\left( B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} - \sum_j f_{NL}^{(j)} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(j)} \right)^2}{\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}} \quad (5.3)$$

On obtient notre estimateur en minimisant ce  $\chi^2$  [Komatsu et Spergel 2001] :

$$\begin{aligned} & \left. \frac{\partial}{\partial f_{NL}^{(i)}} \left( \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \frac{\left( B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} - \sum_j f_{NL}^{(j)} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(j)} \right)^2}{\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}} \right) \right|_{f_{NL} = \hat{f}_{NL}} = 0 \\ & = \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \left. \frac{-2 B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)} + 2 \sum_j f_{NL}^{(j)} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(j)} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)}}{\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}} \right|_{f_{NL} = \hat{f}_{NL}} \end{aligned} \quad (5.4)$$

On a donc

$$\sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \frac{B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)}}{\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}} = \sum_j \mathcal{F}_{ij} \hat{f}_{NL}^{(j)}, \quad (5.5)$$

où la matrice de Fisher est donnée par l'expression :

$$\mathcal{F}_{ij} = \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \frac{B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(j)}}{\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}}. \quad (5.6)$$

On peut définir la corrélation entre deux formes théoriques (notons que  $\mathcal{F}_{ij}$  est non-diagonal en général) :

$$r \equiv \frac{\mathcal{F}_{ij}^{-1}}{\sqrt{\mathcal{F}_{ii}^{-1} \mathcal{F}_{jj}^{-1}}}. \quad (5.7)$$

On a donc, dans le cas de faible non-gaussianité, l'estimateur :

$$\hat{f}_{NL}^{(i)} = \sum_j \mathcal{F}_{ij}^{-1} \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \frac{B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(j)}}{\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}}. \quad (5.8)$$

Sa matrice de covariance est donnée par  $\mathcal{F}_{ij}^{-1}$ , et donc  $\sigma_{f_{NL}^{(i)}} = \sqrt{\mathcal{F}_{ii}^{-1}}$ .

Dans le cas d'une estimation indépendante des  $f_{NL}^{(i)}$ ,

$$\hat{f}_{NL}^{(i)} = \frac{1}{N} \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \frac{B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)}}{\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}}, \quad (5.9)$$

avec  $N = \mathcal{F}_{ii} = \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \frac{B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)}}{\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}}$ , et on a  $\sigma_{f_{NL}^{(i)}} = \sqrt{\frac{1}{\mathcal{F}_{ii}}}$ .

Cette distinction entre analyse jointe et analyse indépendante est importante pour la suite. Par exemple, certains modèles prédisent conjointement de la non-gaussianité de différents types. Il est alors important d'estimer les deux  $f_{NL}$  de manière jointe. C'est par exemple le cas du couplage entre lentillage faible et effet Sachs Wolfe intégré : on sait que cet effet est présent dans le CMB observé (on le vérifiera au chapitre 6), et que sa forme est fortement corrélée avec la forme locale. Il faudra alors faire une estimation jointe ou retirer les biais induits. Le biais produit par la forme ( $j$ ) sur  $\hat{f}_{NL}^{(i)}$  est donnée par :

$$b_j^{(i)} = \frac{1}{\mathcal{F}_{ii}} \sum_{i_1 \leq i_2 \leq i_3} \frac{B_{i_1 i_2 i_3}^{(j)} B_{i_1 i_2 i_3}^{(i)}}{\text{Var}_{i_1 i_2 i_3}}. \quad (5.10)$$

Il suffit ensuite de soustraire ce biais à la mesure :

$$\hat{f}_{NL}^{(i)} \Big|_{\text{débaisé}} = \hat{f}_{NL}^{(i)} - b_j^{(i)}. \quad (5.11)$$

Pour les mesures de Planck, on verra qu'on marginalise aussi sur les non-gaussianités des points sources non résolus.

Il a été montré [Babich 2005] que dans la limite de faible non-gaussianité, et pour un ciel invariant par rotation, l'estimateur bispectral optimal du paramètre  $f_{NL}$ , est donné par l'expression suivante :

$$\hat{f}_{NL}^{(i)} = \frac{1}{N} \sum_{\ell_i, m_i} \frac{\mathcal{G}_{m_1 m_2 m_3}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)}}{C_{\ell_1} C_{\ell_2} C_{\ell_3}} a_{\ell_1 m_1} a_{\ell_2 m_2} a_{\ell_3 m_3}, \quad (5.12)$$

où  $N = \sum_{\ell_i, m_i} \frac{(\mathcal{G}_{m_1 m_2 m_3}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(i)})^2}{C_{\ell_1} C_{\ell_2} C_{\ell_3}}$ . Cette expression correspond à une estimation indépendante et est équivalente à la formule (5.9).

Il est aussi démontré que cet estimateur sature la borne de Cramer-Rao, c'est donc le meilleur estimateur non biaisé possible.

## 5.2 Application à des données "imparfaites"

L'estimateur introduit jusqu'à maintenant est défini dans le cas de données parfaites, sans considération quant à la réalisation technique de son calcul. On va voir dans cette section comment on peut adapter cet estimateur pour préserver la quasi-optimalité dans des cas plus réalistes.

### 5.2.1 Lobe et bruit instrumental

On a introduit au chapitre précédent le bruit instrumental, de spectre de puissance  $N_\ell$ , ainsi que le lobe optique de l'instrument  $b_\ell$ .

On peut alors généraliser l'estimateur en remplaçant  $C_\ell \rightarrow C_\ell b_\ell^2 + N_\ell$  dans l'expression de la variance.

Pour le bispectre théorique, on prend en compte le lobe de l'instrument, en remplaçant  $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}} \rightarrow b_{\ell_1} b_{\ell_2} b_{\ell_3} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}}$ .

### 5.2.2 Effet de la couverture incomplète du ciel et du bruit anisotrope et correction linéaire

Les émissions d'avant-plan sont une pollution fortement non-gaussienne (cf. section 3.7.6). Les cartes étudiées pour la mesure de non-gaussianité sont donc des cartes de CMB nettoyées par séparation des composantes (cf. chapitre 4). On verra au chapitre 6 que les méthodes de séparation de composantes semblent être performantes en ce qui concerne la non-gaussianité. Cependant, les zones les plus fortement contaminées sont masquées dans l'analyse. La voie lactée l'est en grande partie, ainsi que les sources ponctuelles connues (voir figure 5.1).

#### Biais multiplicatif et approximation de $f_{\text{sky}}$

Le premier effet est un biais multiplicatif dans l'estimation du bispectre. On considèrera dans la suite que le masque est suffisamment petit, on a alors :

$$\langle B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{masqué}} \rangle \simeq f_{\text{sky}} \langle B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{non masqué}} \rangle, \quad (5.13)$$

où  $f_{\text{sky}}$  est la fraction de ciel observé (voir par exemple Komatsu *et al.* [2002]). On a aussi

$$C_\ell^{\text{masqué}} \simeq f_{\text{sky}} C_\ell^{\text{non masqué}}. \quad (5.14)$$

C'est l'approximation dite de  $f_{\text{sky}}$ .

Pour calculer l'effet de ce biais sur la variance de  $f_{NL}$ , on insère (5.13) et (5.14) dans l'estimateur (5.8) et dans la matrice de Fisher (5.6). On obtient alors  $\langle f_{NL}^{(i)} \rangle^{\text{masqué}} = \langle f_{NL}^{(i)} \rangle^{\text{non masqué}}$ , et la variance est donnée par  $\sigma_{f_{NL}^{(i)}}^2{}^{\text{masqué}} = \frac{1}{f_{\text{sky}}} \sigma_{f_{NL}^{(i)}}^2{}^{\text{non masqué}}$ . On a donc un accroissement de la variance dû à la réduction du nombre de modes accessibles, mais pas de biais dans la mesure.

#### Rupture de l'isotropie et correction linéaire

Un autre effet du masque est de rompre l'invariance par rotation, condition nécessaire pour obtenir l'estimateur optimal. C'est aussi le cas de la stratégie de balayage du ciel décrite au chapitre 4 : le bruit étant plus faible là où le satellite observe plus longtemps, on a des structures non isotropes dans la carte de bruit (voir figure 5.1). L'estimateur

introduit précédemment est alors non optimal. Bien que non biaisé, sa variance est fortement augmentée. Il a été montré qu'un estimateur optimal plus général, dans le cas où il n'y a pas invariance par rotation, est donné par [Creminelli *et al.* 2006; Yadav *et al.* 2008] :

$$\begin{aligned} \hat{f}_{NL} = & \frac{1}{N} \sum_{\ell_i, m_i} \mathcal{G}_{m_1 m_2 m_3}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}} \\ & \times \left[ C_{\ell_1 m_1, \ell'_1 m'_1}^{-1} a_{\ell'_1 m'_1} C_{\ell_2 m_2, \ell'_2 m'_2}^{-1} a_{\ell'_2 m'_2} C_{\ell_3 m_3, \ell'_3 m'_3}^{-1} a_{\ell'_3 m'_3} \right. \\ & \left. - 3 C_{\ell_1 m_1, \ell_2 m_2}^{-1} C_{\ell_3 m_3, \ell'_3 m'_3}^{-1} a_{\ell'_3 m'_3} \right], \end{aligned} \quad (5.15)$$

où  $C_{\ell_i m_i, \ell_j m_j}^{-1}$  est l'inverse de la matrice de covariance  $C_{\ell_i m_i, \ell_j m_j} = \langle a_{\ell_i m_i} a_{\ell_j m_j} \rangle$ . La partie soustraite, linéaire en  $a_{\ell m}$ , est appelée correction linéaire. Dans le cas invariant par rotation,  $C_{\ell_i m_i, \ell_j m_j}$  est diagonale et vaut  $C_\ell$  et la correction linéaire est proportionnelle au multipôle de la carte, fixée à 0.

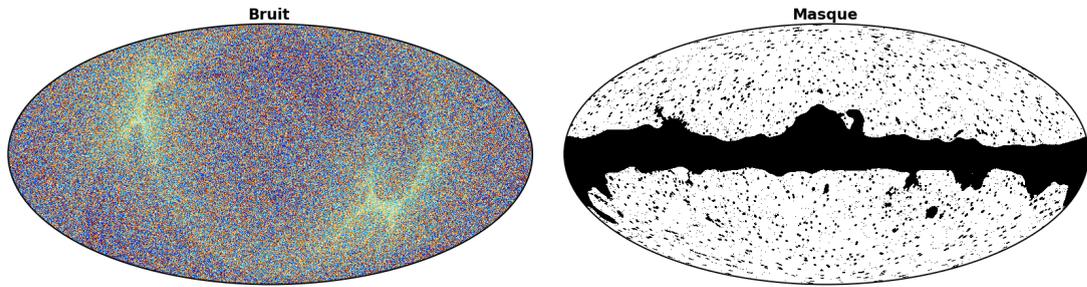


FIGURE 5.1 – Gauche : Réalisation de bruit correspondant à la carte Smica 2013. Le contraste est renforcé par égalisation d'histogramme, les extrema sont à  $\pm 90 K_{\text{CMB}}$ . Droite : masque commun à toutes les méthodes de séparation de composantes utilisées dans l'analyse Planck Collaboration [2013i].

La réduction de la variance peut être appréciée figure 5.2 : le bruit anisotrope produit une modulation locale apparente : de larges régions beaucoup observées auront moins de bruit (petites échelles). L'effet du bruit anisotrope va donc principalement polluer l'estimation du  $f_{NL}^{\text{local}}$ .

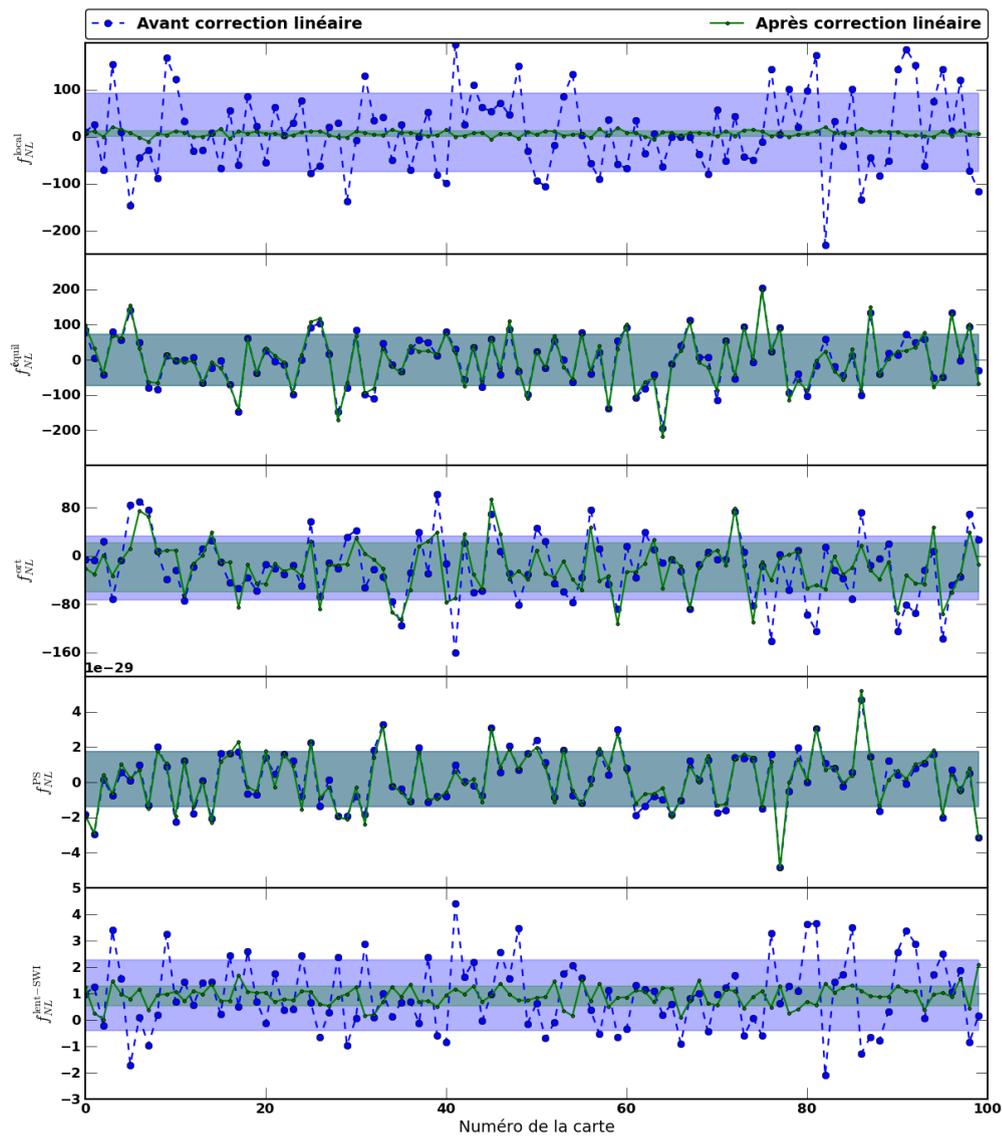


FIGURE 5.2 – Effet de la correction linéaire sur l'estimation de  $f_{NL}$ , pour des cartes réalistes, avec bruit anisotrope et masque. Les bandes horizontales transparentes bleues et vertes correspondent à la variation standard autour de la valeur moyenne calculée sur les 100 cartes. On voit que le masque et le bruit n'introduisent pas de biais dans la mesure, mais que la correction linéaire est nécessaire pour retrouver l'optimalité. Les cartes utilisées ici sont celles qui ont servi au calcul des erreurs pour le données Smica présentées au chapitre suivant.

### 5.2.3 Estimateur polarisé

L'estimateur obtenu précédemment pour la carte de température est simplement généralisable dans le cas de données polarisées, ce qui améliore les contraintes sur  $f_{NL}$  [Babich et Zaldarriaga 2004b]. On a alors [Yadav *et al.* 2007] :

$$\hat{f}_{NL}^{(i)}(T) = \sum_j \mathcal{F}_{ij}^{-1} \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \sum_{\substack{p_1, p_2, p_3 \\ p_4, p_5, p_6}} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{p_1 p_2 p_3} (C^{-1})_{\ell_1}^{p_1 p_4} (C^{-1})_{\ell_2}^{p_2 p_5} (C^{-1})_{\ell_3}^{p_3 p_6} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{p_4 p_5 p_6, \text{ th } (i)}, \quad (5.16)$$

où les  $p_i$  représentent les composantes polarisées, i.e. les champs T et E. Ici,  $B_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3} = (B_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3, \text{ Obs}} - B_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3, \text{ Lin}})$ . Les spectres de puissance sont ici :

$$C_\ell \rightarrow \begin{pmatrix} C_\ell^{TT} & C_\ell^{TE} \\ C_\ell^{TE} & C_\ell^{EE} \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

La matrice de Fisher est donnée par :

$$\mathcal{F}_{ij} = \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \sum_{\substack{p_1, p_2, p_3 \\ p_4, p_5, p_6}} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{p_1 p_2 p_3, \text{ th } (i)} (C^{-1})_{\ell_1}^{p_1 p_4} (C^{-1})_{\ell_2}^{p_2 p_5} (C^{-1})_{\ell_3}^{p_3 p_6} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{p_4 p_5 p_6, \text{ th } (j)}. \quad (5.18)$$

Dans la suite de ce manuscrit, on s'intéressera seulement à la non-gaussianité des cartes en températures.

### 5.2.4 Implémentations de l'estimateur optimal

On voit dans l'expression (5.8), qu'il faut calculer  $\mathcal{O}(l_{max}^5)$  termes, c'est-à-dire à la résolution de Planck,  $\mathcal{O}(10^{15})$  termes.

En travaillant dans l'espace harmonique, (5.12), c'est le calcul des intégrales de Gaunt qui rend aujourd'hui ce calcul inaccessible, même avec les super-ordinateurs actuels. Dans l'espace réel, (5.8), la limite est imposée par le nombre de cartes filtrées (3.40) à produire, stocker en mémoire, multiplier et intégrer.

Une des limitations calculatoires réside dans l'inversion de la matrice de covariance dans la partie cubique de l'estimateur (5.15). On fait alors l'approximation que cette matrice

est diagonale<sup>1</sup>. L'estimateur avec correction linéaire, donné par [Creminelli *et al.* 2006], est alors :

$$\hat{f}_{NL} = \frac{1}{N} \sum_{\ell_i, m_i} \frac{\mathcal{G}_{m_1 m_2 m_3}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}}}{C_{\ell_1} C_{\ell_2} C_{\ell_3}} [a_{\ell_1 m_1} a_{\ell_2 m_2} a_{\ell_3 m_3} - 3C_{\ell_1 m_1, \ell_2 m_2} a_{\ell_3 m_3}]. \quad (5.19)$$

La correction linéaire équivaut donc à mesurer la corrélation entre la carte observée et les anisotropies du spectre de puissance et à la retirer de l'estimateur. Les régions les plus observées auront un spectre anisotrope moins fort (moins de bruit) et moins de variations, la correction linéaire y est donc moins forte.

Avec la notation  $B_{\ell\ell}$  (3.39), cela revient à remplacer  $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}}$  par  $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} - B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Lin}}$  dans (5.8), avec :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Lin}} = \int d\Omega \left[ T_{\ell_1}^{\text{Obs}}(\Omega) \langle T_{\ell_2}(\Omega) T_{\ell_3}(\Omega) \rangle + T_{\ell_2}^{\text{Obs}}(\Omega) \langle T_{\ell_1}(\Omega) T_{\ell_3}(\Omega) \rangle + T_{\ell_3}^{\text{Obs}}(\Omega) \langle T_{\ell_1}(\Omega) T_{\ell_2}(\Omega) \rangle \right], \quad (5.20)$$

L'estimateur de  $f_{NL}^{(i)}$  est finalement :

$$\hat{f}_{NL}^{(i)} = \sum_j \mathcal{F}_{ij}^{-1} \sum_{\ell_1 \leq \ell_2 \leq \ell_3} \frac{(B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Obs}} - B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{Lin}}) B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th}(j)}}{\text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}}. \quad (5.21)$$

Cette simplification permet donc de calculer la partie cubique avec l'estimateur invariant par rotation, et appliquer la correction linéaire ensuite. Malgré cette simplification, ce calcul est impossible actuellement.

Plusieurs méthodes, qu'on va brièvement introduire ici, ont été proposées pour palier à ce problème.

## KSW

Cet estimateur, introduit par Komatsu, Spergel et Wandelt (KSW) [Komatsu *et al.* 2005], utilise une astuce sur la forme mathématique de certains bispectres théoriques dans l'espace harmonique : la séparabilité. Les formes locales, orthogonales, équilatérales, aplaties sont par exemple séparable. Pour dans le cas de la non-gaussianité locale, on peut écrire le bispectre sous la forme :

1. Cette approximation peut être évitée, en filtrant les cartes par une convolution de Wiener, par exemple avec la méthode de Elsner et Wandelt [2013], mais on verra au chapitre suivant une méthode plus simple par remplissage du masque a des performances équivalentes sur les données Planck [Planck Collaboration 2013i].

$$b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{local}} = \int r^2 dr [\beta(\ell_1, r)\beta(\ell_2, r)\alpha(\ell_3, r) + \beta(\ell_1, r)\beta(\ell_3, r)\alpha(\ell_2, r) + \beta(\ell_2, r)\beta(\ell_3, r)\alpha(\ell_1, r)] , \quad (5.22)$$

où  $r$  est la distance comobile,  $\alpha(\ell, r) = \frac{2}{\pi} \int dk k^2 \Delta_\ell(k) j_\ell(kr)$  et  $\beta(\ell, r) = \frac{2}{\pi} \int dk k^2 P_\Phi(k) \Delta_\ell(k) j_\ell(kr)$  [Yadav et Wandelt 2010b]. On définit alors :

$$S_{\text{cub}}^{\text{local}} = \int dr r^2 \int A(\Omega, r) B^2(\Omega, r) d\Omega , \quad (5.23)$$

Avec

$$A(\Omega, r) = \sum_{\ell m} \frac{\alpha(\ell, r) a_{\ell m} Y_{\ell m}(\Omega)}{C_\ell} , \quad (5.24)$$

et

$$B(\Omega, r) = \sum_{\ell m} \frac{\beta(\ell, r) a_{\ell m} Y_{\ell m}(\Omega)}{C_\ell} . \quad (5.25)$$

La correction linéaire est alors donnée par :

$$S_{\text{lin}} = \frac{-6}{N} \int dr r^2 \int d^2\Omega [2 \langle A(r, \Omega) B(r, \Omega) \rangle B(r, \Omega) + \langle B(r, \Omega) B(r, \Omega) \rangle A(r, \Omega)] ,$$

L'estimation devient alors  $f_{NL} = \frac{S^{\text{cub}} + S^{\text{lin}}}{N}$ , où  $N$  est le facteur de normalisation défini précédemment. Cette méthode permet donc d'éviter la somme sur tous les triplets de  $\ell$  en la réduisant en un produit de trois sommes sur  $\ell$ . Le principe est le même pour les autres formes séparables : pour les formes primordiales, on peut se rapporter à Yadav et Wandelt [2010b], et pour le lentillage-SWI, à Mangilli *et al.* [2013]. La limite de cet estimateur réside dans le fait que tous les bispectres ne sont pas séparables, cependant, les formes locale, équilatérale et orthogonale introduites au chapitre 2 sont séparables et permettent de caractériser la plupart des bispectres.

### Estimateur Modal

Fergusson et Shellard [2007] ont introduit un estimateur qui résout ce problème de non-séparabilité en choisissant une base complète de modes séparables  $\mathcal{Q}$ , dans laquelle on peut décomposer n'importe quel bispectre théorique.

$$\frac{b_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}}{\sqrt{C_{\ell_1} C_{\ell_2} C_{\ell_3}}} = \sum_{i,j,k} \alpha_{ijk} Q_{ijk}(\ell_1, \ell_2, \ell_3) , \quad (5.26)$$

où

$$Q_{ijk}(\ell_1, \ell_2, \ell_3) = \frac{1}{6} [q_i(\ell_1)q_j(\ell_2)q_k(\ell_3) + q_j(\ell_1)q_i(\ell_2)q_k(\ell_3) + \text{perm. cycl. en } i,j,k]. \quad (5.27)$$

Les  $q_i(\ell)$  forment une base de fonctions calculées à une résolution donnée. Le paramètre  $f_{NL}$  est ensuite calculé en utilisant la méthode KSW. On perd cependant l'optimalité puisqu'on doit choisir une coupure dans la précision de la décomposition. Avec un nombre arbitrairement grand de modes, on tend vers l'optimalité, mais on perd alors le gain en calcul. En choisissant bien la base de décomposition, il est en général possible d'étudier de nombreuses formes de bispectres en gardant une corrélation de plus de 99% avec le bispectre optimal. Les coefficients correspondant au bispectre observé, dans la base choisie, permettent de reconstruire la projection de ce bispectre dans cette base.

### Estimateur binné

Dans le cas de l'estimateur binné [Bucher *et al.* 2010], qui sera développé dans la section suivante, la réduction du nombre de calculs est faite par compression des données, en binnant dans l'espace des multipôles, dans l'hypothèse que le bispectre est suffisamment lisse. On calcule alors  $f_{NL}$  directement avec la somme multiple (5.8). Un avantage de cette méthode est qu'on a une mesure directe du bispectre binné, qu'on va pouvoir explorer de façon non paramétrique.

Un autre estimateur utilisant la compression de données, basé sur une décomposition en ondelettes à chapeau mexicain a aussi été introduit, dont on peut trouver une description dans Curto *et al.* [2009].

### Autres estimateurs

Les *skew- $C_\ell$* , introduits par Munshi et Heavens [2010] sont une extension de l'estimateur KSW. Dans un des termes de (5.23), la dépendance en  $\ell$  est conservée en ne sommant pas sur  $\ell$  dans (5.24) ou (5.25). On peut alors étudier de quels multipôles vient le signal bispectral.

Les fonctionnelles de Minkowski, qui servent à décrire la morphologie de régions au dessus d'un certain seuil de température, peuvent être utilisées pour contraindre la non-gaussianité. Elles sont définies dans l'espace réel, ce qui rend par exemple l'effet du masque beaucoup plus simple à traiter. Elles sont sensibles à tous les ordres de non-gaussianité, ce qui a l'avantage de permettre une contrainte du signal trispectral, mais l'inconvénient de rendre l'estimation bispectrale sous optimale [Ducout *et al.* 2013]. Leur dépendance en fonction des signaux primordiaux et secondaires est différente de celles des estimateurs bispectraux, l'information peut donc par exemple servir de test supplémentaire sur l'impact des avant-plans.

### 5.3 L'estimateur de $f_{NL}$ binné

L'estimateur binné est fondé sur le fait que le bispectre est, comme le spectre de puissance, lisse, avec des variations à l'échelle des pics acoustiques [Bucher *et al.* 2010].

En binnant<sup>2</sup> de façon appropriée, on peut réduire énormément le temps de calcul et la mémoire utilisée au prix d'un très faible accroissement de la variance (ce qui est vérifié au chapitre 6).

#### 5.3.1 Bispectre binné

##### Bispectre et cartes filtrées

Binner le bispectre dans l'espace harmonique revient à utiliser la formule (3.39), en remplaçant les cartes filtrées  $T_\ell(\Omega)$  (3.40) par :

$$T_i(\Omega) = \sum_{\ell \in \text{bin}_i} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\Omega). \quad (5.28)$$

On a alors, dans le cas d'un bispectre suffisamment lisse :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \simeq B_{i_1 i_2 i_3} = \frac{1}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \left\langle \int d\Omega T_{i_1}(\Omega) T_{i_2}(\Omega) T_{i_3}(\Omega) \right\rangle, \quad (5.29)$$

où  $\Xi_{i_1 i_2 i_3}$  est le nombre de triplets de  $\ell$  valides dans le triplet de bin  $i$ .

On peut ré-écrire ce bispectre comme la moyenne des bispectres  $B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$  :

$$B_{i_1 i_2 i_3} = \frac{1}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \sum_{\ell_1 \in i_1} \sum_{\ell_2 \in i_2} \sum_{\ell_3 \in i_3} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}. \quad (5.30)$$

Ce binning permet de réduire le nombre de cartes de façon conséquente et ainsi, en compressant les données, de rendre le calcul du bispectre possible.

L'optimisation du choix des bins ainsi qu'un exemple de cartes binnées est donné au chapitre 6.

##### Bispectre observé et correction linéaire

Avec des cartes binnées, la formule (3.43) devient :

$$B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{Obs}} = \frac{1}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \int d\Omega T_{i_1}^{\text{Obs}}(\Omega) T_{i_2}^{\text{Obs}}(\Omega) T_{i_3}^{\text{Obs}}(\Omega), \quad (5.31)$$

---

2. binner signifie ici moyenner un ensemble de points dans un *bin*, c'est-à-dire dans un intervalle donné.

De la même manière, la correction linéaire (5.20) devient :

$$B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{Lin}} = \frac{1}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \int d\Omega \left[ T_{i_1}^{\text{Obs}}(\Omega) \langle T_{i_2}(\Omega) T_{i_3}(\Omega) \rangle + T_{i_2}^{\text{Obs}}(\Omega) \langle T_{i_1}(\Omega) T_{i_3}(\Omega) \rangle + T_{i_3}^{\text{Obs}}(\Omega) \langle T_{i_1}(\Omega) T_{i_2}(\Omega) \rangle \right] . \quad (5.32)$$

### Variance

La variance binnée s'obtient en moyennant les termes correspondant aux triplets de  $\ell$  dans leur bins respectifs :

$$\begin{aligned} \text{Var}_{i_1 i_2 i_3} &= \frac{1}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}^2} \sum_{\ell_1 \in i_1} \sum_{\ell_2 \in i_2} \sum_{\ell_3 \in i_3} \text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \\ &= \frac{1}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}^2} g_{i_1 i_2 i_3} \sum_{\ell_1 \in i_1} \sum_{\ell_2 \in i_2} \sum_{\ell_3 \in i_3} N_{\Delta}^{\ell_1 \ell_2 \ell_3} C_{\ell_1} C_{\ell_2} C_{\ell_3} , \end{aligned} \quad (5.33)$$

où  $g_{i_1 i_2 i_3}$  a la même définition que  $g_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}$ .

### Bispectre théorique

De la même façon que pour la variance, le bispectre théorique vaut :

$$B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{th (i)}} = \frac{1}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \sum_{\ell_1 \in i_1} \sum_{\ell_2 \in i_2} \sum_{\ell_3 \in i_3} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}^{\text{th (i)}} . \quad (5.34)$$

C'est l'un des avantages de la méthode du bispectre binné : pour une forme théorique donnée, dans la limite où les variations du bispectre sont faibles sur des zones multipôlaire étendues, le binning est extrêmement simple. Pour le KSW, seuls les bispectres séparables peuvent être implémentés, et cette implémentation est parfois non triviale. Pour l'estimateur modal, il faut décomposer ce bispectre dans une base donnée.

#### 5.3.2 Estimateur de $f_{NL}$

L'estimateur de  $f_{NL}$  est alors simplement :

$$\hat{f}_{NL}^{(i)}(T) = \sum_j \mathcal{F}_{ij}^{-1} \sum_{i_1 \leq i_2 \leq i_3} \frac{(B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{Obs}} - B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{Lin}}) B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{th (i)}}}{\text{Var}_{i_1 i_2 i_3}} , \quad (5.35)$$

où

$$\mathcal{F}_{ij} = \sum_{i_1 \leq i_2 \leq i_3} \frac{B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{th (i)}} B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{th (j)}}}{\text{Var}_{i_1 i_2 i_3}} \quad (5.36)$$

est la matrice de Fisher binnée. On a alors  $\text{Var}(\hat{f}_{NL}^{(i)}) = 1/\mathcal{F}_{ii}$  dans le cas d'une analyse indépendante, et  $\text{Var}(\hat{f}_{NL}^{(i)}) = \mathcal{F}_{ii}^{-1}$  pour une analyse jointe.

### Dépendance de $f_{NL}$ en fonction de $\ell_{\min}$ et $\ell_{\max}$

Un avantage direct de l'estimateur binné est d'offrir la possibilité d'étudier la dépendance de  $f_{NL}$  en fonction du  $\ell_{\max}$  ou du  $\ell_{\min}$  en changeant simplement les bornes de la somme dans (5.35). On peut alors vérifier la convergence de l'estimation, et étudier l'éventuelle dépendance d'échelle des  $f_{NL}$ , prédites dans certaines théories (cf. section 2.4.7).

### Estimateur polarisé

L'estimateur polarisé (5.16) peut être binné de façon naturelle. On a alors :

$$\hat{f}_{NL}^{(i)}(T) = \sum_j \mathcal{F}_{ij}^{-1} \sum_{i_1 \leq i_2 \leq i_3} \sum_{\substack{p_1, p_2, p_3 \\ p_4, p_5, p_6}} B_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3} (\text{Var}_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3 p_4 p_5 p_6})^{-1} B_{i_1 i_2 i_3}^{p_4 p_5 p_6, \text{th} (i)}, \quad (5.37)$$

avec  $B_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3} = \left( B_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3, \text{Obs}} - B_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3, \text{Lin}} \right)$ .

La matrice de Fisher est donnée par :

$$\mathcal{F}_{ij} = \sum_{i_1 \leq i_2 \leq i_3} \sum_{\substack{p_1, p_2, p_3 \\ p_4, p_5, p_6}} B_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3, \text{th} (i)} (\text{Var}_{i_1 i_2 i_3}^{p_1 p_2 p_3 p_4 p_5 p_6})^{-1} B_{i_1 i_2 i_3}^{p_4 p_5 p_6, \text{th} (j)}. \quad (5.38)$$

La variance est calculée avec l'équation (5.33). Les spectres de puissance (5.17) incluent le bruit et le lobe de l'instrument.

## 5.4 Bispectre binné lissé

L'un des avantages de la méthode du bispectre binné est qu'elle permet d'avoir accès au bispectre. En effet, pour la méthode KSW, seules les sous-fonctions sont calculées. Ici, le bispectre binné est explicitement calculé. On peut alors étudier le signal bispectral directement, sans *a priori* théorique<sup>3</sup>. On peut par exemple étudier le bispectre des avant-plans qui n'ont pour le moment pas de prescription théorique et voir des traces de résidus dans le bispectre des cartes étudiées.

Pour voir si un bin donné contient de l'information non-gaussienne, on s'intéresse au signal-sur-bruit bispectral après correction linéaire :

$$\mathcal{B}_{i_1 i_2 i_3} = \frac{B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{Obs}} - B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{Lin}}}{\sqrt{\text{Var}_{i_1 i_2 i_3}}}. \quad (5.39)$$

3. Sauf la supposition que le bispectre est lisse à l'échelle du bin. L'information sur d'éventuelles variations rapides dans l'espace multipolaire est perdue.

Le binning utilisé pour le calcul du  $f_{NL}$  est relativement fin, et le signal dans chaque bin est dominé par le bruit. On peut alors lisser ce bispectre binné pour faire ressortir le signal cohérent entre plusieurs bins. Pour les avant-plans galactiques, par exemple, le signal n'est pas précisément localisé dans l'espace harmonique et on s'attend à ce que plusieurs bins soient corrélés.

Dans cette section, on va décrire le lissage, non trivial, du bispectre.

### 5.4.1 Statistique du bispectre binné avant lissage

Dans le cas d'un ciel gaussien, les valeurs du bispectre pour chaque triplet de multipôle  $\ell$  sont statistiquement indépendantes les unes des autres. Elles sont le produit de trois nombres aléatoires gaussiens :

$$B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3} \propto \langle a_{\ell_1 m_1} a_{\ell_2 m_2} a_{\ell_3 m_3} \rangle. \quad (5.40)$$

La statistique des triplets de multipôles n'est donc pas gaussienne. Mais pour le bispectre binné, on somme ces triplets de  $\ell$  dans des triplets de bins,

$$B_{i_1 i_2 i_3} \propto \sum_{\ell_1 \in i_1} \sum_{\ell_2 \in i_2} \sum_{\ell_3 \in i_3} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}. \quad (5.41)$$

Si le nombre de triplets de  $\ell$  sommés est assez élevé, la statistique des bins peut être considéré comme gaussienne. C'est le Théorème Central Limite, dont on vérifie la validité figure 5.3. On va alors pouvoir modéliser notre bispectre avant lissage en absence de non-gaussianité par une distribution de nombres aléatoires gaussiens non corrélés dans la région de définition représentée figure 3.9.

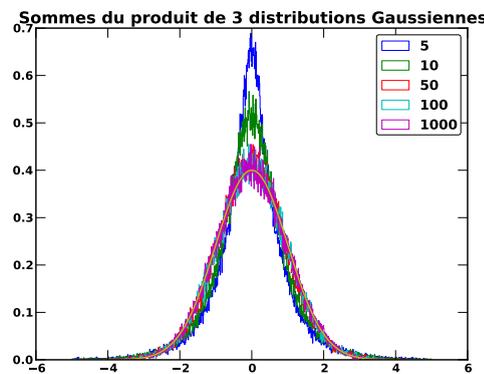


FIGURE 5.3 – Le produit de trois nombres aléatoires gaussiens ne suit pas une loi gaussienne. Cependant, la distribution normalisée de la somme de ces nombres aléatoires non-gaussiens tend vers une distribution gaussienne. Les kurtosis sont respectivement 5.01, 2.47, 0.50, 0.25 et 0.05. La courbe jaune est une gaussienne.

### 5.4.2 Lisser le bispectre

On vient de voir que dans le cas d'un ciel gaussien, les bins du bispectre sont dé-corrélés et suivent une distribution gaussienne. Ce n'est pas le cas des cartes ayant des résidus d'avant-plans où un signal primordial non-gaussien.

#### Principe du lissage

Pour faire ressortir le signal corrélé entre plusieurs bins, on lisse le bispectre avec un noyau gaussien  $\mathcal{N}$  en trois dimensions de taille  $\sigma_{\text{bin}}$  dans l'espace des bins :

$$\mathcal{B}_{i_1 i_2 i_3}^{\text{lissé}} = \sum_{i'_1} \sum_{i'_2} \sum_{i'_3} \mathcal{B}_{i'_1 i'_2 i'_3} \mathcal{N}_{\sigma_{\text{bin}}}(i_1 - i'_1, i_2 - i'_2, i_3 - i'_3). \quad (5.42)$$

On effectue ce calcul dans l'espace de Fourier :

$$\mathcal{B}_{i_1 i_2 i_3}^{\text{lissé}} = TF_{3D}^{-1} \left[ TF_{3D} \left[ \mathcal{B}_{i'_1 i'_2 i'_3} \right] \times \mathcal{N}_{\sigma_{\text{bin}}} \right], \quad (5.43)$$

où  $\mathcal{N}_{\sigma_{\text{bin}}} = e^{-\frac{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}{\sigma_k^2}}$ ,  $\sigma_k = \frac{1}{2\pi\sigma_{\text{bin}}}$ , et  $k_x$ ,  $k_y$  et  $k_z$  sont les trois nombres d'ondes dans l'espace de Fourier des bins.

#### Prise en compte des effets de bord dans le lissage

Pour effectuer le lissage dans l'espace de Fourier, on utilise des FFT (*Fast Fourier Transform* : transformée de Fourier rapide) discrètes. Pour éviter les effets de repliement aux bords, il faut faire de la complétion de zéro (cf. par exemple [Gonzalez et Woods \[1992\]](#)). Cela revient à encadrer notre bispectre à transformer par des matrices de même dimension ( $N_{\text{bin}}^3$ ), emplies de zéro.

Ceci ne suffit pas cependant à corriger des effets de bord causés par l'irrégularité des limites du domaine de définition du bispectre (cf. figure 3.9). Il y a un biais à la limite de définition, dû au fait que la gaussienne s'étend dans la partie "nulle" du bispectre lors du lissage. On peut corriger cet effet en apodisant le masque (i.e. 1 lorsque le bispectre est défini, sinon 0, cf. figure 5.4) en 3 dimensions, avec la même procédure de lissage et en normalisant le bispectre lissé, en divisant par ce masque apodisé. On veut aussi que la distribution de chaque pixel après lissage en l'absence de signal soit une gaussienne unitaire. On génère des nombres aléatoires gaussiens dans le domaine de définition du bispectre, et avec la même symétrie (par exemple  $B_{i_1 i_2 i_3} = B_{i_3 i_1 i_2}$ , 6 rotations au total) et on applique la procédure de lissage. On estime la variance sur  $\mathcal{O}(10^3)$  réalisations (cf. figure 5.4) et on renormalise.

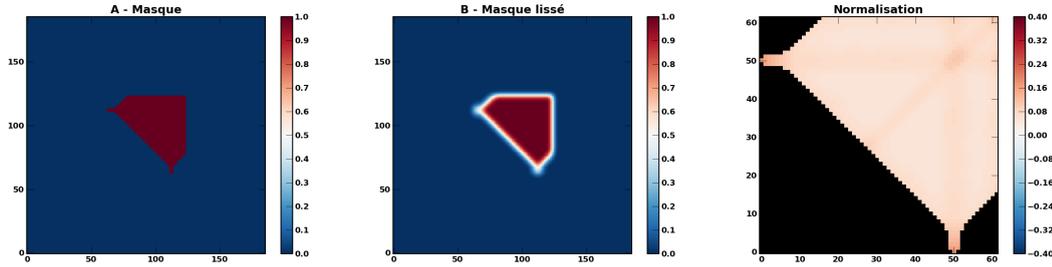


FIGURE 5.4 – Masquage et renormalisation du bispectre binné. On représente ici une coupe pour un bin donné de l’objet à trois dimensions. A gauche, on a le domaine de définition du bispectre, entouré de zéros, au centre, ce masque après lissage, qui nous servira à débiaiser le bispectre lissé, et à droite, la variance estimée sur 1000 Monte-Carlo ; on voit une variance plus grande pour le cas où les bins sont égaux, cf. termes  $g_{i_1 i_2 i_3}$ , et sur les bords et les coins (on a retiré les zéros).

### Tests sur un cas simplifié

On vérifie visuellement figure 5.5 l’effet du lissage sur un cube de  $32^3$  variables aléatoires gaussiennes, ainsi que dans un domaine de bispectre à 32 bins de multipôles.

On voit que la distribution des bins est proche d’une gaussienne pour le cas non lissé, comme prévu dans la section précédente. Lorsqu’on lisse, la distribution s’écarte significativement de la gaussienne. On peut interpréter cela comme une diminution du nombre effectif de variables aléatoires indépendantes dans la distribution.

### Masque supplémentaire

Lors des premiers tests de lissage, certains bins avant lissage sortaient de la statistique, et modifiaient considérablement les résultats. Ces bins “défectueux” sont ceux qui ne contiennent que très peu de multipôles valides.

Pour comprendre cet effet, on peut ré-écrire, en omettant la correction linéaire :

$$\mathcal{B}_{i_1 i_2 i_3} = \frac{\sum_{\ell_1 \in i_1} \sum_{\ell_2 \in i_2} \sum_{\ell_3 \in i_3} B_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}}{\sqrt{\sum_{\ell_1 \in i_1} \sum_{\ell_2 \in i_2} \sum_{\ell_3 \in i_3} \text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}}} = \frac{\int d\Omega T_{i_1}(\Omega) T_{i_2}(\Omega) T_{i_3}(\Omega)}{\sqrt{\sum_{\ell_1 \in i_1} \sum_{\ell_2 \in i_2} \sum_{\ell_3 \in i_3} \text{Var}_{\ell_1 \ell_2 \ell_3}}} \quad (5.44)$$

Pour ces bins, les erreurs dues aux approximations de *Healpix* ne sont plus négligeables. En effet, on devrait avoir pour ces bins un numérateur quasi nul, puisque dans la somme, on a très peu de triplets valides. Cependant, le calcul est fait avec la définition intégrale, où les cartes filtrées sont obtenues avec *Healpix*, et l’intégration est en fait une somme sur les pixels. La variance est quant à elle calculée exactement et le dénominateur est donc effectivement négligeable. Typiquement, une centaine de triplets de bins doit alors être masquée. Pour les bins où beaucoup de triplets de  $\ell$  sont valides, les erreurs de *Healpix* sont complètement sous-dominantes. Nous avons décidé de masquer ces pixels (cf. figure 5.7).

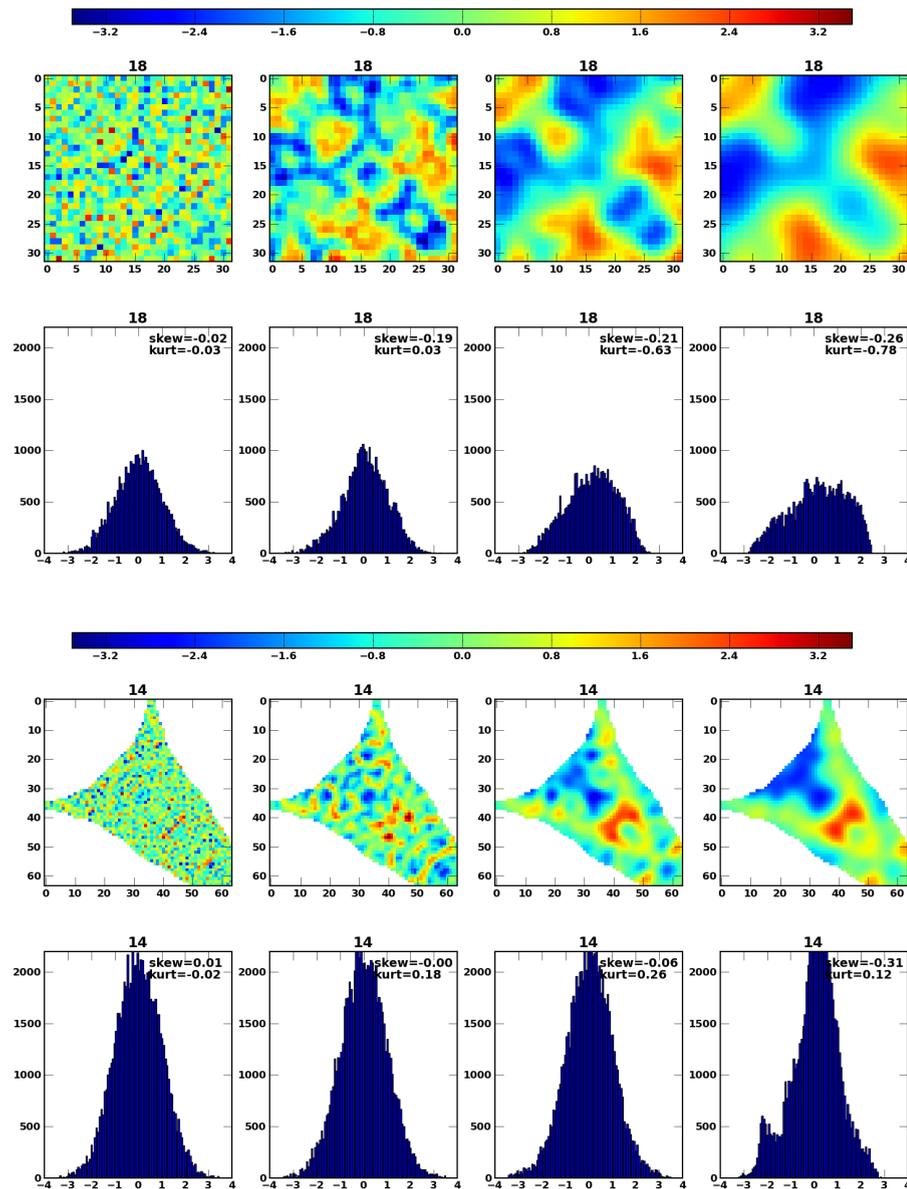


FIGURE 5.5 – Évolution de la statistique du bispectre lissé avec la taille du noyau de lissage. On montre ici une coupe du cube lissé (bin 18) ainsi que la distribution 1D de tous les bins du bispectre, pour un cube de  $32^3$  bins, après avoir lissé à différentes longueurs. En dessous on montre la coupe d'une distribution gaussienne dans la région définie du bispectre pour le bin 14. On voit que pour un lissage important, la distribution s'écarte significativement de la gaussienne.

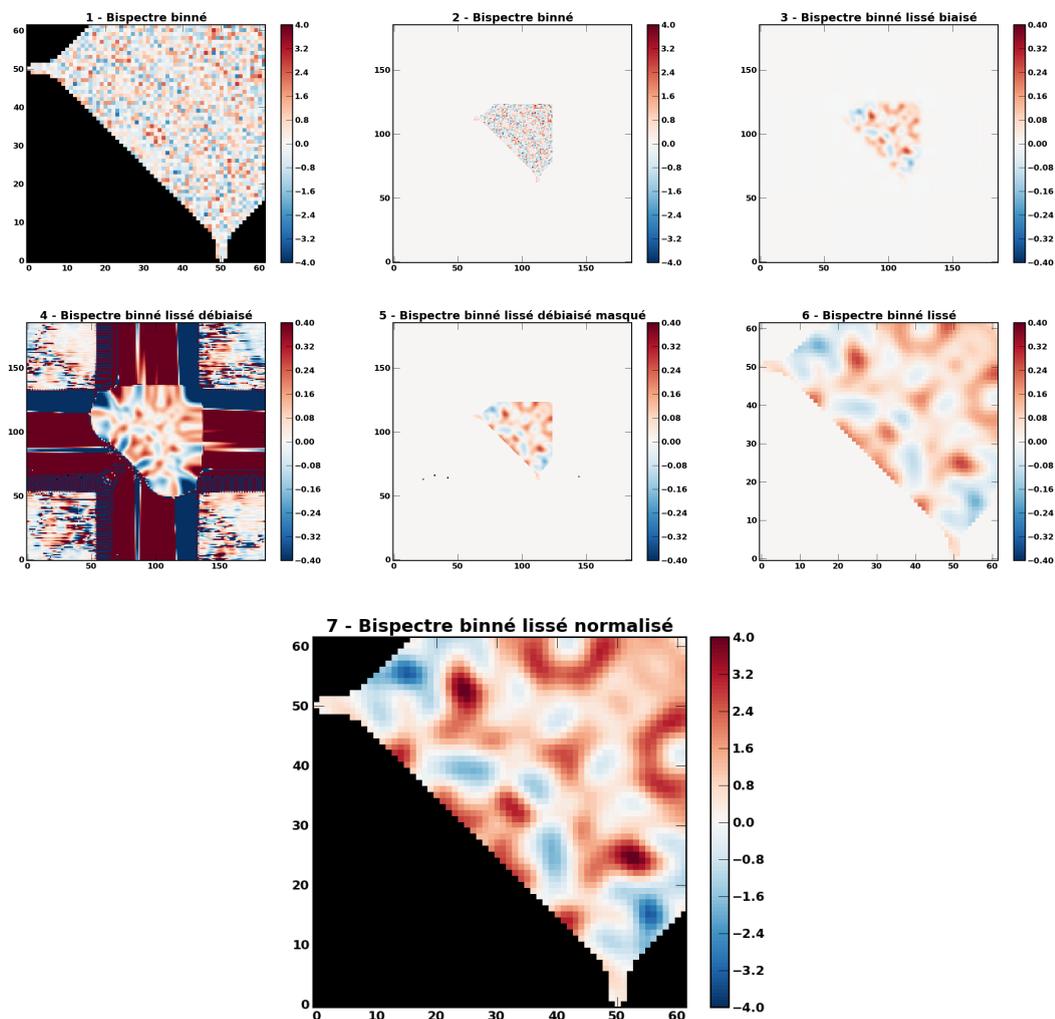


FIGURE 5.6 – Étapes du lissage, dans le cas de Smica, avec  $\sigma_{\text{bin}} = 2$ . 1 : le bispectre binné avant lissage. 2 : Complétion par zéro. 3 : Bispectre après lissage. 4 : On divise par le masque lissé, pour débiaiser aux bords (cf. figure 5.4). 5 : on applique le masque. 6 : On retire les zéros de la complétion. 7 : Bispectre lissé final, après renormalisation en divisant par la variance estimée.

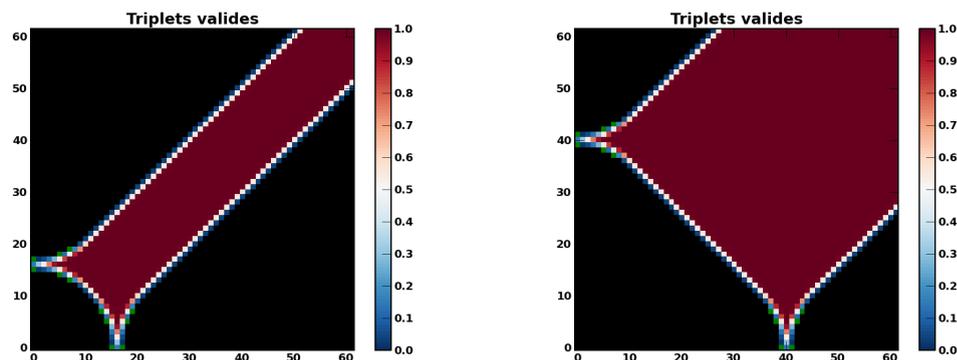


FIGURE 5.7 – Masque supplémentaire pour le lissage. L'échelle de couleur de 0 à 1 représente le rapport nombre de triplets ne respectant pas l'inégalité triangulaire sur nombre de triplets valides. Les bins en vert sont ceux qui ont été masqués.

## 5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, on a introduit l'estimation optimale du paramètre  $f_{NL}$ , ainsi que la correction linéaire, qui permet de prendre en compte la rupture de l'invariance par rotation, provoquée par exemple par le bruit anisotrope ou le masquage des parties contaminées du ciel. On a ensuite présenté différentes implémentations de cet estimateur optimal, en particulier la méthode du bispectre binné, basée sur la supposition que le bispectre est lisse à l'échelle des pics acoustiques. Puis on a introduit la méthode de lissage de ce bispectre, qui permet l'étude directe du signal bispectral.

On verra dans les chapitres suivants qu'à l'aide de la méthode du bispectre lissé, on peut mesurer le bispectre des différents avant-plans non-gaussien, ou des effets systématiques au niveau des cartes, pour avoir une intuition de leur effet sur la mesure des non-gaussianités. On pourrait alors se servir de ces estimations pour détecter la présence de résidus dans les cartes nettoyées. On peut en première approche masquer des régions multipôlares polluées, ou dans une approche plus évoluée, si notre modélisation des avant-plans le permet, créer un modèle observationnel du signal bispectral de ces contaminants. Cela permettrait de débiaiser ou de marginaliser sur ces signaux. On peut alors imaginer une méthode de séparation de composantes incorporant l'information sur le signal bispectral.



## Chapitre 6

# Tests, Validation et Résultats

L'estimateur binné introduit au chapitre précédent permet théoriquement une réduction des calculs sans perdre l'optimalité par rapport à l'estimateur saturant la bande de Cramer-Rao. Dans ce chapitre, on va introduire les spécificités de l'estimateur binné utilisé dans [Planck Collaboration \[2013i\]](#), son application aux données et la validation des résultats obtenus. Pour cela, on montre les tests sur les systématiques effectués pendant cette thèse, sur les simulations et les données.

### 6.1 Estimateur binné utilisé pour l'analyse des données du satellite Planck

Au sein de la collaboration, plusieurs estimateurs optimaux de  $f_{NL}$  ont été utilisés (cf. section 5.2.4), ce qui permet de faire des validations croisées, ainsi que d'utiliser les avantages de chacun de ces estimateurs.

Dans cette section, on détaille quelques spécificités de l'implémentation du bispectre binné utilisé dans [Planck Collaboration \[2013i\]](#). Le principe du calcul binné est résumé figure 6.5. L'algorithme a été principalement implémenté par Bartjan van Tent et Martin Bucher pour les travaux publiés dans [Bucher \*et al.\* \[2010\]](#), avec des améliorations et des extensions développées durant cette thèse.

#### 6.1.1 Calcul du bispectre théorique binné et de la variance

Les bispectres théoriques sont calculables en utilisant l'expression (3.48), à partir des spectres de puissance et des fonctions de transfert, calculés avec CAMB [[Lewis \*et al.\* 2000](#)] en utilisant la cosmologie obtenue dans [Planck Collaboration \[2013f\]](#).

Il n'est pas nécessaire de calculer le bispectre théorique pour tous les triplets de multipôles, du moins pour les formes théoriques où le bispectre est monotone à l'échelle des pics acoustiques (c'est le principe même du bispectre binné). On réduit alors le temps de calcul en ne générant les  $C_\ell$  et  $\Delta_\ell$  que pour certains multipôles. Les termes manquants

dans les sommes (5.33) et (5.34) sont obtenus par interpolation linéaire, comme expliqué dans Bucher *et al.* [2010].

La matrice de Fisher est ensuite calculée de façon exacte, ou par une méthode d'intégration 3D, plus rapide. Les coefficients de corrélation entre les formes de bispectres sont montrés pour le cas de l'estimateur appliqué aux données finales table 6.1.

### 6.1.2 Choix des bins

Les bins sont optimisés pour maximiser la corrélation de la variance binnée avec la variance non binnée :

$$r_{bin} = \frac{\text{Var}(\hat{f}_{NL}^{(i) \text{ optimal}})}{\text{Var}(\hat{f}_{NL}^{(i) \text{ binné}})}, \quad (6.1)$$

où les variances sont définies dans le chapitre précédent : (5.6) et (5.36). Ce paramètre nous indique comment la variance de l'estimateur binné est détériorée par rapport à la variance de l'estimateur optimal. La procédure d'optimisation est décrite dans [Bucher *et al.* 2010]<sup>1</sup>. Dans l'analyse Planck Collaboration [2013i], 51 bins ont été utilisés, et sont représentés figure 6.1. On voit qu'au niveau du spectre, il y a plus de bins là où il y a de plus grandes variations. En effet, comme on retrouve les oscillations acoustiques dans le bispectre (et sa variance), ce sont les parties les plus lisses qui sont les moins échantillonnées. Figure 6.2, on montre les 9 premières cartes binnées.

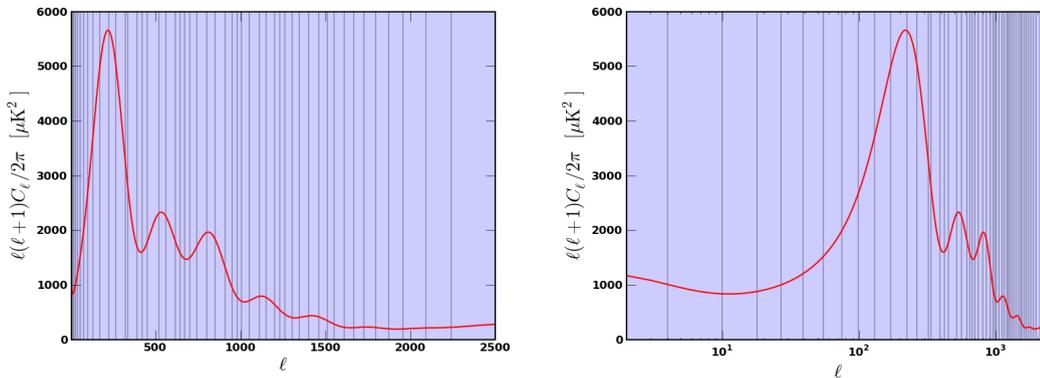


FIGURE 6.1 – Positions des bins superposées à un spectre de CMB et de bruit de type SMICA, en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite). Les limitations de bins sont 2, 4, 10, 18, 27, 39, 55, 75, 99, 130, 170, 224, 264, 321, 335, 390, 420, 450, 518, 560, 615, 644, 670, 700, 742, 800, 850, 909, 950, 979, 1005, 1050, 1110, 1150, 1200, 1230, 1260, 1303, 1346, 1400, 1460, 1510, 1550, 1610, 1665, 1725, 1795, 1871, 1955, 2091, 2240, et 2500. Le quatrième bin est par exemple [27,38].

Avec ce choix de bins, la corrélation est  $\gtrsim 99\%$  pour la forme locale et équilatérale, et le bispectre des points sources, et  $\gtrsim 95\%$  pour la forme orthogonale. Pour le bispectre du lentillage-ISW, la corrélation est plus faible ( $\gtrsim 60\%$ ). Ceci est dû au fait que ce bispectre oscille rapidement ; il faudrait augmenter sensiblement le nombre de bins pour

1. Dans sa version plus récente, utilisée ici, l'optimisation permet aussi l'ajout de bins supplémentaires, la variation de la position de bins isolés, et des paramètres de division.

retrouver une corrélation du même ordre. On verra cependant dans la section 6.4.2 que l'estimation de la non-gaussianité du lentillage-ISW est non biaisée, et quasi optimale.

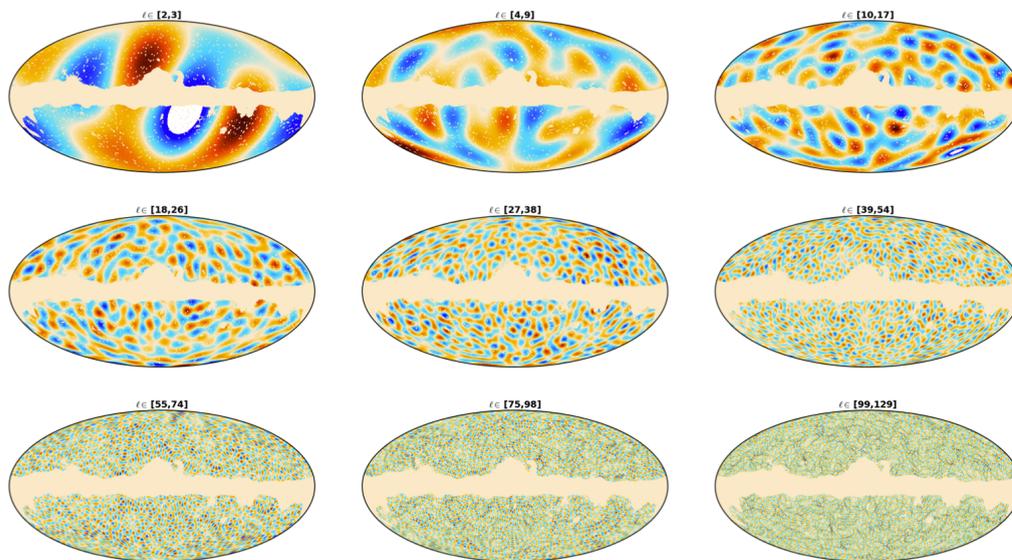


FIGURE 6.2 – Neuf premières cartes binnées à partir de la carte SMICA 2013.

### 6.1.3 Pixelisation

Les cartes utilisées sont pixelisées en utilisant healpix (cf. chapitre 4). Les intégrales sur l'angle solide sont donc discrétisées et on somme sur les pixels de la carte. Par exemple, on a :

$$B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{Obs}} = \frac{4\pi}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \sum_p T_{i_1}^{\text{Obs}}(p) T_{i_2}^{\text{Obs}}(p) T_{i_3}^{\text{Obs}}(p), \quad (6.2)$$

Pour les cartes filtrées, on utilise des float32, avec  $N_{\text{side}} = 2048$ . Dans la version la plus récente du code (pas utilisée pour l'analyse 2013), il est possible de passer à une carte de résolution  $N_{\text{side}} = 1024$  pour les bas  $\ell$  (typiquement  $\ell < 600$ ), ce qui représente une division de la mémoire utilisée par un facteur 4.

### 6.1.4 Correction linéaire

Pour évaluer le terme  $\langle T_i(\Omega) T_j(\Omega) \rangle$  pour la correction linéaire (5.32), la moyenne est calculée sur des simulations Monte-Carlo réalistes. Pour les données et les simulations officielles de la collaboration, des cartes de CMB lentillé convoluées par le lobe effectif, ainsi que des réalisations de bruit anisotrope réaliste, sont fournies. On utilise le même masque que pour les données. Lors des tests intermédiaires, on a généré des réalisations de CMB gaussien, convoluées par le lobe. Le bruit anisotrope est réalisé en deux étapes. On estime d'abord le bruit des cartes en utilisant des *Jackknives* (introduits au chapitre 4). Les spectres des cartes de *Half Ring Jackknives* sont lissés en utilisant des splines. On génère alors une réalisation de carte de bruit isotrope  $N(p)$ , qu'on divise par la

racine de la carte du nombre d'observation par pixel (*hitcount*)  $\text{hit}(p)$ . En effet, pour  $N$  observations, le bruit est divisé par  $\sqrt{N}$ . On renormalise cette carte par la racine du du nombre moyen d'observations par pixel :  $N_{\text{anisotrope}}(p) = \frac{N(p)}{\sqrt{\text{hit}(p)}} \sqrt{\text{hit}(p)}$ .

On verra dans la section suivante qu'avec typiquement  $\mathcal{O}(100)$  cartes, la valeur de la correction linéaire a convergé, et sa variance est négligeable devant les barres d'erreur.

### 6.1.5 Remplissage du masque

On a vu que le masque avait un effet sur la variance de l'estimation du  $f_{NL}$ , dû à sa non-isotropie, qui est traité avec la correction linéaire (5.2.2).

D'autres effets peuvent être gênants pour l'estimateur binné : le phénomène de ressaut et d'oscillations aux discontinuités, et les effets de fuite de puissance de la carte dans le masque. En effet, de nombreuses transformées en harmoniques sphériques (et transformées inverses) sont utilisées. De la même façon que la transformée de Fourier d'une fonction porte est un sinus cardinal, qui va créer des repliements de spectres, les bords tranchants du masque vont créer des sur-oscillations (voir figure 6.3).

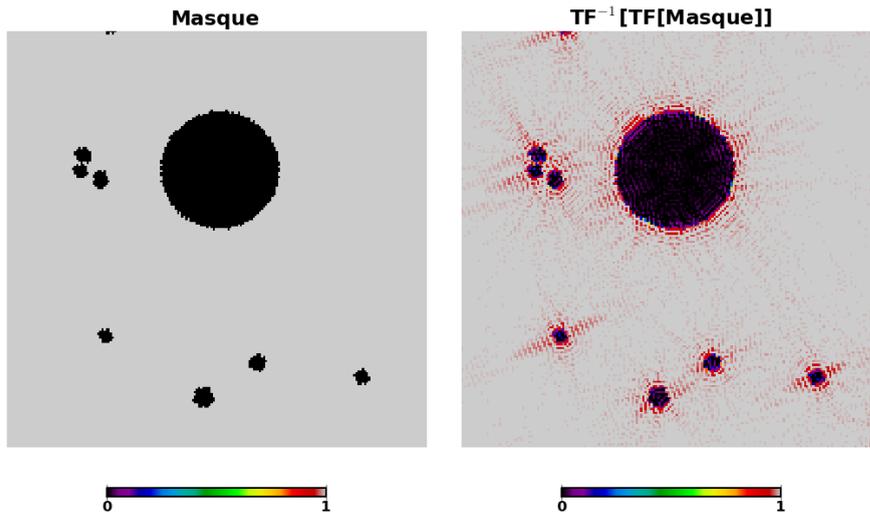


FIGURE 6.3 – Effet de sur-oscillations, après passage dans l'espace harmonique, dû aux bords tranchants du masque.

Pour éviter les effets de bord dûs au masque pendant les transformées en harmoniques sphériques, on interpole les zones masquées. Différentes méthodes ont été proposées [Abrial *et al.* 2008; Bucher et Louis 2012], mais un simple remplissage par diffusion suffit dans l'analyse Planck 2013 (on verra en section 6.4.1 qu'on atteint alors l'optimalité). Cette procédure est itérative : chaque pixel du masque est rempli par la moyenne de tous les pixels autour (voir figure 6.4). Après environ 1000 itérations, la procédure n'a plus d'effet sur l'estimateur. Dans les tests qui suivent, le nombre d'itérations est supérieur à 2000.

Il est important de noter que cette partie remplie du masque n'est pas utilisée dans l'estimation du bispectre : on applique à nouveau le masque sur les cartes filtrées, et on retire la moyenne de la carte en dehors du masque<sup>2</sup>.

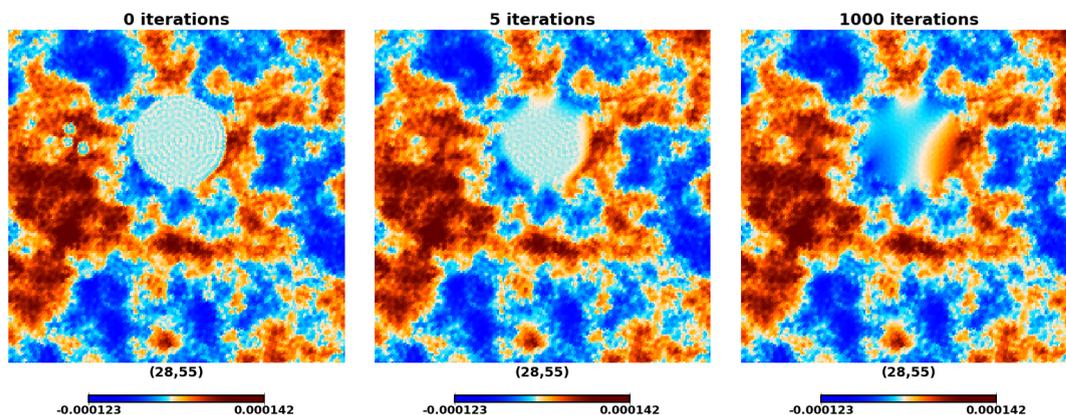


FIGURE 6.4 – Remplissage du masque de la figure 6.3 après 0, 5 et 1000 itérations.

### 6.1.6 Estimation des erreurs

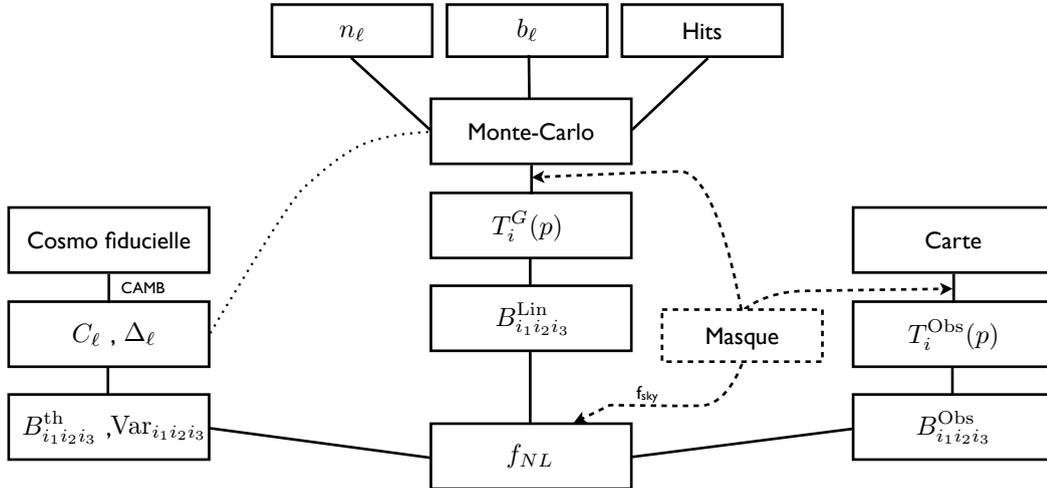
Les erreurs sur l'estimation de  $f_{NL}$  sont calculées de deux manières. La première est simplement le calcul à partir de la matrice Fisher, introduit en section 5.3.2, qui suppose l'optimalité de l'estimateur. La deuxième méthode est de calculer cette erreur par des Monte-Carlo. On génère, de la même façon que pour la correction linéaire, des cartes réalistes, on estime  $f_{NL}$  (incluant la correction linéaire), et on calcule la variation standard de l'estimation. Cette deuxième méthode donne des résultats plus réalistes, mais est très lourde en calcul. Étant donnée que dans les nombreux tests effectués, les deux erreurs sont compatibles, on utilisera souvent l'erreur de Fisher dans les tests intermédiaires<sup>3</sup>.

## 6.2 Résultats sur les données Planck 2013

On a appliqué l'estimateur décrit dans la section précédente aux données finales de Planck 2013. On montrera principalement les résultats sur la carte Smica, car cette méthode de séparation de composantes est celle qui a été jugée comme la plus performante sur de nombreux critères [Planck Collaboration 2013c]. On montre en section 6.4.3 qu'elle est aussi l'une des plus performantes en ce qui concerne les non-gaussianités. En vérification, on compare aussi aux cartes obtenues par les autres méthodes de séparation de composantes, ainsi qu'à la carte brute à 143 GHz.

2. L'effet de ce monopôle dans les cartes filtrées a été testé et on voit qu'il est négligeable après correction linéaire. Pour la partie cubique, le "couplage" du monopôle avec la puissance à petite échelle crée un signal local.

3. On peut remarquer que dans certains cas, l'erreur obtenue par Monte-Carlo est plus faible que l'erreur de Fisher. Cependant, pour  $n$  observations, il faut prendre en compte l'erreur  $\sigma_\sigma$  sur l'erreur  $\sigma$ , donnée par  $\sigma_\sigma = \frac{\sigma}{\sqrt{2(n+1)}}$ .

FIGURE 6.5 – Schéma du calcul du  $f_{NL}$  par l'estimateur binné.

Le masque U73, utilisé pour les résultats finaux, est l'union des masques de toutes les séparations de composantes, avec  $f_{\text{sky}} = 0.73$ , montré figure 5.1. La correction linéaire, ainsi que le calcul des erreurs dans le cas du  $f_{NL}$ , ont été effectués à partir de cartes gaussiennes lentillées, sans avant-plans ; le bruit et le lobe sont obtenus par propagation à travers le processus de séparation de composantes.

### 6.2.1 $f_{NL}$

Le principal résultat est bien sûr la mesure des paramètres  $f_{NL}$  pour les formes primordiales.

Pour l'estimateur binné, on travaille sur des cartes à  $N_{\text{side}} = 2048$ , avec  $\ell_{\text{min}} = 2$  et  $\ell_{\text{max}} = 2500$ , le choix des bins est montré figure 6.1. La correction linéaire est faite avec 200 Monte-Carlo pour la carte de données, et les erreurs sont calculées avec 100 Monte-Carlo pour lesquels la correction linéaire est faite avec 80 réalisations. La mesure de  $f_{NL}$  sur ces 100 cartes à été montrée au chapitre précédent, figure 5.2, et illustre bien la nécessité de la correction linéaire.

Les coefficients de corrélation (5.7) entre les différentes formes de bispectre pour le cas de Smica sont montrés dans la table 6.1. Ils ont été calculés à partir de la matrice de Fisher binnée (6.1.1).

On montre figure 6.6 les résultats pour la forme locale, équilatérale, orthogonale, le bispectre des sources diffuses, et le bispectre dû au couplage entre lentillage faible et effet Sachs Wolfe intégré. En faisant une analyse indépendante (5.9), on détecte le signal bispectral du lentillage avec l'amplitude attendue, ainsi qu'une forte contribution des sources radio diffuses. La forme locale est aussi observée à  $1\sigma$ . Cependant, on sait que le lentillage biaise la mesure des  $f_{NL}$  primordiaux (cf. section 6.4.2). On pourrait faire une analyse jointe, mais au prix d'un accroissement de la variance non négligeable, étant donnée notre détection seulement marginale de cet effet. Le bispectre

du lentillage étant connu avec une précision suffisante, on le calcule à partir des paramètres cosmologiques Planck 2013 et on retire le biais de notre mesure. Pour Smica par exemple,  $\langle \hat{f}_{NL} \rangle_{\text{lentillage-SWI}}$  vaut 6.93, 0.57 et -21.36 respectivement pour la forme locale, équilatérale et orthogonale. On doit aussi prendre en compte la détection à  $\sim 5\sigma$  du bispectre des sources radio non résolues. Son amplitude est plus complexe à prédire de façon théorique, mais sa forme étant très peu corrélée aux formes primordiales, on va pouvoir faire une analyse jointe sans augmenter de façon significative nos barres d'erreur. Les résultats montrés à droite figure 6.6 sont pour une analyse jointe des formes équilatérale, orthogonale, et des sources radio, auxquels on a soustrait le biais dû au lentillage.

Dans le tableau 6.2, on montre les résultats pour les différentes méthodes de séparation de composantes, et pour les différents estimateurs utilisés dans la collaboration. Ces résultats sont tous compatibles.

On observe que les trois formes primordiales (locale, équilatérale et orthogonale) sont compatibles avec une absence de non-gaussianité, à 68% de confiance.

Formes	local	équilatéral	orthogonal	sources radio	lentillage-SWI
local	1.	-0.24	0.43	-0.0013	-0.31
équilatéral		1	-0.07	-0.008	0.076
orthogonal			1	0.0022	0.0035
Sources radio				1	0.0063
lentillage-SWI					1

TABLE 6.1 – Coefficient de corrélation entre les formes de bispectre pour le bruit et le lobe de Smica.

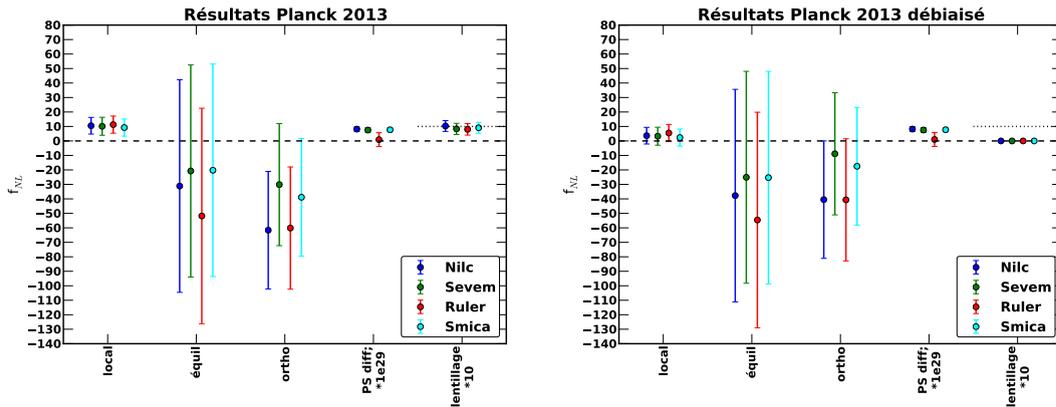


FIGURE 6.6 – Résultats  $f_{NL}$  Planck 2013. A gauche pour l'analyse indépendante : on détecte la contribution du lentillage-SWI ( $2.6\sigma$ ) ainsi que celle des sources radio diffuses ( $4.8\sigma$ ). A droite pour l'analyse marginalisant les formes primordiales sur le bispectre des sources diffuses (la forme orthogonale et la forme équilatérale sont aussi estimées de façon jointes) et retirant le biais dû au lentillage gravitationnel. Nos résultats sont compatibles avec une absence de non-gaussianité primordiale.

TABLE 6.2 – Résultats sur les paramètres  $f_{NL}$  des formes primordiales (locale, orthogonale, équilatérale), et des contributions du lentillage-SWI et des sources radio diffuses, pour les cartes Smica, Nilc, Sevem et Ruler, pour l’estimateur binné, modal et KSW (adapté de [Planck Collaboration \[2013i\]](#)).

Forme	$f_{NL}$					
	Indépendant			Lentillage-SWI soustrait		
	KSW	Binné	Modal	KSW	Binné	Modal
<b>Smica</b>						
Local . . . . .	9.8 ± 5.8	9.2 ± 5.9	8.3 ± 5.9	2.7 ± 5.8	<b>2.2 ± 5.9</b>	1.6 ± 6.0
Équilatéral . . . .	-37 ± 75	-20 ± 73	-20 ± 77	-42 ± 75	<b>-25 ± 73</b>	-20 ± 77
Orthogonal . . . .	-46 ± 39	-39 ± 41	-36 ± 41	-25 ± 39	<b>-17 ± 41</b>	-14 ± 42
P.S. diffus/ $10^{-29}$	7.7 ± 1.5	7.7 ± 1.6	10 ± 3	.	.	.
Lentillage-SWI .	0.81 ± 0.31	0.91 ± 0.37	0.77 ± 0.37	.	.	.
<b>Nilc</b>						
Local . . . . .	11.6 ± 5.8	10.5 ± 5.8	9.4 ± 5.9	4.5 ± 5.8	3.6 ± 5.8	2.7 ± 6.0
Équilatéral . . . .	-41 ± 76	-31 ± 73	-20 ± 76	-48 ± 76	-38 ± 73	-20 ± 78
Orthogonal . . . .	-74 ± 40	-62 ± 41	-60 ± 40	-53 ± 40	-41 ± 41	-37 ± 43
<b>Sevem</b>						
Local . . . . .	10.5 ± 5.9	10.1 ± 6.2	9.4 ± 6.0	3.4 ± 5.9	3.2 ± 6.2	2.6 ± 6.0
Équilatéral . . . .	-32 ± 76	-21 ± 73	-13 ± 77	-36 ± 76	-25 ± 73	-13 ± 78
Orthogonal . . . .	-34 ± 40	-30 ± 42	-24 ± 42	-14 ± 40	-9 ± 42	-2 ± 42
<b>Ruler</b>						
Local . . . . .	12.4 ± 6.0	11.3 ± 5.9	10.9 ± 5.9	6.4 ± 6.0	5.5 ± 5.9	5.1 ± 5.9
Équilatéral . . . .	-60 ± 79	-52 ± 74	-33 ± 78	-62 ± 79	-55 ± 74	-32 ± 78
Orthogonal . . . .	-76 ± 42	-60 ± 42	-63 ± 42	-57 ± 42	-41 ± 42	-42 ± 42

### Convergence de la correction linéaire et du calcul des erreurs

Il est important de vérifier que le calcul de la correction linéaire a bien convergé, c’est-à-dire que le nombre de cartes Monte-Carlo utilisé suffit. On montre figure 6.7 la dépendance cumulative de la correction linéaire en fonction du nombre de cartes. On voit qu’on atteint vite un plateau dans le calcul de la correction linéaire pour la forme locale et orthogonale. Les formes non primordiales ont aussi convergé. La forme équilatérale semble varier encore, mais bien en dessous de la taille des erreurs.

On vérifie aussi la convergence du calcul des barres d’erreur, figure 6.8. Ici encore, c’est le calcul de la barre d’erreur sur  $f_{NL}^{\text{local}}$  qui converge le mieux. Les barres d’erreur sur  $f_{NL}^{\text{équilatéral}}$  et sur  $f_{NL}^{\text{PS}}$  sont les plus lentes à converger, mais les variations sont bien plus faibles que l’erreur sur l’erreur.

### Dépendance de $f_{NL}$ en fonction de $\ell_{\text{max}}$

La dépendance de  $f_{NL}$  en fonction de  $\ell_{\text{max}}$ , expliquée en section 5.3.2 nous informe sur la stabilité de l’estimation, ainsi que sur la dépendance d’échelle des facteurs de non-linéarité.

Figure 6.9, on voit que l’estimation est stabilisée, l’ajout de multipôles ne change pas l’estimation ni ses barres d’erreur. On semble être dominé par le bruit pour  $\ell \gtrsim 2000$ ,

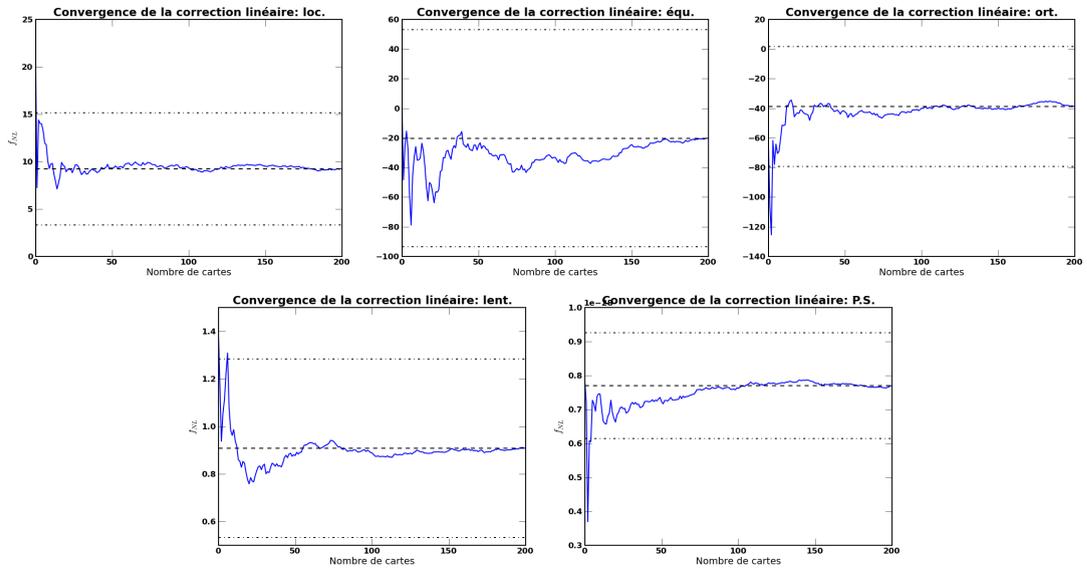


FIGURE 6.7 – Convergence de la correction linéaire pour le calcul des  $f_{NL}$  de la carte Smica. Les barres horizontales pointillées correspondent à la déviation standard calculée par Monte-Carlo. La correction pour les différentes formes de bispectres converge vite.

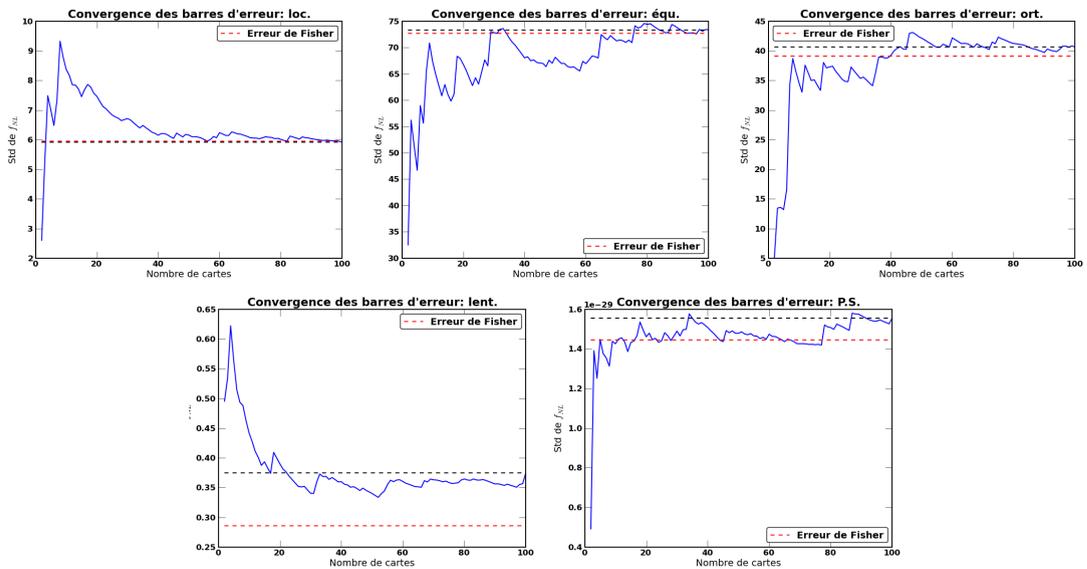


FIGURE 6.8 – Convergence du calcul des  $\sigma_{f_{NL}}$  de la carte Smica en fonction du nombre de réalisations Monte-Carlo. La barre pointillée noire représente l’erreur finale, celle en rouge l’erreur de Fisher. Pour la plupart des formes, l’estimateur semble optimal. Pour le cas du lentillage, l’estimateur binné n’étant pas optimal, l’erreur de Fisher n’est pas atteinte.

sauf pour le cas de  $f_{NL}^{PS}$ , pour lequel la variance diminue encore à  $\ell_{\max} \geq 2000$  : les données à petite échelle contiennent encore du signal.

On ne voit pas de dépendance d'échelle, à part quelques fluctuations statistiques : il est intéressant de noter que si on n'utilise que les échelles où le signal domine dans WMAP ( $\ell_{\max} \sim 500$ ), on retrouve les mesures de  $f_{NL}^{\text{local}}$  positif mesuré à  $1\sigma$  et de  $f_{NL}^{\text{orthogonal}}$  négatif (voir la section 6.5.1).

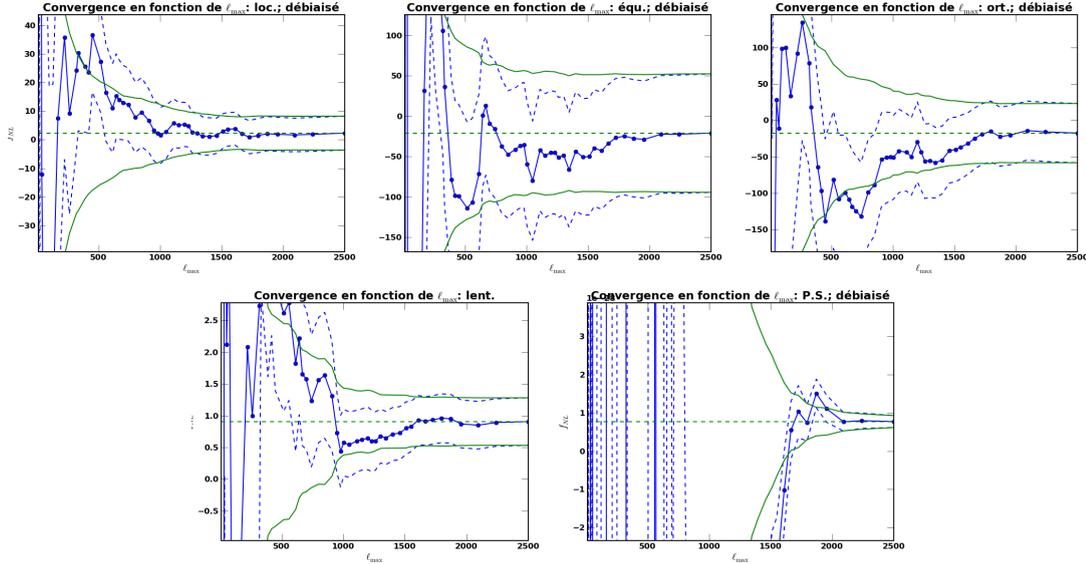


FIGURE 6.9 – Dépendance de  $f_{NL}$  en fonction de  $\ell_{\max}$  pour la carte Smica. La valeur cumulative du  $f_{NL}$  est représentée par les points bleus, sa barre d'erreur en pointillés bleus. L'évolution de l'erreur autour de la valeur finale est en vert. Les valeurs montrées ici sont pour l'estimation indépendante à laquelle on a retiré le biais dû au lentillage-SWI. On voit que pour les formes primordiales et le lentillage, l'estimation, ainsi que sa barre d'erreur, se sont stabilisées. Pour les sources radio, l'ajout des hauts multipôles au-delà de 2000 réduit les barres d'erreur : le bruit ne domine pas encore sur le signal.

La dépendance en  $\ell_{\min}$  est montrée figure 6.10. On voit une fluctuation à  $\sim 2\sigma$ , mais l'estimation est stable à bas  $\ell$ . On ne voit pas de dépendance d'échelle.

### 6.2.2 Bispectre lissé

On a utilisé pour cette étude un binning spécifique, semi-linéaire, avec comme limites 2, 4, 10, 18, 27, 39, 55, 75, 99, 130, 165, 205, 250, 295, 340, 385, 430, 475, 520, 565, 610, 655, 700, 745, 790, 835, 880, 925, 970, 1015, 1060, 1105, 1150, 1195, 1240, 1285, 1330, 1375, 1420, 1465, 1510, 1555, 1600, 1645, 1690, 1735, 1780, 1825, 1870, 1915, 1960, 2005, 2050, 2095, 2140, 2185, 2230, 2275, 2320, 2365, 2410, 2455 et 2500. La correction linéaire a été calculée avec 200 réalisations.

#### Coupes du bispectre lissé observé

Des coupes du bispectre lissé des cartes nettoyées, ainsi que de la carte à 143 GHz, sont montrées figures 6.11 et 6.12. On voit que le signal bispectral est très similaire pour les

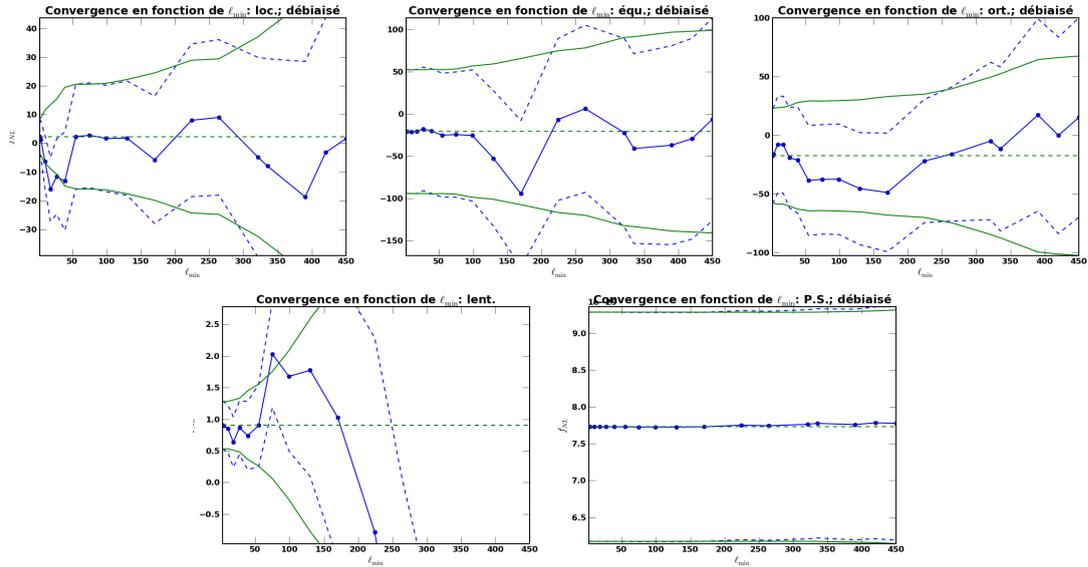


FIGURE 6.10 – Dépendance de  $f_{NL}$  en fonction de  $\ell_{\min}$  pour la carte Smica. La légende est expliquée en figure 6.9.

différentes techniques de séparation de composantes, sauf dans le cas de Commander-Ruler, qui semble éliminer fortement la contribution des sources radio diffuses à haut multipôle. Dans le bispectre de la carte non nettoyée, un masque beaucoup plus conservatif a été utilisé, masquant plus de points sources et une partie beaucoup plus large de la galaxie (au total,  $f_{\text{sky}} = 0.32$ ). On retrouve les structures à bas multipôle présentes dans les cartes nettoyées, avec une éventuelle contribution de la poussière dans les configurations *squeezed*.

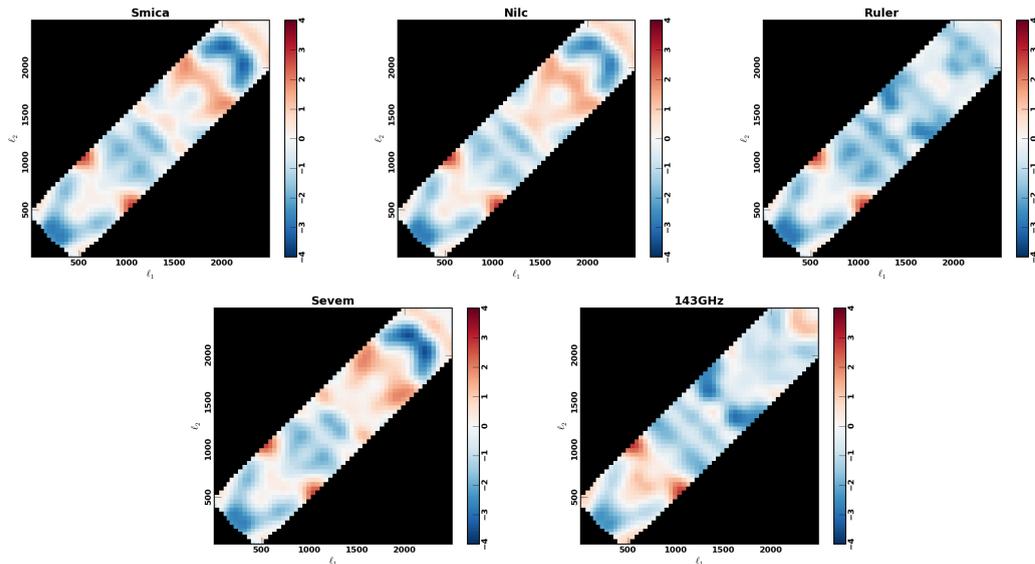


FIGURE 6.11 – Bispectre lissé des différentes méthodes de séparation de composantes pour les données Planck 2013, pour le bin 16 :  $\ell \in [610, 654]$ . On observe des structures très similaires avec les quatre méthodes de séparation de composantes, ainsi que dans la carte à 143 GHz non nettoyée. Cette carte est en signal sur bruit : une zone bleu-foncé est à  $-4\sigma$ , rouge foncé à  $4\sigma$ .

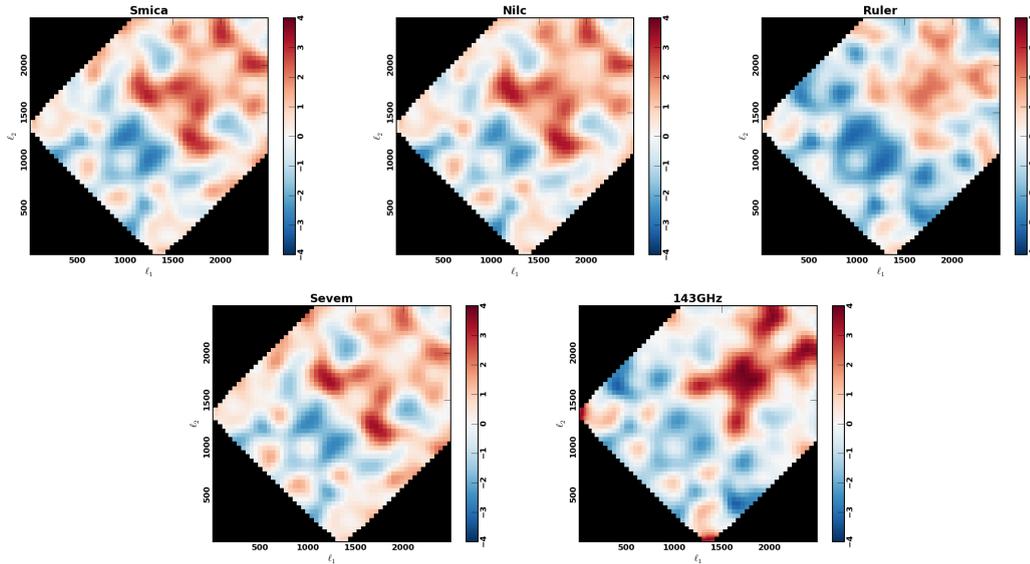


FIGURE 6.12 – Bispectre lissé des différentes méthodes de séparation de composantes pour les données Planck 2013, pour le bin 36 :  $\ell \in [1330, 1374]$ . On observe des structures très similaires avec les quatre méthodes de séparation de composantes, avec un plus faible signal à haut  $\ell$  dans le cas de Ruler, lié aux point sources (cf. faible signal dans les  $f_{NL}$  de la figure 6.6).

Les coupes à hauts multipôles révèlent un fort signal bispectral positif (toutes les coupes du bispectre lissé de Smica sont consultables en annexe B). Ce signal est probablement dû aux sources radio diffuses. Puisqu'on connaît l'amplitude de leur contribution par la mesure du  $f_{NL}$  correspondant, on peut retirer le signal bispectral correspondant. Figure 6.13, on voit l'effet de ce nettoyage directement au niveau du bispectre lissé pour une coupe à haut multipôle.

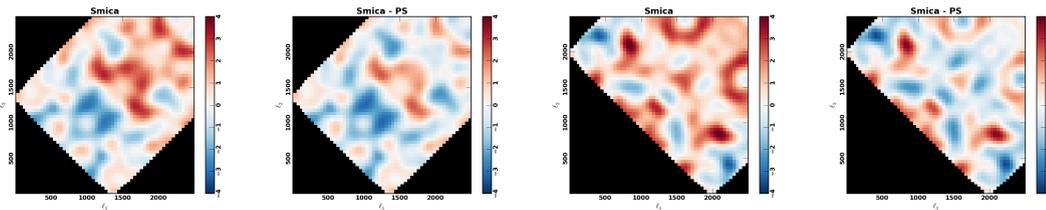


FIGURE 6.13 – Bispectre lissé après soustraction du bispectre de point sources, pour le bin 36 :  $\ell \in [1330, 1374]$ , et 50 :  $\ell \in [1960, 2004]$ . On a lissé le bispectre des points sources, et soustrait  $f_{NL}^{PS} \times b_{\text{lissé}}^{PS}$ . Le signal positif à hauts multipôles est fortement réduit.

### Statistique du bispectre lissé

Maintenant qu'on a lissé notre bispectre binné, il faut encore rendre compte à quel point une déviation par rapport à la statistique gaussienne est significative. Le domaine de définition non trivial complique cette tâche.

Pour étudier si les structures présentes dans le bispectre lissé sont significatives, on va utiliser des simulations Monte-Carlo. On génère, de la même façon que pour le calcul de

la variance du bispectre lissé présenté en section 5.4.2, des nombres aléatoires gaussiens dans le domaine du bispectre, avec le même nombre de bins et les mêmes coupures que pour le bispectre observé. Ces simulations sont ensuite lissées. On a produit  $10^6$  simulations, lissées avec  $\sigma_{\text{bin}} = 2$ .

On peut alors comparer les bispectres lissés observés à ces simulations, à travers les différents moments de sa statistique, ainsi qu'à la statistique des valeurs extrêmes de la distribution.

Les moments de la statistique à une dimension de ces deux bispectres sont comparés aux simulations figure 6.14. On compare ces moments à ceux des  $10^6$  simulations : dans le tableau 6.3, on présente la valeur ainsi que la probabilité d'avoir une valeur plus extrême dans les simulations. La moyenne, l'asymétrie et le kurtosis sont compatibles avec les simulations. La variance avant nettoyage est quant à elle très peu probable pour une distribution initiale gaussienne. Après soustraction du bispectre des points sources, cette anomalie est réduite, mais un excès très significatif subsiste.

	Moyenne	Écart type	Asymétrie	Kurtosis
Smica	0.25	1.28	0.05	-0.27
p	$(1.6 \times 10^{-2})$	$(2 \times 10^{-6})$	$(3.5 \times 10^{-1})$	$(1.1 \times 10^{-1})$
Smica - P.S.	-0.23	1.13	0.13	-0.11
p	$(2.4 \times 10^{-2})$	$(9.4 \times 10^{-3})$	$(1.6 \times 10^{-1})$	$(3.8 \times 10^{-1})$

TABLE 6.3 – Moments du bispectre de Smica lissé, et la probabilité de dépassement pour les  $10^6$  simulations. L'écart type 1D des données est très loin de la statistique de simulations "gaussiennes". La soustraction du bispectre de sources radio réduit cette détection.

Pour aller plus loin que cette analyse des moments de la distribution, on peut étudier les valeurs extrêmes. Les structures après lissage étant étendues sur plusieurs bins, la quantité qui va nous intéresser est le nombre de points au-delà d'un certain signal sur bruit. On va alors compter dans combien de simulations on a autant ou plus de points au-delà de cette limite. Figure 6.15, on montre cette probabilité en fonction de la limite en signal sur bruit (S/N), pour le bispectre de Smica avant et après soustraction de la contribution de points sources. Par exemple, dans le bispectre avant soustraction, on a 837 bins avec un signal sur bruit supérieur à 2.5, et 223 inférieur à -2.5. La probabilité d'avoir plus de bins dans ces extrémités est respectivement de 0% et 8.1% dans nos  $10^6$  simulations. Après nettoyage, on a 146 bins  $> 2.5$  et 329  $< -2.5$ , ce qui arrive dans 26 et 1.3% des simulations. On voit dans la figure que seul le bispectre avant nettoyage a des excursions significatives à haut signal sur bruit.

Il semble donc que la statistique du bispectre lissé observé ne soit pas compatible avec le cas gaussien, et ce même après la soustraction de la contribution des points sources. Cependant, on ne détecte pas de large zone à fort signal sur bruit.

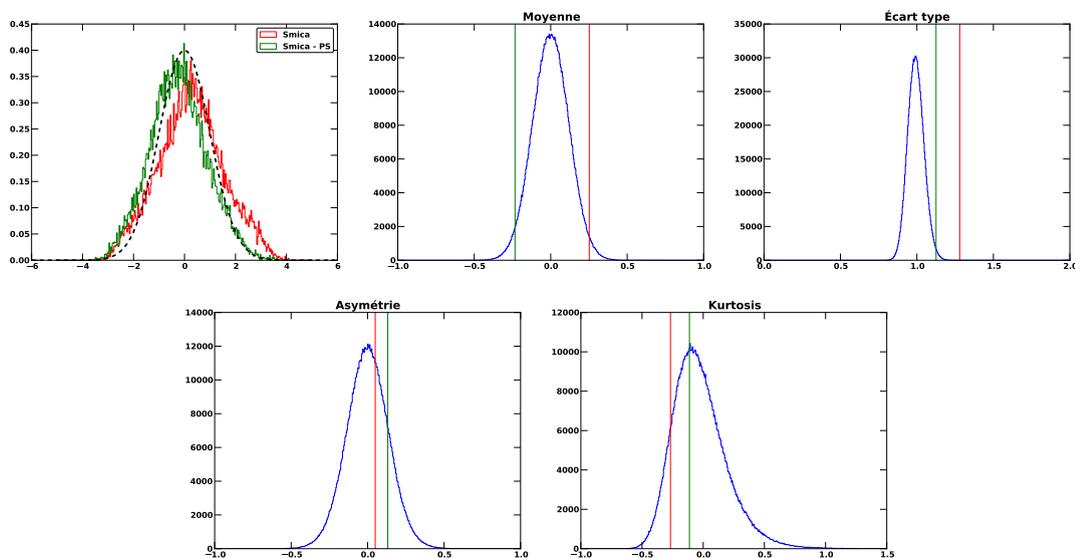


FIGURE 6.14 – Statistique du bispectre binné de Smica. On a de gauche à droite, sur la première ligne : 1- L’histogramme des bins, normalisé à intégrale unitaire, avant soustraction du bispectre des sources diffuses (rouge), après soustraction (vert) et une fonction gaussienne normalisée en pointillés noir. 2- La distribution des moyennes pour les  $10^6$  simulations (en bleu) et pour nos deux bispectres. 3- La distribution des écarts types. Sur la deuxième ligne : 4- La distribution de l’asymétrie. 5- La distribution du Kurtosis. L’écart type avant nettoyage est complètement hors statistique (cf. table 6.3).

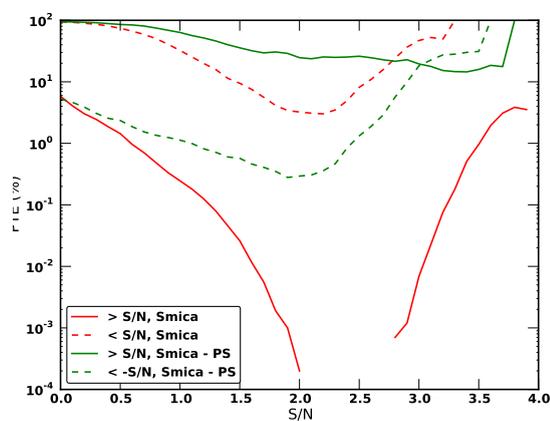


FIGURE 6.15 – Statistiques extrêmes du bispectre lissé de Smica, avant soustraction de points source (vert) et après (rouge). Les traits pleins représentent la probabilité d’avoir un nombre plus élevé de bins au-delà d’un signal sur bruit donné. Les valeurs négatives sont représentées par des tirets. Les valeurs sont données en pourcentage.

### 6.3 Modèles de bispectres lissés

Pour interpréter les résultats du bispectre lissé, on peut calculer le bispectre lissé correspondant aux différentes formes théoriques attendues, ainsi que les contributions des avant-plans.

#### Bispectres théoriques lissés

On a vu que la contribution des sources non résolues était directement visible dans le bispectre lissé de Smica. Il est intéressant d'étudier les régions à fort signal si on détectait une des autres formes bispectrales. On peut alors appliquer la procédure de lissage aux bispectres théoriques divisé par la variation standard du bispectre de Smica. Ces bispectres lissés sont ensuite normalisé pour une détection à  $20\sigma$  du  $f_{NL}$  de la forme considérée. On montre ces coupes, figure 6.16, pour le binning utilisé dans l'analyse  $f_{NL}$ . On voit clairement les oscillations acoustiques dans les modèles primordiaux. Les plus fortes contributions pour la forme locale sont bien pour les triangles *squeezed*, pour un bin de faible multipôle et deux de multipôles élevés. L'anti-corrélation entre les formes locale et orthogonale est principalement visible dans les coins des coupes. Pour le lentillage-SWI, on voit que le signal est corrélé avec le signal local, mais qu'il y a des variations rapides dans ces régions *squeezed*. En réalité, le binning moyenne déjà certaines de ces oscillations (ce qui explique le faible recouvrement de ce bispectre lissé avec le cas optimal). La forme orthogonale "explore" des régions déphasées par rapport à la forme équilatérale, ainsi que les configurations aplaties, ce qui est une des raisons de son introduction. Les régions à très haut  $\ell$  ( $> 2000$ ) sont dominées par le bruit pour toutes les formes sauf pour les sources diffuses.

#### Bispectres lissés des avant-plans

Comme on l'a expliqué au chapitre précédent, un des principaux attraits du bispectre lissé est qu'il permet d'étudier le bispectre sans *a priori* théorique autre que la faible variation à l'échelle des pics acoustiques. Aucune forme de bispectre théorique n'est prescrite pour les avant-plans galactiques, dont la physique est complexe. Dans cette section on va exposer les bispectres lissés des cartes du *Planck Sky Model* [Delabrouille *et al.* 2013] à la fréquence 143 GHz :

- L'émission thermique de la poussière, dont le modèle est basé sur la carte à 857 GHz, à laquelle on a retiré les points sources et le CIB estimé.
- L'émission synchrotron, *free-free*, et celle due à la rotation de grains de poussière (*spinning dust*), sont basées sur les observations WMAP. Des fluctuations gaussiennes sont ajoutées à petite échelle pour combler le manque d'information dû au large lobe de WMAP.
- L'émission CO, basée sur Dame *et al.* [2001].
- Les amas de galaxie sont générés en suivant la fonction de masse de Tinker *et al.* [2008], et le profil de pression de Arnaud *et al.* [2010]. L'effet kSZ et tSZ relativiste sont aussi simulés.

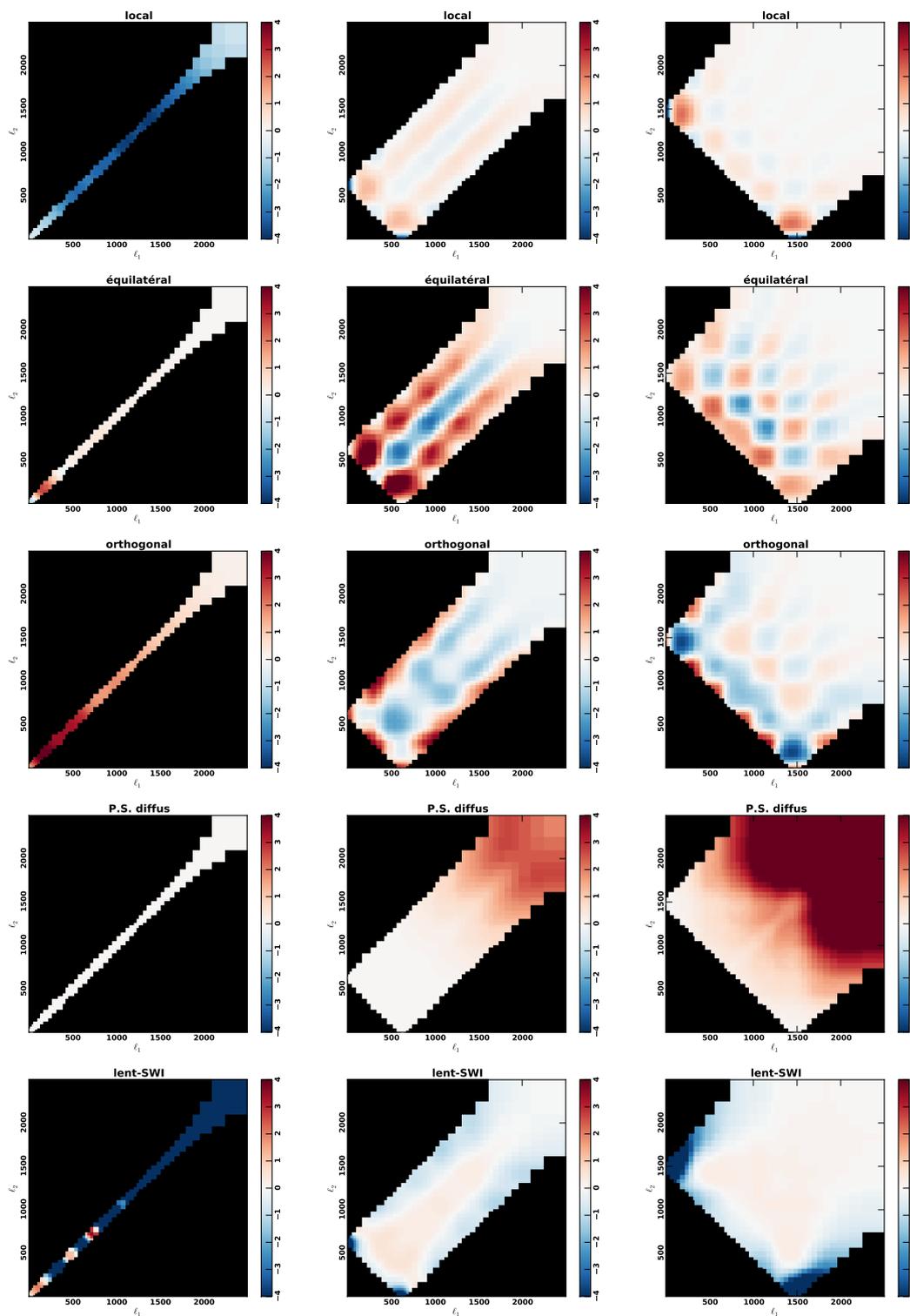


FIGURE 6.16 – Bispectres théoriques lissés. On a ici normalisé par la variance du bispectre de smica avant lissage, et multiplié par  $20 \sigma_{f_{NL}^{(i)}}$ . Ce sont donc les signaux qui seraient observables pour une détection à  $20 \sigma$  dans la carte Smica. On montre les bins  $4 : \ell \in [27, 38]$ ,  $20 : \ell \in [610, 654]$  et  $40 : \ell \in [1510, 1554]$ .

- Les points sources sont basés sur les relevés de sources radio et infrarouges (avec un déficit proche du pôle sud galactique).
- Le CIB produit par les galaxies à haut  $z$  est simulé en suivant la méthode décrite dans la thèse de Guillaume Castex [Castex 2013].

On a analysé les cartes d'avant-plans à 143 GHz, fréquence dominante pour la cosmologie, avec le même estimateur que pour les données (même masque, même bruit, et le binning de l'analyse  $f_{NL}$ ). Figure 6.17, on montre le bispectre des cartes de poussière, synchrotron, des points sources, et des effets kSZ et tSZ. L'émission free-free et celle due à la rotation de la poussière ont un signal bispectral très proche de celui de la poussière, mais sont complètement sous-dominants aux fréquences cosmologiques. La contribution du tSZ et du CIB sont comparables à celle des points sources, mais avec une amplitude de signe opposé à 143 GHz pour le tSZ. Dans la table 6.4, on a calculé les  $f_{NL}$  que produiraient les avant-plans à la fréquence 143 GHz s'ils étaient présents dans la carte Smica.

On voit dans cette analyse qu'en première approche, les avant-plans galactiques produisent de la non-gaussianité locale négative, et ont une faible contribution dans le reste du bispectre, ce qui semble corroborer l'intuition énoncée en section 3.7.6. Les avant-plans extragalactiques se comportent quant à eux principalement comme un bruit poissonien plat, et sont donc majoritairement pris en compte dans le bispectre des points-sources.

Cette analyse montre que les avant-plans, du moins tels qu'ils sont aujourd'hui modélisés, sont fortement non-gaussiens, et ce dans des configurations qui peuvent polluer les formes primordiales. Il est dès lors très important de s'assurer que les méthodes de séparation de composantes nettoient bien ces signaux astrophysiques. On verra dans la section suivante que celles-ci semblent satisfaisantes sur les simulations. Dans les missions futures, des résidus de poussière de l'ordre du pourcent ne pourront pas être négligés. L'analyse bispectrale pourra alors permettre d'améliorer la séparation de composantes, dont les méthodes se basent généralement sur l'information du spectre de puissance. On pourrait aussi obtenir une prescription du bispectre de la poussière, basée sur les simulations, et l'utiliser pour évaluer sa contribution à l'analyse  $f_{NL}$ , et ainsi marginaliser ou débiaiser le signal.

## 6.4 Tests sur les simulations

De nombreux tests ont été effectués sur les simulations, sur les données intermédiaires et sur les données finales. Cela a permis de comparer et valider les différents estimateurs, ainsi que de tester le traitement des données, en particulier en ce qui concerne les méthodes de séparation de composantes. Dans cette section, on présente des tests sur des simulations simples pour des effets systématiques et astrophysiques (masque, lentillage), ainsi que sur des simulations plus réalistes fournies par la collaboration.

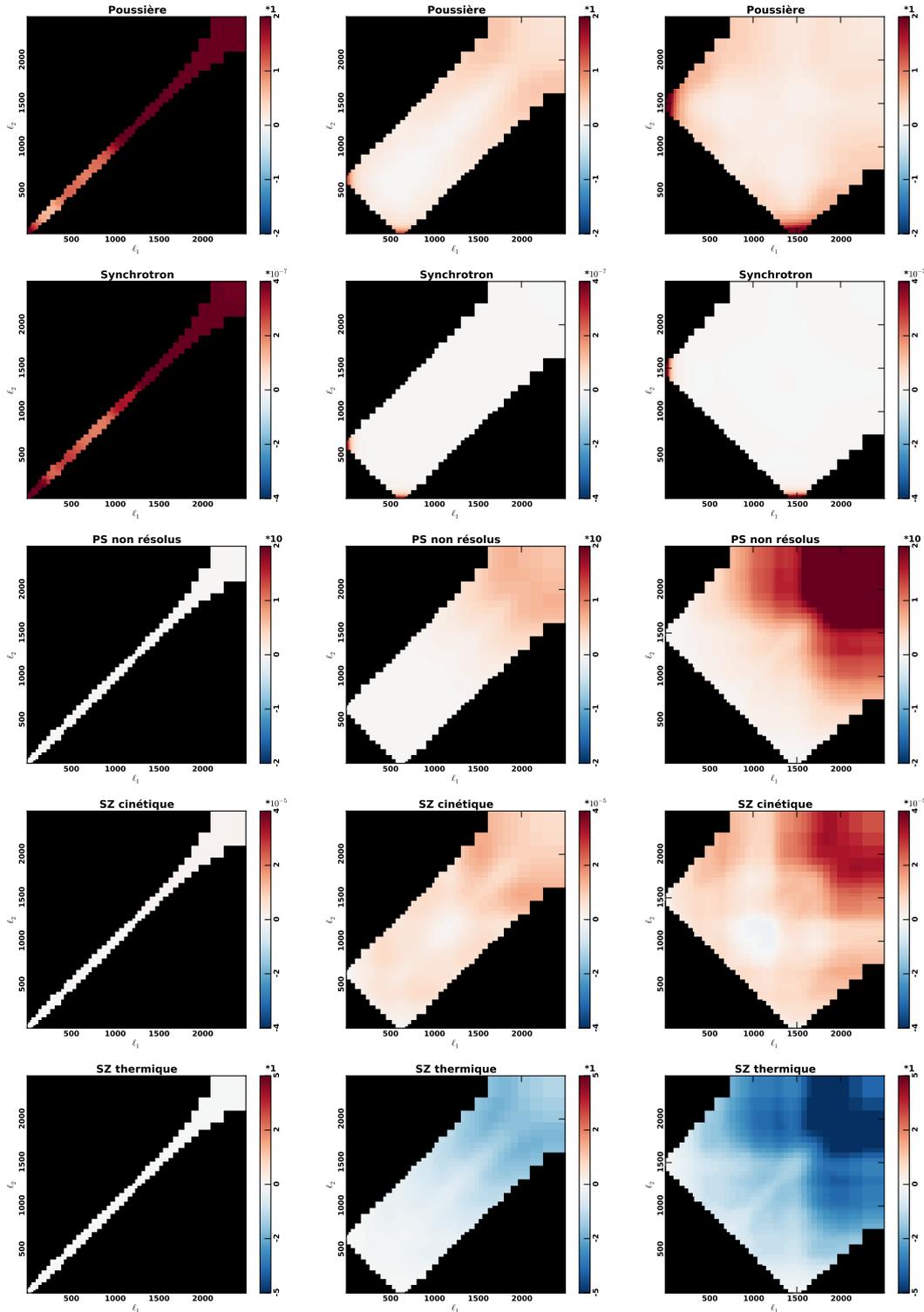


FIGURE 6.17 – Bispectres lissés des avant-plans. On a ici normalisé par la variance du bispectre de smica avant lissage. Notons que l’amplitude est ici normalisée pour chaque composante, afin de faire aussi apparaître le signal des composantes sous-dominantes. Pour le SZ cinétique par exemple, les régions les plus rouges sont pour un signal sur bruit de  $4 * 10^{-5}$ . On voit que les composantes galactiques (poussière, synchrotron) sont dominées par les configurations *squeezed* positive, ce qui correspond à un  $f_{NL}^{local} < 0$ , et que les sources extragalactiques dominent dans les configurations équilatérales à haut  $l$ . On montre les bins 4 :  $l \in [27, 38]$ , 20 :  $l \in [610, 654]$  et 40 :  $l \in [1510, 1554]$ .

TABLE 6.4 – Effet des avant-plans non nettoyés sur l’estimation indépendante des  $f_{NL}$ . On a utilisé les cartes du PSM pour les différentes composantes, à la fréquence 143 GHz, et estimé l’impact qu’auraient ces composantes sur l’estimation indépendante de  $f_{NL}$  s’ils étaient présents dans la carte Smica. Notons que pour certains avant-plans, dont les effets sont négligeables à 143 GHz, on a normalisé (e.g. un facteur  $10^5$  pour le synchrotron). Aucune erreur n’est estimée ici, cette table étant principalement informative. Les barres d’erreur Smica sont rappelées en dernière ligne.

	Local	Équilatéral	Orthogonal	P.S. diffus/ $10^{-29}$	lent-SWI
Avant-plan					
Poussière .....	-60.8	17.1	110	1.39	-1.78
CIB/ $10^{-2}$ .....	0.127	4.35	-1.09	9.35	-0.0262
P.S. diffus .....	0.641	31.3	-5.38	92.2	-0.0786
Synchrotron/ $10^{-5}$ .....	-1.41	-4.36	5.57	$2.41 \times 10^{-4}$	$-2.23 \times 10^{-2}$
tSZ .....	-0.488	-28.8	-0.829	-18	0.0658
kSZ/ $10^{-4}$ .....	0.0295	2.92	1.18	0.727	-0.00803
Free-free/ $10^{-3}$ .....	-20.1	-2.33	40.9	0.0277	-0.641
Poussière en rotation / $10^{-12}$	-7.47	-0.387	17.3	0.00582	-0.195
Erreur Smica .....	$\pm 5.9$	$\pm 73$	$\pm 41$	$\pm 1.6$	$\pm 0.37$

### 6.4.1 Étude de l’effet du masque

Pour tester l’effet du masque, on a appliqué l’estimateur binné sur 50 cartes non-gaussiennes ( $f_{NL}^{\text{local}} = 12$ ) générées par la collaboration avec la méthode décrite dans [Fergusson \*et al.\* \[2010\]](#), auxquelles on a ajouté un bruit isotrope blanc réaliste ( $n_\ell = 1.92 \times 10^{-17} K$ ), un lobe de 7.04 minutes d’arc. On a appliqué 2 types de masques : un masque galactique ( $f_{sky} = 0.6$ ) et un masque des points sources ( $f_{sky} = 0.92$ ). Dans un cas, on remplit simplement le masque par la moyenne de la carte en dehors du masque (cas “masqué”), dans l’autre, on applique le remplissage par diffusion introduit dans la section 6.1.5.

Figure 6.18, on voit l’effet du remplissage et de la correction linéaire<sup>4</sup>. Pour le masque galactique, le remplissage suffit presque à retrouver l’optimalité (les erreurs de Fisher sont montrées dans la table 6.5). Pour le masque des points sources, on voit que la correction linéaire est nécessaire (80 cartes ont été utilisées ici). On peut aussi remarquer l’intérêt de l’estimation jointe : la forme locale est anti-corrélée avec la forme orthogonale et corrélée avec la forme équilatérale (cf. 6.1). Dans notre cas de détection de la forme locale, il est donc nécessaire de faire une estimation jointe pour retirer ce biais.

Ce test montre que la méthode de remplissage du masque par diffusion suffit à rendre l’estimation optimale après correction linéaire.

4. Nous n’avons pas inclus l’effet du couplage lentillage-SWI dans ce test, mais cela ne change pas nos conclusions.

TABLE 6.5 – Effet du masque sur l'estimation indépendante des  $f_{NL}$ . La correction linéaire est estimée avec 80 réalisations. Les erreurs sont calculées à partir des 50 estimations, et les chiffres entre parenthèses sont les erreurs de Fisher. On voit que pour certains cas (par exemple PS remplis, forme orthogonale), l'erreur obtenue par Monte-Carlo est plus faible que l'erreur de Fisher (fluctuation statistique à  $\sim 2\sigma_\sigma$ ).

	galaxie		points sources	
	masquée	remplie	masqués	remplis
SMICA				
Local . . . . .	$12.31 \pm 9.57$ (7.45)	$11.95 \pm 7.77$ (7.45)	$15.43 \pm 38.21$ (6.02)	$12.20 \pm 6.08$ (6.02)
Équilatéral . . . .	$28.92 \pm 101.06$ (90.06)	$36.02 \pm 93.73$ (90.06)	$28.10 \pm 96.93$ (72.74)	$27.26 \pm 71.41$ (72.74)
Orthogonal . . . .	$-29.81 \pm 59.85$ (50.07)	$-27.71 \pm 44.46$ (50.07)	$-44.31 \pm 64.89$ (40.44)	$-34.30 \pm 33.03$ (40.44)
P.S. diffus . . . .	$-0.06 \pm 19.84$ ( 5.38)	$-0.17 \pm 5.32$ ( 5.38)	$6.90 \pm 35.30$ (4.35)	$1.06 \pm 3.16$ ( 4.35)

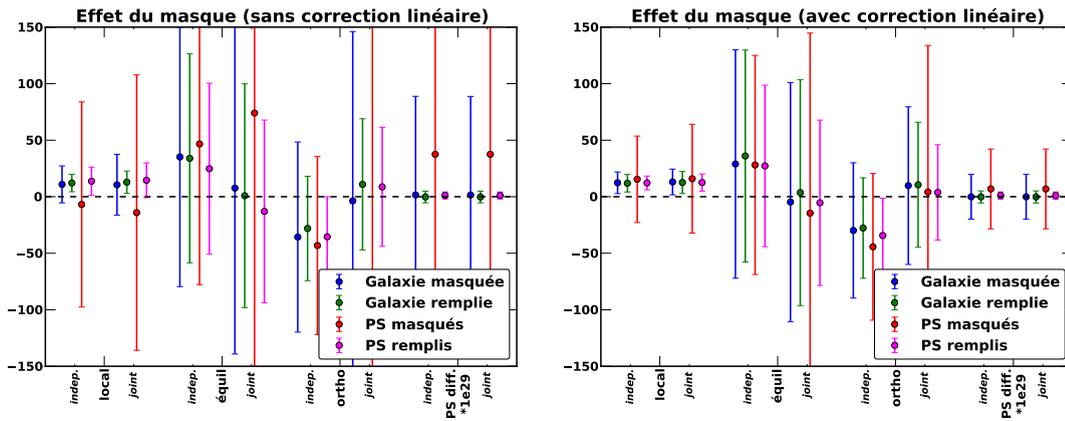


FIGURE 6.18 – Effet du masque et du remplissage sur l'estimation de  $f_{NL}$  pour différents masques, dans le cas d'un bruit isotrope. Gauche : sans correction linéaire, Droite : après correction linéaire. La correction linéaire est particulièrement nécessaire pour le cas des points sources masqués, non remplis. Dans le cas du masque rempli, les erreurs sont très proches des erreurs de Fisher.

### 6.4.2 Étude du couplage entre lentillage faible et effet Sachs Wolfe intégré

Comme introduit dans la section 3.7.2, le couplage entre lentillage faible et effet Sachs Wolfe intégré est une source de non-gaussianité de type *squeezed*, qui va avoir comme principal effet de biaiser la mesure de  $f_{NL}$  [Hanson *et al.* 2009] s'il n'est pas pris en compte :

$$\langle \hat{f}_{NL}^{(i)} \rangle_{\text{lent.-SWI}} = \frac{\mathcal{F}_{ij}}{\mathcal{F}_{ii}} \Big|_{j=\text{lent.-SWI}} . \quad (6.3)$$

Il est important de calculer ce biais et de le soustraire aux formes primordiales ou de faire une estimation jointe. On peut aussi mesurer l'amplitude de cet effet  $f_{NL}^{\text{lent.-SWI}}$  avec l'estimateur binné (aussi noté  $A^{T\phi}$ ), et ainsi détecter l'effet Sachs Wolfe intégré.

On a d’abord testé notre estimateur sur des cartes gaussiennes lentillées et bruitées fournies par la collaboration. On a utilisé 150 cartes avec bruit “143 GHz” avec un ajout de bruit blanc de  $10\mu K$ , rendues anisotropes avec les cartes de nombre de mesure par pixel (*hitcount*), un masque galactique et un masque de point source ( $f_{sky} = 0.69$ ) et un lobe gaussien. La correction linéaire a été calculée à partir de 100 cartes ayant les mêmes caractéristiques.

On a ensuite utilisé des cartes non-gaussiennes ( $f_{NL}^{local} = 12$ ) lentillées produites avec le *Planck Sky Model*, en utilisant Lenspix [Basak et al. 2009] pour simuler le lentillage faible (cf. figure 3.6). On a utilisé 27 cartes ( $N_{side} = 1024$ ), un lobe gaussien de 5 minutes d’arc, un bruit isotrope de 143 GHz, et aucun masque, pour ne pas avoir à calculer la correction linéaire pour ce test préliminaire. On a comparé avec les mêmes cartes avant le lentillage. On a utilisé pour cet estimateur 48 bins, de  $\ell_{min} = 2$  à  $\ell_{max} = 2000$ .

On voit alors que l’estimation jointe permet de prendre en compte le biais sur l’estimation des formes primordiales du bispectre en prenant bien en compte les erreurs. Pour les données finales, on a en réalité retiré le biais théorique. On peut prédire le bispectre de façon exacte, et calculer le biais avec l’estimateur optimal (cf. Mangilli et al. [2013]). Cela permet d’éviter l’augmentation non négligeable de la variance introduite par l’analyse jointe<sup>5</sup>.

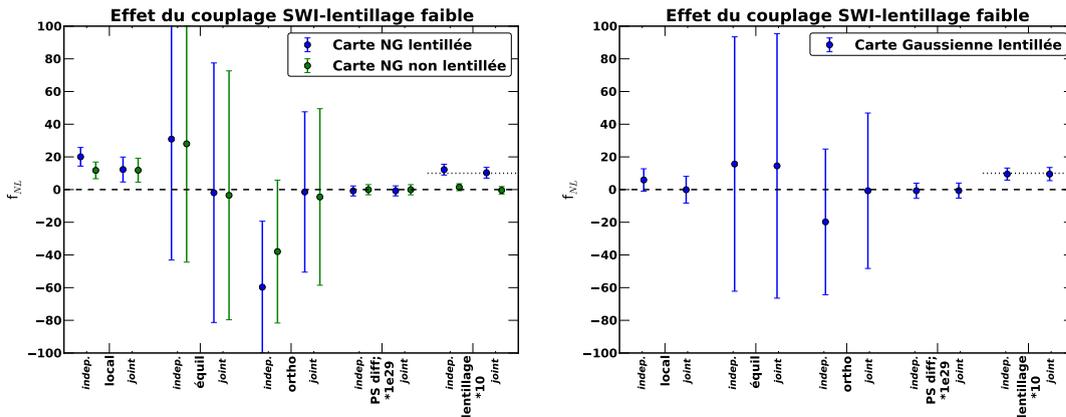


FIGURE 6.19 – Couplage entre lentillage faible et effet Sachs Wolfe intégré. Cas de simulations lentillées ou non-lentillées : non-gaussiennes (gauche : 27 cartes), et gaussiennes (droite : 150 cartes).

On a ensuite validé l’estimateur en comparant nos mesures de  $A^{T\phi}$  avec les résultats obtenus indépendamment dans la collaboration avec une méthode basée sur la reconstruction du potentiel de lentillage [Planck Collaboration 2013e]. Les résultats avec cette autre méthode, montrés ici, sont calculés pour  $\ell_{min} = 2$  à  $\ell_{max} = 2048$ . Pour le bispectre binné, on a utilisé les bins présentés en section 6.1.2. On a un fort accord carte par carte (cf. figure 6.20 : le coefficient de corrélation entre les 2 ensembles est de 0.78), et ce malgré une faible corrélation de la variance du bispectre binné avec la variance optimale ( $\sim 0.6$ , cf. section 6.1.2).

5. Pour les données finales Smica, on a  $\sigma_{f_{NL}^{local}} = 5.94$  en analyse indépendante,  $\sigma_{f_{NL}^{local}} = 7.16$  analyse jointe de toutes les formes, et  $\sigma_{f_{NL}^{local}} = 6.30$  pour un analyse jointe des formes locales, des points sources, et du lentillage.

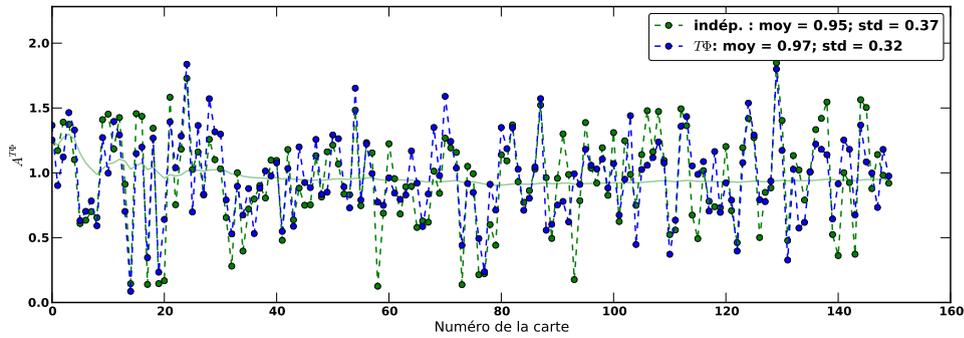


FIGURE 6.20 – Comparaison carte à carte avec la mesure de  $f_{NL}^{\text{lentillage-SWI}}$  utilisant la méthode  $T\Phi$ . En bleu, l'estimation par la méthode  $T\Phi$ , en vert, l'estimation avec le bispectre binné (l'évolution de la moyenne en fonction du nombre de cartes est montrée en ligne pleine verte).

### 6.4.3 Simulations *Full Focal Plane*

Pour valider les données du satellite Planck à tous les niveaux de l'analyse cosmologique, des simulations réalistes ont été produites (simulations *Full Focal Plane*). Le CMB ainsi que les avant-plans sont produits par le PSM (cf. section 6.3).

Une fois ces composantes générées, la carte est convoluée par le lobe de l'instrument, puis interpolée en TOIs pour chaque détecteur. Le bruit instrumental est simulé au niveau temporel, ainsi que la stratégie de balayage<sup>6</sup>, et ces TOIs sont projetés sur des cartes (cf. [Planck Collaboration ES \[2013\]](#)). Des simulations Monte-Carlo de CMB et de bruit supplémentaires sont générées.

### Séparation de composantes

Une des étapes cruciales pour l'étude des non-gaussianités est la séparation de composantes. De nombreuses méthodes ont été utilisées par la collaboration Planck, et il est important de vérifier qu'elles n'altèrent pas la gaussianité ou la non-gaussianité de la carte d'origine, tout en retirant les contributions des avant-plans non-gaussiens.

Une première version des simulations (FFP4) a permis de sélectionner les méthodes de séparation de composantes les plus robustes, décrites au chapitre 3, dont GMCA [[Bobin et al. 2013](#)], méthode utilisant la parcimonie. Dans une version plus récente (FFP6), l'analyse des simulations a été faite en aveugle, c'est-à-dire que les personnes en charge des différentes étapes de l'analyse ne connaissaient pas le contenu des simulations *a priori*.

On a d'abord analysé ces cartes avec un estimateur basé sur la cosmologie de type WMAP7 pour le calcul de la variance et des Monte-Carlo pour la correction linéaire. Les lobes effectifs sont fournis par les différentes équipes de séparation de composantes,

6. Tous les effets instrumentaux ne sont pas présents, par exemple l'effet des rayons cosmiques, qui seront étudiés au chapitre suivant.

et le spectre du bruit est obtenu en moyennant les spectres des simulations Monte-Carlo de bruit fournies. Le masque utilisé est un masque commun, union des masques de toutes les méthodes, rempli par la méthode décrite en section 6.1.5. L'estimateur binné utilisé ici a 48 bins, avec  $\ell_{\max} = 2000$ , et les barres d'erreur sur les  $f_{NL}$  sont des barres d'erreur de Fisher. Les résultats sont montrés au niveau des  $f_{NL}$  figure 6.21. En analyse indépendante, les différentes méthodes donnent des mesures compatibles : on détecte une non-gaussianité locale au-delà de 20, et une non-gaussianité orthogonale autour de -140, ainsi que l'effet du lentillage. Les corrélations entre les formes sont telles qu'une partie du signal local est dûe à un biais du lentillage, et que le signal orthogonal est aussi pollué par le signal bispectral local. L'estimation jointe réduit donc la détection des formes primordiales. La version de la méthode Commander-Ruler utilisée pour ce test semble cependant avoir un problème de nettoyage des points sources, et le signal local incompatible à plus de  $1\sigma$  avec les autres méthodes.

Une fois les paramètres d'entrée révélés, ainsi que la carte de pur CMB utilisée dans les simulations, on peut répéter l'analyse, en utilisant le bon *a priori* théorique pour produire la variance et les bispectres théoriques. La correction linéaire est calculée à partir de Monte-Carlo de CMB et de bruit fournis, plus réalistes. L'estimateur devrait donc être plus proche de l'optimalité que dans le cas où les parties théoriques sont mal connues. On peut aussi comparer avec la carte d'entrée, lentillée, avec  $f_{NL}^{\text{local}} = 20.4075$ , que l'on a convolué par le lobe de Sevem, et à laquelle on a ajouté une réalisation de bruit Sevem. Les résultats sont montrés en figure 6.22. On peut remarquer que le changement des paramètres cosmologiques ne modifie pas les résultats de façon significative, celles-ci étant inférieures aux barres d'erreur. Les résultats semblent meilleurs que dans le cas précédent, en particulier pour Nilc et Smica, qui détectent la bonne amplitude pour toutes les formes présentes dans la carte en entrée. L'anomalie de Commander-Ruler semble réduite pour la forme locale, mais on a toujours une soustraction des points sources qui semble trop forte. Ces résultats sont compatibles avec d'autres estimateurs de non-gaussianité utilisés dans la collaboration (introduits section 5.2.4).

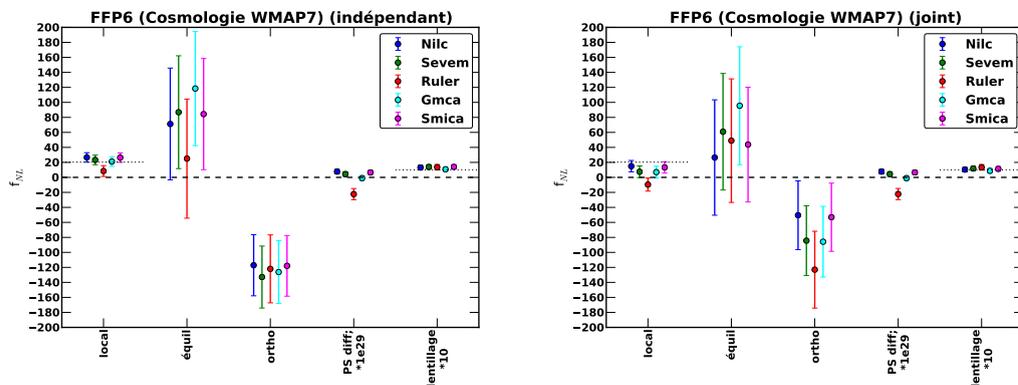


FIGURE 6.21 –  $f_{NL}$  des méthodes de séparation de composantes, simulations FFP6 analysées en aveugle. A gauche, l'analyse indépendante, c'est-à-dire ne prenant pas en compte les corrélations entre les formes. On a un clair signal local et de lentillage, et un signal orthogonal marginal. Dans l'analyse jointe, à droite, le signal local dû au lentillage et le signal orthogonal sont clairement affaiblis. Les valeurs attendues sont représentées en pointillés noirs.

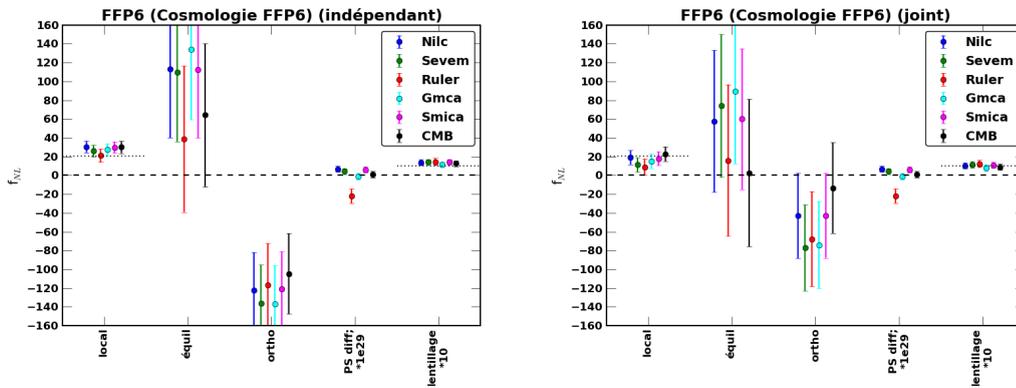


FIGURE 6.22 –  $f_{NL}$  des méthodes de séparation de composantes, simulations FFP6 analysées avec la cosmologie d’entrée. Analyse indépendante à gauche. Le signal local et orthogonal sont plus fortement détectés que dans le cas de la mauvaise cosmologie. On voit à nouveau à droite l’intérêt de faire une analyse jointe dans le cas d’une détection non marginale. Les valeurs attendues sont représentées en pointillés noirs et on montre aussi la non-gaussianité estimée sur la carte d’entrée.

Les bispectres lissés des différentes méthodes ont aussi été calculés (cf. figures 6.23 et 6.24). On les compare au bispectre de la carte d’entrée : on peut voir qu’à bas  $\ell$ , les structures du CMB en entrée sont observées dans les cartes nettoyées. Dans la coupe à plus haut  $\ell$ , les structures présentes dans les cartes nettoyées sont similaires, mais différentes de celle de la carte d’entrée avec un bruit différent. Le signal cosmologique ne domine plus dans cette région, et on a donc une autre réalisation du signal bispectral. Il y a peut-être une contribution des avant-plans, mais qui ne semble pas sortir de la statistique gaussienne. On voit un faible signal positif qui semble corrélé entre les bins dans les configurations équilatérales à hauts multipôles, avec une amplitude moindre que pour les vraies données. Ce sont probablement les points sources ; Commander-Ruler semble avoir un signal de signe opposé, ce qui confirme le résultat au niveau des  $f_{NL}$ .

Cet exercice a donc permis une validation croisée des estimateurs sur des simulations réalistes. La performance des méthodes de séparation de composantes a aussi été testée. Smica et Nilc ont les meilleurs résultats en ce qui concerne les non-gaussianités. Smica étant pour de nombreux autres tests la méthode qui a le moins de contaminations astrophysiques, c’est celle qui a été sélectionnée pour l’analyse la plus poussée. Commander-Ruler est la méthode la moins adaptée pour l’étude des non-gaussianité, mais a été sélectionnée par la collaboration pour l’étude des bas  $\ell$  et des composantes astrophysiques. GMCA a été rejetée par la collaboration dans le cadre de tests sur les paramètres cosmologiques.

### Carte 143 GHz non nettoyée

La carte à 143 GHz est la plus adaptée pour contraindre la cosmologie. Elle est une des moins polluées par les avant-plans astrophysiques, a une bonne résolution angulaire et un faible bruit. En analysant cette carte, et en comparant aux cartes nettoyées, on peut

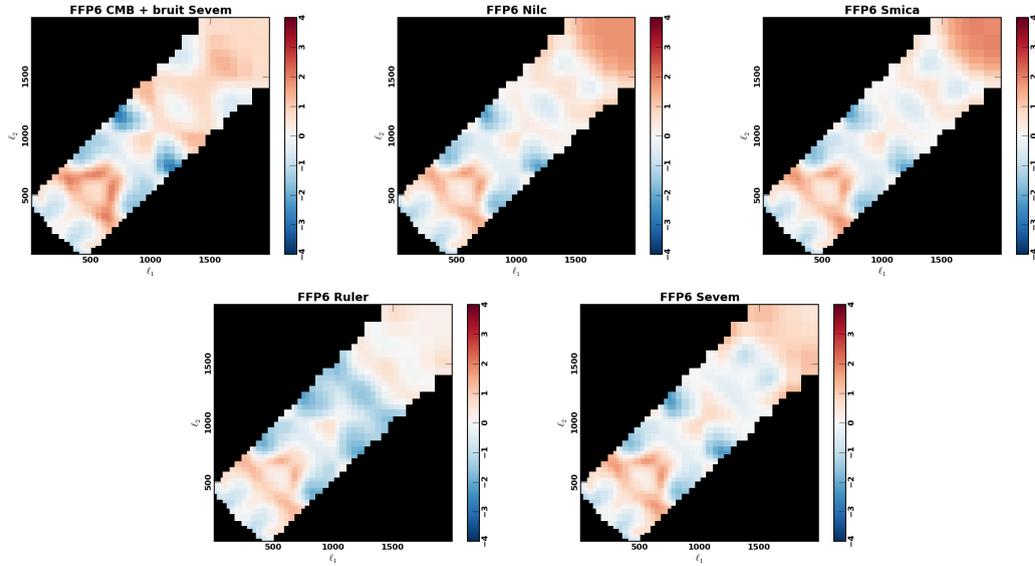


FIGURE 6.23 – Bispectre lissé des différentes méthodes de séparation de composantes pour les simulations FFP6, pour le bin 16 :  $\ell \in [425, 449]$ .

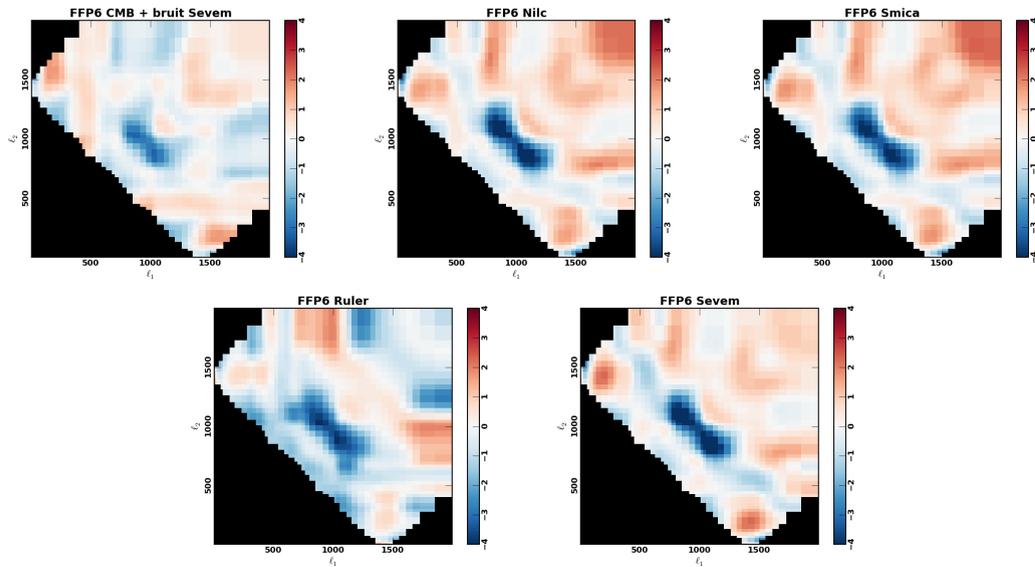


FIGURE 6.24 – Bispectre lissé des différentes méthodes de séparation de composantes pour les simulations FFP6, pour le bin 40 :  $\ell \in [1400, 1459]$ . On peut voir que les structures du CMB en entrée (en haut à gauche) sont observées dans les cartes nettoyées, avec un plus faible signal à haut  $\ell$  dans le cas de Ruler, très probablement lié aux points sources (cf. signal négatif dans les  $f_{NL}$  de la figure 6.22).

étudier l'impact des composantes non nettoyées. Figure 6.25, on montre les résultats de l'estimation de  $f_{NL}$  pour deux masques. Le premier masque est le masque commun utilisé dans l'analyse des cartes nettoyées ( $f_{\text{sky}} = 0.72$ ). On a alors un signal négatif significativement différent du signal en entrée pour la forme locale. Pour le deuxième masque, on ajoute une bande de  $\pm 30^\circ$  autour de l'équateur galactique (au total,  $f_{\text{sky}} = 0.46$ ), là où les avant-plans galactiques sont les plus forts. Le  $f_{NL}^{\text{local}}$  négatif est fortement atténué. Figure 6.26, on montre les bispectres lissés correspondants.

La composante astrophysique dominante à cette fréquence est la poussière, ce qui corrobore nos résultats de la section 6.3.

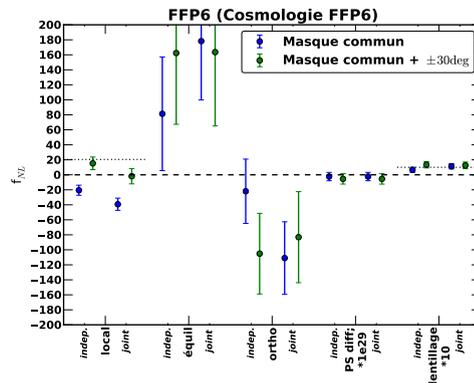


FIGURE 6.25 –  $f_{NL}$  de la carte à 143 GHz des simulations FFP6 analysées avec la cosmologie d'entrée. On voit que la principale pollution des avant-plans est un  $f_{NL}^{\text{local}}$  négatif, qui est fortement réduite lorsqu'on augmente la taille du masque galactique.

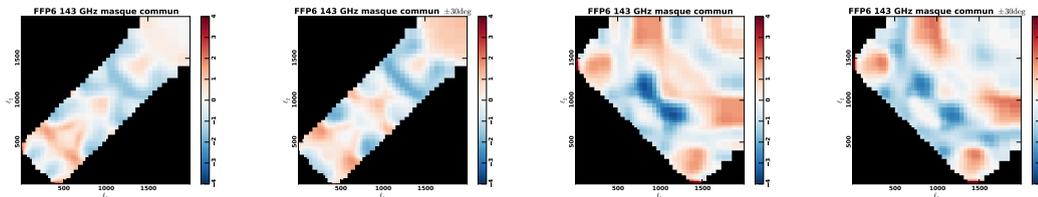


FIGURE 6.26 – Bispectre lissé de la carte à 143 GHz des simulations FFP6 analysées avec la cosmologie d'entrée, pour deux masques différents. À gauche pour le bin 16 :  $\ell \in [425, 449]$ , à droite pour le bin 40 :  $\ell \in [1400, 1459]$ . On voit la contribution positive dans les configuration *squeezed*, ce qui semble indiquer une influence de la poussière galactique. On peut remarquer que les structures obtenues dans le bispectre diffèrent peu entre les deux masquages, et qu'on les retrouve dans le bispectre des cartes nettoyées (cf. figure 6.24).

#### 6.4.4 Autres tests sur des simulations gaussiennes et non-gaussiennes

D'autres tests sur des simulations sont présentés dans [Planck Collaboration \[2013i\]](#). Les différentes implémentations de l'estimateur de  $f_{NL}$  sont testées sur des simulations gaussiennes sans bruit ainsi que sur d'autres contenant plusieurs formes de non-gaussianité primordiale avec un bruit réaliste. Une comparaison carte par carte montre un bon accord entre les différents estimateurs, à  $\sim 0.3 \sigma_{f_{NL}}$  près, dispersion prédite théoriquement. Ce même test a été effectué en présence d'un masque galactique et d'un masque de sources

ponctuelles, remplis comme décrit précédemment. Ces tests ont à nouveau prouvé que les estimations sont non biaisées et proches de l'optimalité. On retrouve ce même accord sur les données.

## 6.5 Tests sur les données

On vient de voir dans la section précédente que notre estimateur est non biaisé et quasi-optimal sur des simulations réalistes, incluant des masques, du bruit réaliste, des composantes astrophysiques nettoyées, et ce en présence ou non de non-gaussianité. Reste à tester les vraies données pour s'assurer que des effets non pris en compte dans les simulations ne polluent pas notre estimation.

### 6.5.1 WMAP

Plusieurs équipes indépendantes ont étudié la non-gaussianité dans les données WMAP. Dans cette section, on applique notre méthode aux données WMAP7; on prendra donc comme valeurs de référence celles de [Komatsu \*et al.\* \[2011\]](#) :

- $f_{NL}^{\text{local}} = 42 \pm 21$
- $f_{NL}^{\text{équilatéral}} = 29 \pm 140$
- $f_{NL}^{\text{orthogonal}} = -198 \pm 104.$

On étudie la carte combinant les canaux V et W :  $(W + 0.9*V) / 1.9$ , comme expliqué en index de [Komatsu \*et al.\* \[2009a\]](#). On utilise le masque KQ-75 ( $f_{\text{sky}} = 0.71$ ), le bruit pondéré comme expliqué dans le même index ( $\sigma_W = 6.549$  mK et  $\sigma_V = 3.137$  mK), et le lobe fourni par la collaboration. La résolution angulaire étant bien plus faible que pour Planck, on utilise  $N_{\text{side}} = 512$  et  $\ell_{\text{max}} = 1000$ .

La correction linéaire est estimée à partir de 80 réalisations Monte-Carlo, et les erreurs à partir de 50 cartes dont la correction linéaire est aussi corrigée avec 80 cartes.

Nos résultats sont hautement compatibles avec [Komatsu \*et al.\* \[2011\]](#) (cf. figure 6.27).

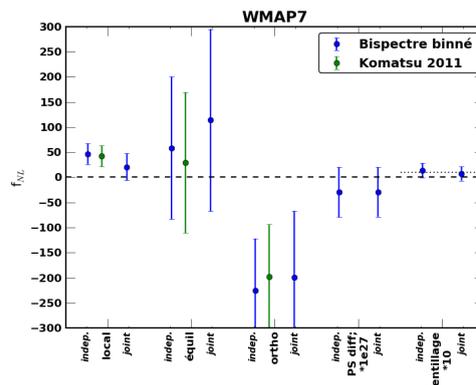


FIGURE 6.27 –  $f_{NL}$  de WMAP7. Notons que la normalisation du  $f_{NL}$  dû aux sources ponctuelles est différentes de celles des autres figures. On a donc un signal à  $1\sigma$  de la forme locale et de la forme orthogonale.

On a lissé le bispectre binné de WMAP7 avec  $\sigma_{\text{bin}} = 2$ . On observe des structures plus fines que dans les données Planck, cela est dû au fait qu'on a 64 bins pour  $\ell$  entre 2 et 1000, et donc une “résolution” plus grande. On ne voit pas de large structure en dehors de la statistique gaussienne.

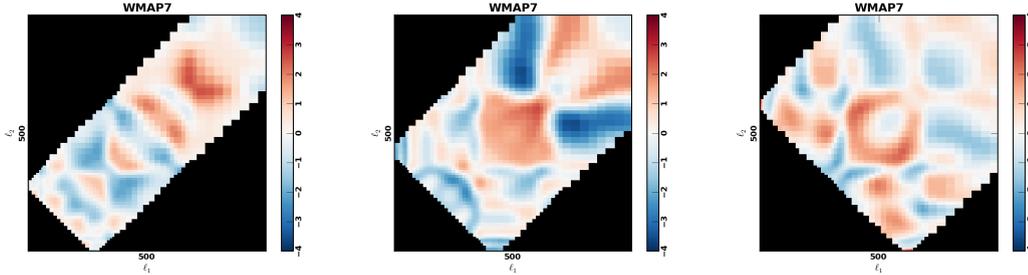


FIGURE 6.28 – Bispectre lissé de WMAP7. A gauche pour le bin 30 :  $\ell \in [271, 286]$ , au centre pour le bin 40 :  $\ell \in [385, 409]$ , à droite pour le bin 50 :  $\ell \in [612, 627]$ . On a des structures plus fines que dans le bispectre lissé des données à la résolution Planck, dû à la taille des bins.

On montre aussi la dépendance en fonction de  $\ell_{\text{max}}$  figure 6.29. On voit que l'estimation a déjà convergé autour de  $\ell_{\text{max}} = 700$ .

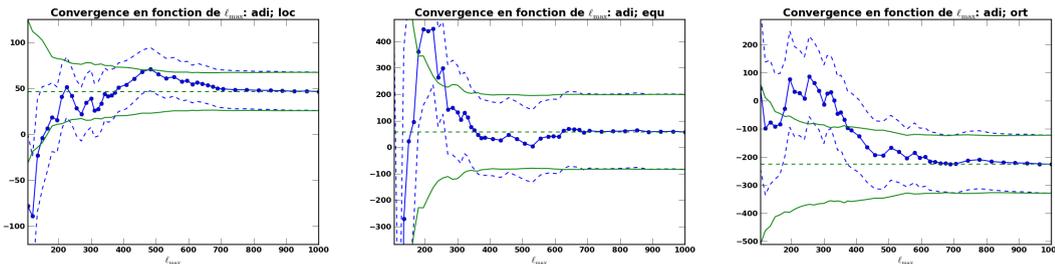


FIGURE 6.29 – Dépendance en fonction de  $\ell_{\text{max}}$  des  $f_{NL}$  de WMAP7.

### 6.5.2 Données intermédiaires Planck

Plusieurs versions des données ont été produites, prenant en compte la compréhension et donc le traitement de plus en plus poussé des effets systématiques instrumentaux, des avant-plans etc.

Dans cette section, on reporte des tests effectués sur les données DX8. Ces tests sont antérieurs à ceux présentés précédemment sur les simulations FFP6. Les méthodes de séparation de composantes, le traitement des données, ainsi que l'estimateur binné lui-même sont donc dans un état moins avancé de perfection.

### 6.5.3 Dépendance en fréquence

Le signal primordial du CMB devant être le même à toutes les fréquences, il est intéressant de vérifier la stabilité du signal entre les différentes fréquences “cosmologiques” de Planck, i.e. 70 GHz, 100 GHz, 143 GHz, et 217 GHz.

On a ici utilisé 32 bins, avec  $\ell_{\max} = 2000$ , la carte à 70 GHz est à  $N_{\text{side}} = 1024$ , les autres à 2048. On masque 40% du ciel au niveau de la galaxie ainsi que les sources ponctuelles ( $f_{\text{sky}} = 0.561$  à 70 GHz et 0.566 pour les autres). Les lobes sont fournis par la collaboration; le bruit est estimé sur les cartes de *half ring Jackknives*, et le spectre obtenu est lissé à l'aide de splines. On utilise 80 cartes pour la correction linéaire. Les  $f_{NL}$  de ces cartes sont montrés figure 6.30. Les trois fréquences les plus faibles ne sont pas significativement non-gaussiennes et sont compatibles entre elles. Ce n'est pas le cas de la carte à 217 GHz (figure, on a divisé les valeurs par 10), pour laquelle on a une forte détection de non-gaussianité locale négative, probablement due à de la poussière en dehors du masque, ainsi qu'une forte détection des autres formes bispectrales.

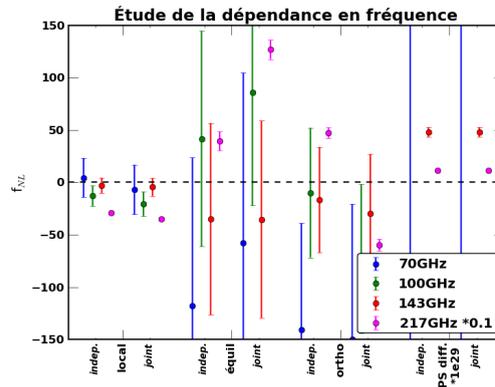


FIGURE 6.30 –  $f_{NL}$  des cartes à 70 GHz, 100 GHz, 143 GHz, et 217 GHz, pour les données DX8. On a divisé les  $f_{NL}$  de la fréquence 217 GHz et leur barre d'erreur par 10. On voit que les trois plus basses fréquences cosmologiques sont compatibles avec un ciel gaussien en dehors du masque, alors que la carte à 217 GHz est fortement polluée. La carte à 70 GHz a une trop faible résolution pour détecter le signal des points sources (haut  $\ell$  équilatéral); pour le cas à 100 GHz, le point est en dehors de la figure ( $194 \pm 36$ ). On voit aussi que le signal des points sources est fortement détecté à 217 GHz (les points sources radio émettent moins dans cette fréquence, mais la résolution est meilleure, ce qui explique cette forte détection. On a aussi une probable contribution des points sources infra-rouges).

Le bispectre lissé est montré figure 6.31. On a utilisé  $\sigma_{\text{bin}} = 1.5$ . On voit un clair signal bispectral à haut  $\ell$ , qui augmente avec la fréquence. Seules quelques structures aux grandes échelles semblent présentes dans les quatre cartes et sont probablement d'origine cosmologique. La contribution non-gaussienne positive observée ici est complètement hors de la statistique gaussienne, et probablement due à une forte contribution des points sources. Le masque de points sources utilisé ici n'est donc pas assez conservatif. La contribution de la poussière dans les configurations *squeezed* montre que la masque galactique n'est pas suffisant. Cependant on va voir dans la section suivante que la séparation de composantes semble nettoyer en grande partie ces signaux astrophysiques.

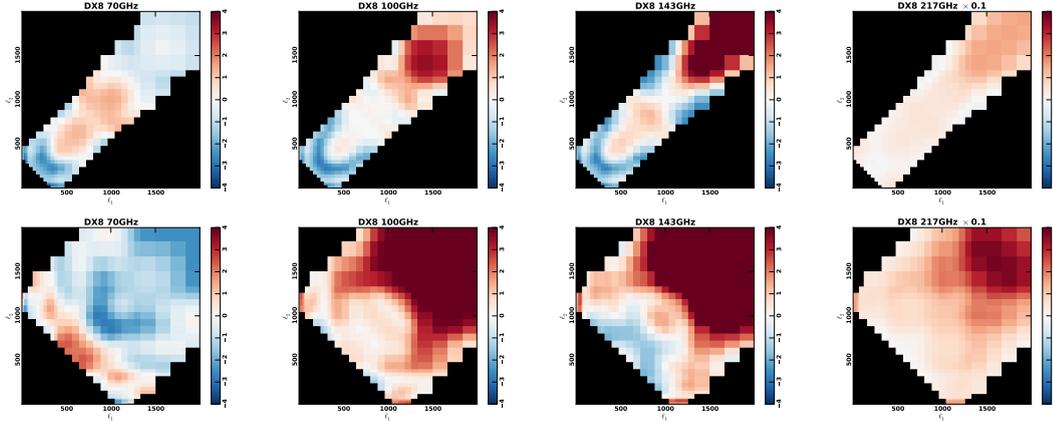


FIGURE 6.31 – Bispectre lissé des cartes à 70 GHz, 100 GHz, 143 GHz, et 217 GHz, pour les données DX8. En haut le bin 25 :  $\ell \in [361, 401]$ , en bas pour le bin 25 :  $\ell \in [1112, 1184]$ . Certaines structures à très bas  $\ell$  semblent être présentes dans toutes les fréquences, mais on a une très large pollution aux haut multipôles, due aux avant-plans en dehors du masque (probablement la poussière dans les configurations *squeezed* positive, et les points sources à haut  $\ell$ ).

#### 6.5.4 Dépendance en fonction des méthodes de séparation de composantes

On a validé les méthodes de séparation de composantes sur simulations en section 6.4.3. On va maintenant étudier leur performance sur les vraies données. On utilise pour cela le même estimateur que dans la section précédente.

On voit, figure 6.32, que les différentes méthodes donnent des résultats compatibles, sauf pour Commander-Ruler qui a une contribution négligeable des points sources. Le signal positif pour le  $f_{NL}^{\text{local}}$  est entièrement imputable au lentillage-SWI, dont on ne mesurait pas encore l'effet dans cette version de l'estimateur. Ces résultats ont été comparés aux mesures d'autres estimateurs dans la collaboration, et sont hautement compatibles. Figure 6.33, on voit que les structures présentes à bas  $\ell$  dans le bispectre lissé des données brutes sont toujours présentes pour les données nettoyées. On voit maintenant des structures qui semblent compatibles avec la statistique gaussienne, sauf à haut  $\ell$ , où les sources radio dominent. Les résultats sont similaires aux cas des simulations, où les régions à  $\ell$  bas et intermédiaires étaient dominées par le signal cosmologique. Les structures observées dans les bispectres lissés des cartes brutes sont donc bien dues à la contribution des composantes astrophysiques.

#### 6.5.5 Dépendance en fonction du masque

Les résidus d'avant-plans astrophysiques qui peuvent polluer les cartes après séparation de composantes sont *a priori* plus forts à la bordure des masques. Pour étudier ces résidus pour les différentes méthodes de séparation de composantes, on a fait varier la taille du masque. On a convolué le masque avec une gaussienne, et en choisissant le seuil de masquage, fait varier la taille du masque autour des points sources et sur les bords du

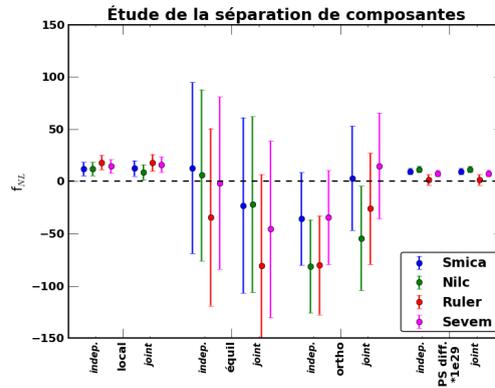


FIGURE 6.32 –  $f_{NL}$  après séparation de composantes des données DX8. Les différentes méthodes sont compatibles. Commander-Ruler a une faible contribution des points sources, comme pour les simulations, et les données finales.

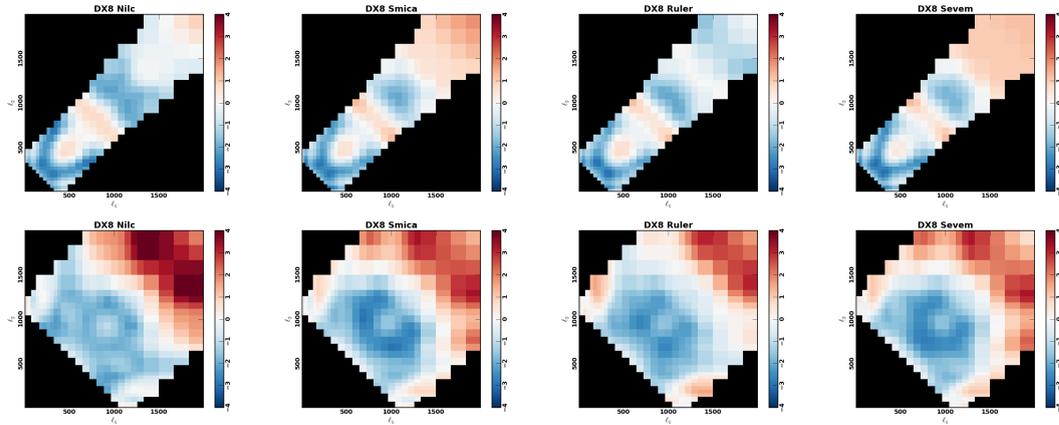


FIGURE 6.33 – Bispectre lissé après séparation de composantes des données DX8. Les mêmes structures sont observables pour les différentes méthodes, sauf pour les haut  $\ell$ , où Commander-Ruler a une plus faible contribution des points sources. En haut le bin 15 :  $\ell \in [361, 401]$ , en bas pour le bin 25 :  $\ell \in [1112, 1184]$ .

masque galactique. On passe ainsi du masque d'union ( $f_{\text{sky}} = 0.682$ ) au masque élargi ( $f_{\text{sky}} = 0.599$ ).

Au niveau du  $f_{NL}$ , la variation est inférieure à la barre d'erreur pour les formes primordiales. Elle est de l'ordre de la barre d'erreur pour les points sources non résolus (voir figure 6.34)<sup>7</sup>. On a donc une présence éventuelle, sur les bords du masque, de points sources galactiques non résolus, ou une contribution des queues des points sources détectés. On voit aussi cet effet sur le bispectre lissé (voir figure 6.35). Cette forme étant faiblement corrélée avec les formes primordiales, il est plus optimal d'augmenter la fraction de ciel utilisée que d'essayer de réduire ce potentiel signal des points sources. Le masque utilisé pour la séparation de composantes semble donc satisfaisant pour la mesure de  $f_{NL}$ .

7. Une partie de cette variation est due aux réalisations différentes de la correction linéaire, mais cela ne peut pas expliquer le fait que la variation soit stable selon la méthode de séparation de composantes.

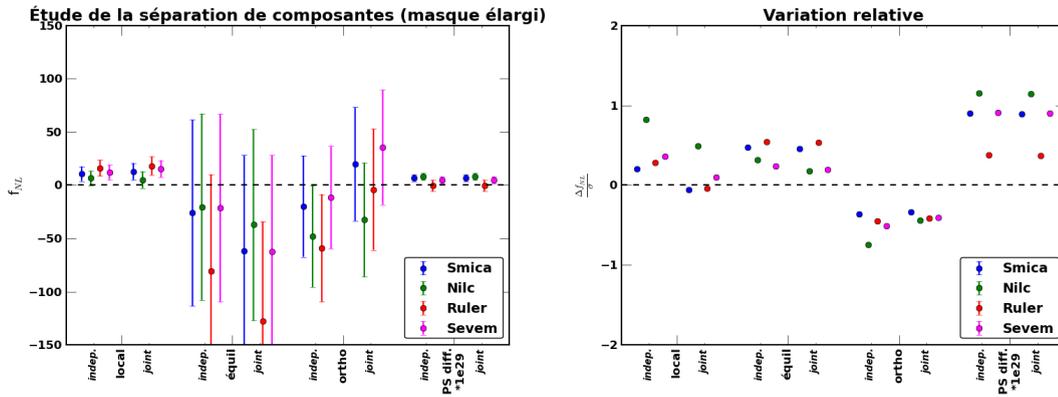


FIGURE 6.34 – Effet du masque sur des cartes nettoyées. On voit qu’un changement de 12% de la taille du masque autour de la galaxie et des points sources ne change pas de façon significative nos résultats.

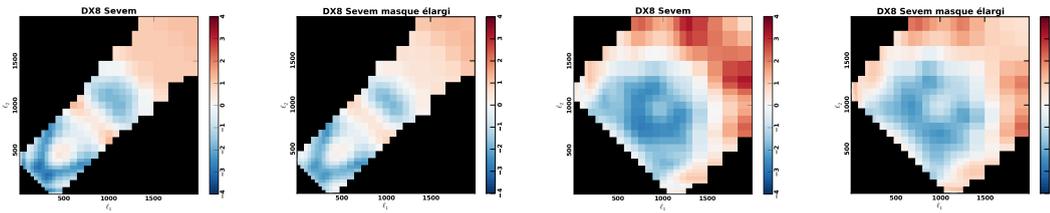


FIGURE 6.35 – Effet du masque sur des cartes nettoyées. On voit que la contribution à haut  $\ell$  est réduite lorsqu’on augmente la taille du masque. On montre ici la méthode Sevem, pour le bin 15 :  $\ell \in [361, 401]$ , et le bin 25 :  $\ell \in [1112, 1184]$ .

### 6.5.6 Autres tests sur les données finales

D’autres tests sur les données finales sont présentés dans [Planck Collaboration \[2013i\]](#). Différents masques ont été appliqués à la carte Smica 2013 ( $f_{\text{sky}} = 0.89, 0.73, 0.56$  et  $0.32$ ). Seule la contribution des sources radio change significativement, et est moindre que dans les données intermédiaires. Les différentes fréquences cosmologiques ont aussi été analysées avec un large masque, et les résultats sont compatibles entre eux, sauf à nouveau pour les points sources. Les différences de résolutions et de niveaux de bruit sont responsables de ces changements : plus la résolution est bonne et le bruit faible, plus on est sensible aux sources ponctuelles. Les *jackknives* (cf. section 4.3.7 : *half-rings* pour Smica et 143 GHz, différences de relevés (6 mois de données : *survey*), et sous ensembles de détecteurs pour 143 GHz) ont aussi été analysés, et la non-gaussianité est négligeable. Le signal astrophysique non variables, ainsi que le signal cosmologique, sont soustraits dans ces cartes, et on teste principalement les variations temporelles ( $\sim 20$  minutes pour les *half-rings*,  $\sim 6$  mois pour les *surveys*) des systématiques instrumentales. Aucune systématique variable ne semble polluer l’étude des non-gaussianités.

## 6.6 Conclusion

Le travail décrit dans ce chapitre a contribué aux résultats publiés dans [Planck Collaboration \[2013i\]](#), ainsi qu'à leur validation.

Les mesures de non-gaussianités sur les données finales nettoyées, sont résumées en mettant l'accent sur les résultats de l'estimateur binné, obtenus avec Bartjan van Tent. Le CMB observé par Planck est compatible avec les modèles d'inflation les plus simples, et on détecte pour la première fois le signal dû au lentillage-SWI, ainsi qu'une forte contribution des sources ponctuelles. On montre aussi que l'étude du bispectre de façon non paramétrique, en utilisant le bispectre lissé, révèle des traces de non-gaussianités significatives, dont l'origine reste encore à expliquer.

On a ensuite présenté la validation de ces résultats effectuée durant cette thèse.

Les tests de notre estimateur sur des cas simples ont permis de valider la méthode de remplissage du masque par diffusion, ainsi que la méthode de la correction linéaire. L'étude du couplage lentillage-SWI sur des simulations, a été comparée à une estimation indépendante utilisée dans [Planck Collaboration \[2013e\]](#), et donne des résultats similaires.

On a ensuite montré les campagnes de test sur les simulations *Full Focal Plane* et les données intermédiaires. Ces tests ont permis de comparer l'estimateur binné à d'autres estimateurs utilisés dans la collaboration et ont aussi servi à sélectionner les méthodes de séparation de composantes les plus performantes en ce qui concerne la non-gaussianité.



## Chapitre 7

# Impact des systématiques sur la mesure des non-gaussianités : les rayons cosmiques

Dans le chapitre précédent, on a étudié les effets des avant-plans et d'autres effets dûs à l'observation, comme l'effet du masque ou du bruit anisotrope. Dans ce chapitre, on va étudier l'effet des rayons cosmiques sur la mesure de la non-gaussianité dans Planck.

### 7.1 Glitches

Lorsque des particules énergétiques interagissent avec les bolomètres et les composantes cryogéniques de Planck, ils produisent des pics de forte amplitude dans les TOI, suivis d'une décroissance exponentielle ; ces événements sont appelés glitches. La forme temporelle de ces glitches dans les données dépend des composantes du détecteur touchées par les rayons cosmiques (cf. figure 7.3). Plus de 95% des données temporelles sont affectées par les glitches. Il est donc primordial de les traiter de façon appropriée.

#### 7.1.1 Origine des glitches

Le point de Lagrange L2 est bombardé de particules de haute énergie d'origine solaire ou galactique. Les particules solaires, moins énergétiques, sont majoritairement stoppées par les différentes composantes externes du satellite. Les rayons cosmiques galactiques atteignant les détecteurs sont principalement des protons (89%) et des noyaux d'hélium (particules alpha : 10%) [Mewaldt *et al.* 2010]. Le taux de glitches dans les données Planck, ainsi que dans d'autres capteurs dans la région de L2, est anti-corrélé avec l'activité solaire (cf. figure 7.1). Les vents solaires dévient les particules d'origine galactique.

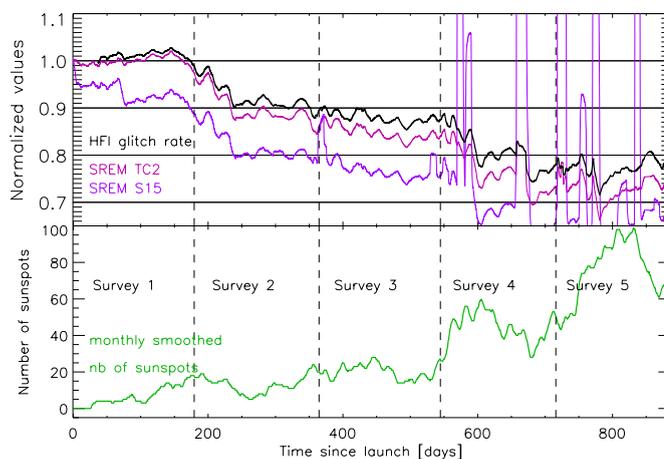


FIGURE 7.1 – En haut : en noir, le taux de glitches dans les TOI. En rose, le taux mesuré par le Standard Radiation Event Monitor (SREM) pour  $E > 0.085$  MeV et en violet pour  $E > 3$  MeV. En bas : Nombre moyen de taches solaires, qui reflètent l'activité solaire. Figure de [Planck Collaboration \[2013b\]](#)

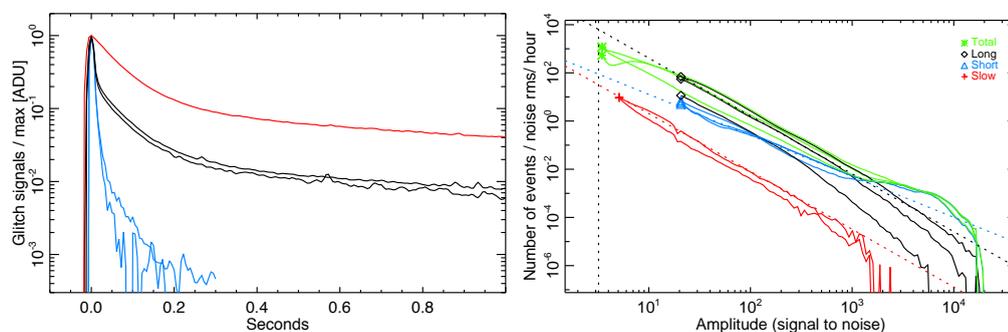


FIGURE 7.2 – Les 3 familles de glitches (noir : longs, bleu : courts, rouge : lents). A gauche, les modèles moyens pour un bolomètre de type PSB. A droite, la distribution en énergie de l'amplitude au pic en unité de signal sur bruit. Les lignes pointillées montrent les lois de puissance. La ligne pointillée verticale est le seuil de détection à la fin de la procédure de nettoyage. Figure de [Planck Collaboration \[2013b\]](#)

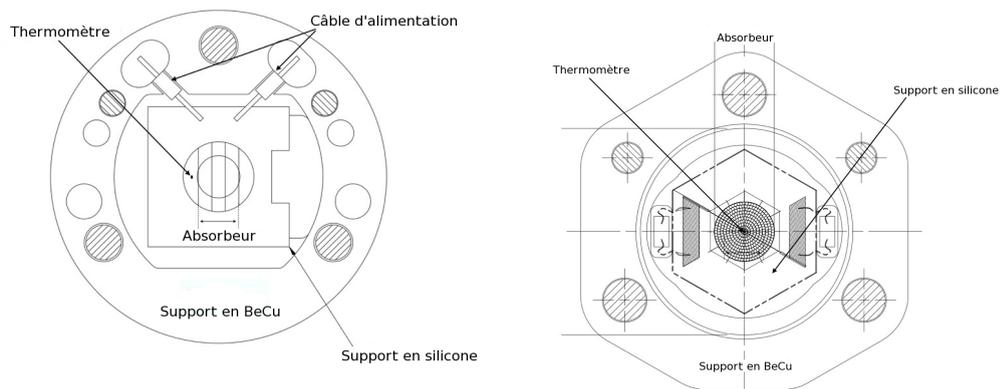


FIGURE 7.3 – Schéma mécanique des bolomètres et leur support : à gauche, un Polarization Sensitive Bolometer (PSB), à droite un Spider Web Bolometer (SWB). Figure adaptée de [Catalano \*et al.\* \[2014\]](#)

## Familles de glitches

En moyenne, Planck détecte un événement par seconde [Planck Collaboration 2013b]. En paramétrant le signal produit par les glitches par une somme d'exponentielles décroissantes, trois familles de glitches ont été identifiées (cf. figure 7.2) :

- Les glitches courts : ils ont une forte amplitude, et la décroissance est rapide, avec une fonction de transfert proche de celle du signal de sources sur le ciel. Ils sont produits par l'interaction de rayons cosmiques avec l'absorbeur ou le thermomètre.
- Les glitches longs : ils ont une amplitude intermédiaire, la même décroissance rapide, mais des queues à plus haute amplitude. Ce sont les glitches les plus fréquents. Ils sont probablement produits par l'impact de rayons cosmiques sur le support en silicone. Le signal est très rapidement propagé vers le thermistor par des phonons balistiques, i.e. non thermiques, et produit la partie rapide du glitch, qui décroît avec la constante de temps du bolomètre. La queue longue est due à l'élévation globale de la température et à son lent refroidissement à travers les liens thermiques .
- Les glitches lents : Ils n'ont pas de décroissance rapide, mais ont des queues longues. Ils ne sont pas observés dans les tests au sol pour le moment, et leur origine reste inconnue.

## Événements en coïncidence

La majorité des événements longs sont en coïncidence entre les paires de PSB-a et PSB-b, les autres événements sont discutés dans la section suivante. Figure 7.4, on montre la distribution 2D de ces événements pour les glitches longs et courts : lorsqu'un événement est détecté dans le PSBa, on mesure l'amplitude de l'événement détecté dans le PSBb. Presque tous les glitches longs sont détectés en coïncidence, et le facteur de proportionnalité peut varier entre 0.25 et 4. Pour les glitches courts, la distribution 2D est plus compliquée. 50% des événements sont mesurés en coïncidence, le reste étant compatible avec des coïncidences fortuites. Les bolomètres d'une même paire étant superposés, on peut expliquer cette observation et confirmer l'interprétation quant à l'origine des familles de glitches. Un rayon cosmique qui traverse le support en silicone du premier bolomètre peut alors aussi traverser celui du second après avoir déposé une partie de son énergie (glitch long) . Si le rayon cosmique interagit avec l'absorbeur ou le thermomètre (glitch court), il peut produire des particules secondaires ( $e^-$ ) qui vont impacter le second. Ces détections en coïncidence peuvent être gênantes pour l'analyse polarisée, et créer de la polarisation apparente dans les paires de bolomètres.

## Autres signaux produits par les rayons cosmiques

Il existe d'autres types de signaux produits par les rayons cosmiques. Pendant les éruptions solaires, le taux de glitches augmente fortement. Au cours de la mission Planck, 13 éruptions ont été observées. Elles durent quelques heures, et échauffent les bolomètres ; les données acquises pendant ces événements n'ont pas été utilisées pour l'analyse. Il existe aussi des cas où plusieurs détecteurs sont touchés en même temps. Ces

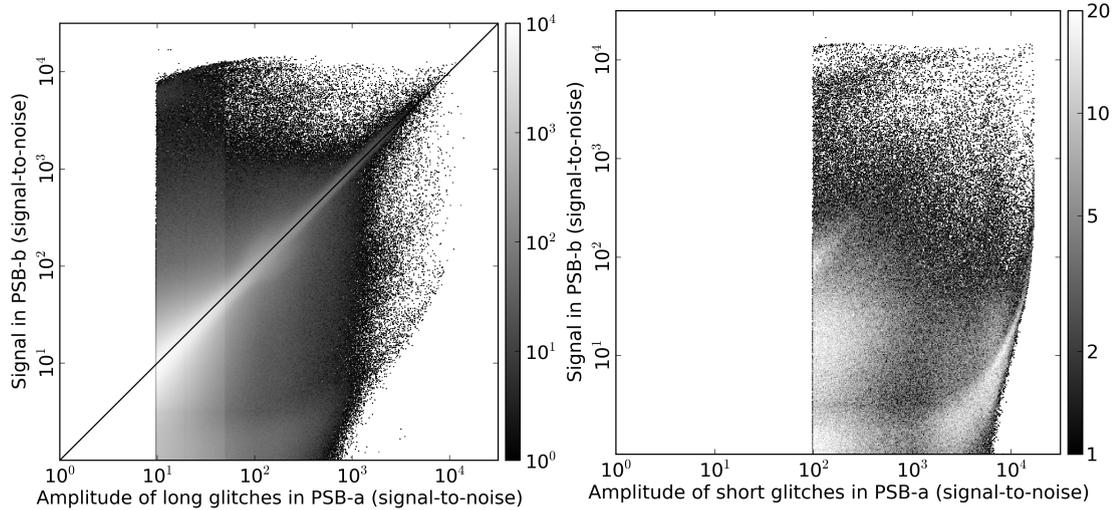


FIGURE 7.4 – Distribution 2D des glitches dans les paires de PSB, ici 143-4a et 4b. A gauche, les glitches longs : un rayon cosmique traversant le support en silicone du PSBa va aussi frapper le support du PSBb, et l’amplitude de détection est proportionnelle (la ligne noire diagonale indique un signal identique dans les deux bolomètres). A droite, les glitches courts : un rayon frappant la grille absorbante peut produire une gerbe d’électrons qui va aller déposer de l’énergie dans la grille du second bolomètre. Figure de [Planck Collaboration \[2013b\]](#)

événements, appelés HCE (*High Coincidence Events* lorsque plus de 15 détecteurs sont touchés simultanément), échauffent le plan focal de quelques  $nK$  à quelques  $\mu K$ . Planck a détecté environ 5 HCE par heure. Ils sont probablement dûs à des gerbes de particules secondaires après l’interaction des rayons cosmiques avec le satellite. L’élévation de la température du plan focal due à l’interaction des particules induit une corrélation du bruit à basse fréquence entre les bolomètres.

### 7.1.2 Traitement des glitches

Le traitement est effectué anneau par anneau [[Planck Collaboration 2014d](#)]. Le processus est itératif :

- Une estimation du ciel est faite en utilisant la redondance de la mesure sur un anneau (environ 60 cercles). On interpole le signal en utilisant des splines pour éviter les effets sub-pixel, et on soustrait ce ciel estimé à la TOI.
- On ouvre une fenêtre de 1000 échantillons, et on estime la moyenne quadratique du bruit.
- Pour chaque événement au dessus du seuil de détection (le seuil final est fixé à  $3.2 \sigma$  du bruit), on fait un ajustement joint des modèles de glitches longs et courts<sup>1</sup>.
- Dans le cas de glitches longs (et pour les glitches lents), les modèles ajustés sont soustraits et la partie où le modèle est à plus de  $1 \sigma$  n’est pas utilisée pour les cartes. Dans le cas des glitches courts, les données pour lesquelles le modèle correspondant est à plus de  $0.1 \sigma$  ne sont pas utilisées, aucune estimation n’est soustraite.

1. Les modèles sont obtenus en empilant des événements de très hautes amplitudes ( $\sim 1000\sigma$ )

- Une fois ce nettoyage effectué, on applique un filtre adapté pour une exponentielle décroissante à constante de temps de 2 s au signal restant, pour détecter les événements ayant échappé au nettoyage.
- On fait une nouvelle estimation du signal du ciel, et on baisse le seuil de détection des glitches, puis on recommence la procédure de nettoyage.

A chaque itération, le seuil de détection diminue d'un facteur constant, jusqu'au seuil de  $3.2 \sigma$  (cf. figure 7.2). Une fois ce nettoyage terminé, 8% à 20% des données sont rejetées, selon les bolomètres.

### Rayons cosmiques sous le seuil de détection

La sensibilité des détecteurs de Planck-HFI est telle que presque tous les rayons cosmiques sont détectés [Planck Collaboration 2013b]. En effet, pour certains bolomètres, on observe une coupure à basse énergie dans la distribution cumulative des glitches longs (cf. figure 7.5), qui correspond au minimum d'énergie déposée par des protons énergétiques sur le support en silicone (140 keV en incidence normale). Cette coupure est une des preuves les plus flagrantes que les glitches longs sont dûs à l'interaction des rayons cosmiques avec le silicone. Elle est significativement détectée pour tous les bolomètres, et sert à calibrer l'énergie déposée par les rayons cosmiques.

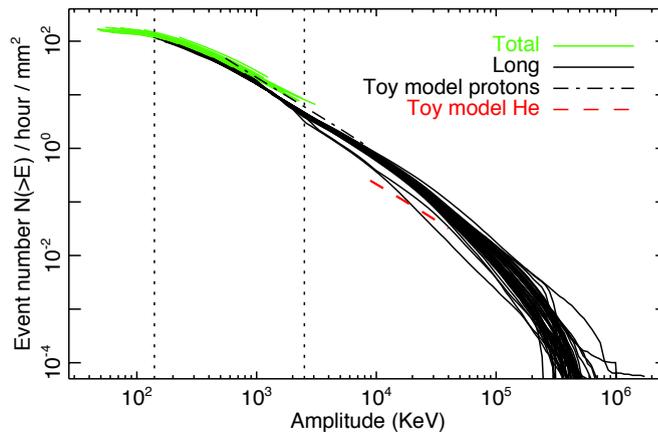


FIGURE 7.5 – Distribution cumulative des glitches de type long par unité de surface du support en silicone  $N(>E)$ . Les lignes pointillées verticales représentent les minima d'énergie déposée par les protons ( $\sim 140$  keV) et par l'hélium ( $\sim 3000$  keV) sur le support en silicone. Figure de Planck Collaboration [2013b].

Pour les détecteurs ayant un fort taux de glitches détecté, dû à un lien thermique plus important entre la grille et le support en silicone, la coupure est au delà du seuil de détection de la procédure de nettoyage. Ainsi, ces bolomètres détectent presque tous les événements. Pour les autres détecteurs, une partie des glitches n'est pas détectée.

Comme on a pu l'observer, les paires de bolomètres PSB sur un même module détectent la plupart des glitches longs en coïncidence. Les spectres de puissance croisés entre les TOI nettoyées des PSB-a et PSB-b sont montrés figure 7.6. On voit que les paires étant sur un même module (courbes bleues) sont bien plus corrélées que les PSB sur des modules différents (courbes rouges). Ces corrélations sont dues aux événements sous le

seuil de détection. Plus les détecteurs ont un taux de glitch élevé, et donc un nombre plus faible de glitches non détectés, plus la corrélation est faible. Cela permet de quantifier le nombre d'événements sous le seuil.

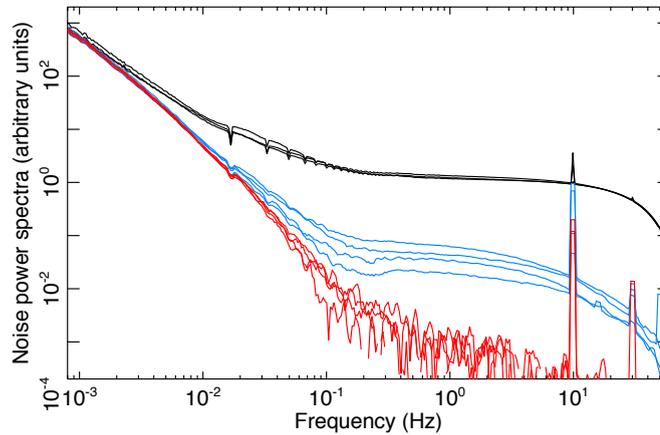


FIGURE 7.6 – Spectres de puissance croisés pour quelques TOI à 100 GHz. L'estimation du ciel, ainsi que les queues des glitches détectés ont été retirées des TOI, c'est la partie non projetée sur les cartes qui est montrée. En noir, les auto-spectres calibrés, en bleu, les spectres croisés pour les PSB d'un même module, et en rouge pour des PSB de différents modules. Pour les courbes bleues, les paires de bolomètres ayant un taux de glitches plus faible sont ceux ayant la plus forte corrélation. Le pic à 10 Hz est dû aux vibrations du refroidisseur à 4 K. Figure de [Planck Collaboration \[2013b\]](#).

Il a été estimé que les glitches, après soustraction, ont un faible impact sur l'analyse cosmologique au niveau du spectre de puissance. Cependant, le signal créé par les glitches étant bien au delà de la statistique gaussienne (cf. sections suivantes), le nettoyage imparfait des données pourrait polluer l'analyse des non-gaussianités. Les glitches sous le seuil de détection ajoutent un bruit systématique non-gaussien (positif, piqué et asymétrique).

Ce nettoyage imparfait peut aussi polluer la réalisation des cartes, en particulier le *destriping* des cartes (cf. section 4.3.6), ce qui peut avoir un effet sur les non-gaussianités [[Donzelli et al. 2009](#); [Efstathiou 2005](#)]. Les erreurs sur les *offsets* pourraient être non-gaussiennes à cause des glitches sous le seuil ou des queues résiduelles.

## 7.2 Simulations

Comme expliqué dans la section précédente, l'abondance de rayons cosmiques détectés dans les données a permis de caractériser leur effet au niveau des TOI.

Pour étudier l'effet des rayons cosmiques sur l'estimation des non-gaussianités, on va donc devoir faire des simulations directement au niveau des TOI, en distribuant aléatoirement des glitches, ayant les mêmes propriétés (taux, amplitude, constantes de temps etc.) que les données.

Ces TOI simulées sont ensuite traitées comme les données réelles.

Pour isoler l'effet des glitches, on fait deux simulations :

- Une simulation avec une réalisation de CMB et de bruit<sup>2</sup>, à laquelle on ajoute l’effet des rayons cosmiques.
- Une simulation avec la même réalisation de CMB et de bruit, mais sans l’effet des rayons cosmiques.

On va se restreindre à la simulation de la fréquence 143 GHz, fréquence la plus sensible pour la cosmologie. Ce canal contient 11 bolomètres (8 PSB : 1-4 et 3 SWB : 5-7).

### 7.2.1 Étapes de la simulation

Dans cette section, on décrit les simulations qu’on a utilisé pour étudier l’effet des glitches. Les TOIs produites sont ensuite projetées sur une carte pixelisée en utilisant Polkapix<sup>3</sup>, qui est une méthode de fabrication de carte utilisée pour les données [Tristram *et al.* 2011].

#### Simulation avec glitches

Voici les étapes de la simulation “avec glitches” (Les numéros entre parenthèses correspondent aux étapes représentées figures 7.7 et 7.8) :

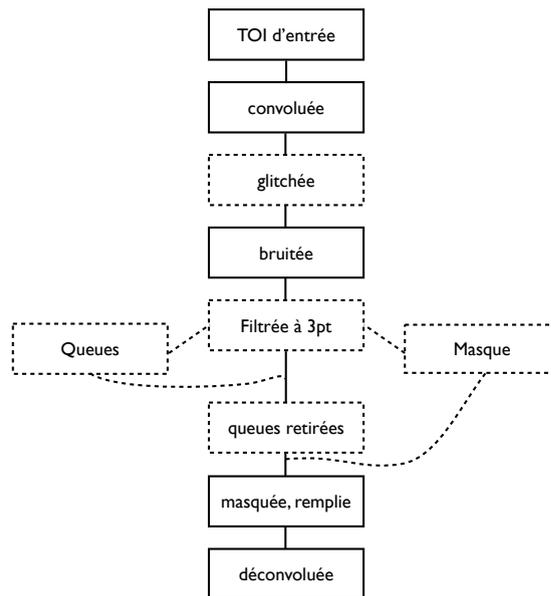


FIGURE 7.7 – Schéma des étapes de la simulation. Les étapes spécifiques au cas “avec glitches” sont en pointillés.

- On génère une carte de CMB gaussien avec le PSM (Planck Sky Model), avec une résolution de 5’,  $N_{\text{side}} = 2048$ , jusqu’à un multipôle de 5000. La cosmologie utilisée est celle de Planck 2013.

2. Le processus de nettoyage des glitches ne peut pas être fait sans qu’il y ait de bruit dans les simulations, puisque l’efficacité de la méthode de soustraction dépend du bruit (cf. section 7.1.2).

3. Une procédure de construction de carte indépendante et simplifiée a aussi été implémentée dans le cas de la température pour faire des tests intermédiaires.

- A partir des informations de pointage du satellite, et du lobe optique, des données ordonnées en temps sont simulées (1).
- Cette TOI est convoluée par la fonction de transfert du bolomètre concerné, i.e. la réponse thermique et électronique du détecteur au signal d’entrée.
- Des glitches sont ajoutés de façon aléatoire (loi de Poisson), en suivant les spectres observés dans les vraies données (2), et les modèles des trois familles décrits précédemment.
- Du bruit est ajouté, basé sur le bruit estimé dans les données<sup>4</sup>(3).
- Cette TOI est filtrée à 3 points (étape nécessaire pour les données, pour éviter le *ringing* lors de la démodulation (cf. section 4.3.2).
- Le processus de nettoyage des glitches suit la description faite en section 7.1.2 : les queues de glitches estimées (4) sont soustraites à la TOI, et on masque là où l’amplitude est trop forte (zones bleues), ainsi que là où le pointage du satellite est instable, au début et à la fin de chaque anneau.
- On déconvolue la TOI par le filtre à 3 points (5).
- La partie masquée est remplie par une réalisation de bruit (6).
- On déconvolue par la fonction de transfert des bolomètres (7).

### Simulation sans glitches

Dans le cas “sans glitches”, la TOI créée à partir de la carte est convoluée par la fonction de transfert, bruitée, masquée, remplie par une réalisation de bruit, et déconvoluée par la fonction de transfert. Le masque appliqué est strictement le même que dans le cas des glitches (i.e. incluant les échantillons pollués par les glitches) pour qu’on compare bien des données ayant strictement le même nombre d’échantillons.

### Limites de la simulation

Il est important de noter que les simulations produites ici n’incluent pas la corrélation entre les bolomètres polarisés d’une même paire (cf. section 7.1.1). L’effet des résidus de glitches sur la polarisation est donc probablement sous-évaluée. Une autre limitation concerne les glitches sous le seuil. Par définition, les rayons cosmiques correspondant ne sont pas détectés, et leurs caractéristiques sont donc extrapolées à partir des glitches détectés. Cependant, on a vu que pour de nombreux bolomètres, on observe une coupure à basse amplitude et qu’on a donc détecté ces rayons cosmiques de faible amplitude. Tous les bolomètres, une fois calibrés en amplitude, ont la même distribution en énergie de glitches. On utilise alors les bolomètres sensibles pour prédire la distribution des glitches sous le seuil des autres bolomètres.

---

4. Le bruit dans les données est estimé à partir des TOI dont une estimation du signal a été soustraite, les glitches sous le seuil de détection sont donc inclus dans ce bruit.

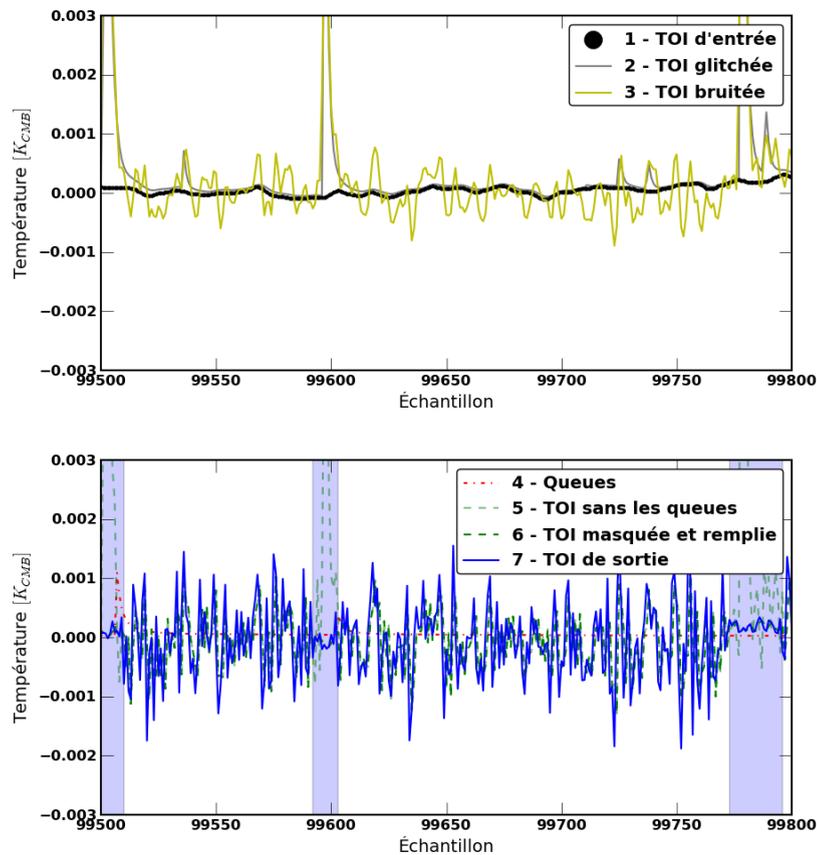


FIGURE 7.8 – TOIs montrant les étapes de la simulation. On voit des glitches sous le seuil de détection (échantillons  $\sim 99540$  et  $99740$ ). 1 : La TOI est générée à partir de la carte de CMB du PSM. 2 : On ajoute des glitches. 3 : Une réalisation de bruit instrumental est ajoutée. 4 : Les queues sont estimées. 5 : On soustrait ces queues et déconvolue de la fonction à 3 points. 6 : La partie rapide des glitches est masquée (zones bleues), et une réalisation de bruit y est générée. 7 : La TOI finale.

## 7.2.2 Étude des résidus de glitches

Dans cette section, on va étudier les résidus de glitches sur les TOI et les cartes, leur histogramme (statistique à un point), et leur spectre de puissance (statistique à deux points).

### Résidus au niveau des TOI

La TOI des résidus est obtenue en prenant la TOI finale de la simulation avec glitches, à laquelle on soustrait celle de la simulation sans glitch. Figure 7.9, on représente quelques échantillons dans le cas du bolomètre 143-5, ainsi que l'histogramme pour un anneau entier. On voit clairement la présence de rayons cosmiques sous le seuil de détection. L'histogramme montre une distribution fortement non-gaussienne, piquée et asymétrique.

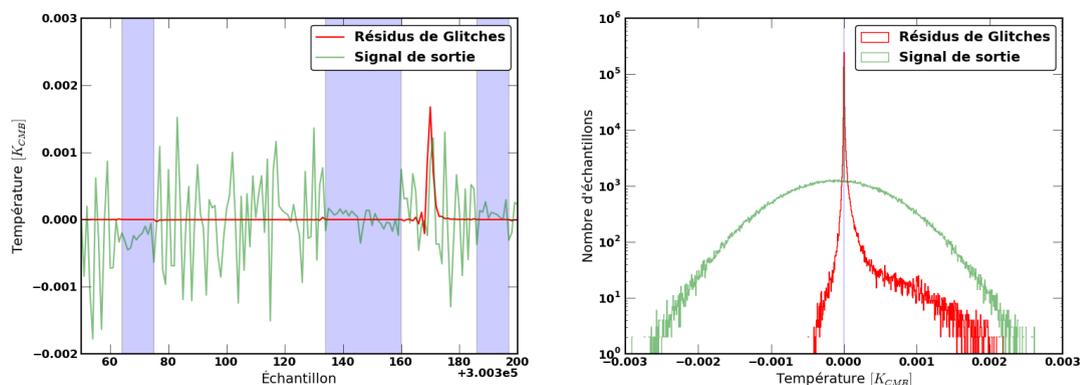


FIGURE 7.9 – Données temporelles de l'anneau 13723 de la simulation avec glitches pour le bolomètre 143-5. Le signal de sortie de la simulation est en vert, le résidu de glitches en rouge, et les parties rejetées de l'analyse sont masquées en bleu. Gauche : TOI, où l'on voit un glitch sous le seuil de détection. Droite : Histogramme de cette TOI.

### Résidus au niveau des cartes

On obtient une carte en température pour chaque bolomètre, une carte combinée en température et une carte polarisée. Dans le cas de la simulation avec glitches, le signal présent dans la carte obtenue à la fin de la procédure décrite dans la section 7.1.2, est noté  $T + g$ , où  $T = s + n$  inclut le CMB convolué par le lobe  $s$ , et le bruit  $n$ ;  $g$  représente les résidus de glitches, incluant aussi les éventuelles erreurs de *destriping*. Dans le cas de la simulation sans glitch, la carte obtenue est simplement  $T$ . On a donc accès à la carte des résidus de glitches  $g$  en faisant la différence entre nos deux simulations.

Figure 7.10, on voit que les résidus de glitches sont allongés dans la direction de balayage. On voit dans l'histogramme des cartes mono-bolomètre et des cartes combinées I et Q, figure 7.11, que la distribution est aussi non-gaussienne, bien que moins piquée (Notons qu'on compare ici la statistique d'un anneau, figure 7.9, avec la statistique de toute la mission Planck, figure 7.11). On peut remarquer que les bolomètres polarisés ont des résidus plus forts que les SWB.

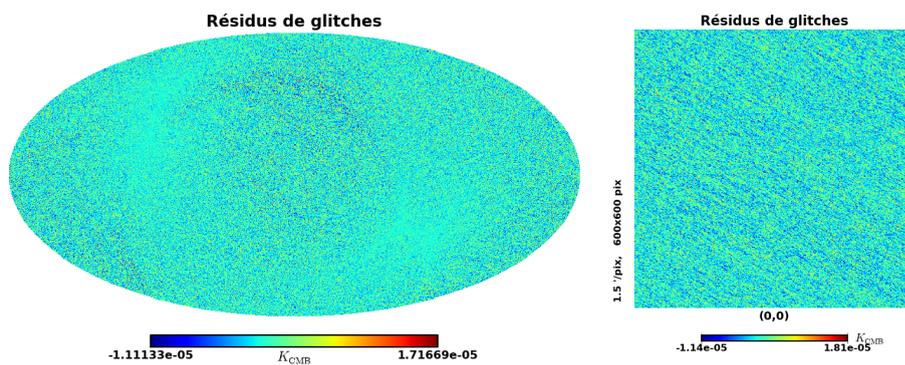


FIGURE 7.10 – Carte des résidus de glitches (gauche) et un détail en son centre (droite). On voit que les résidus sont allongés dans la direction de balayage.

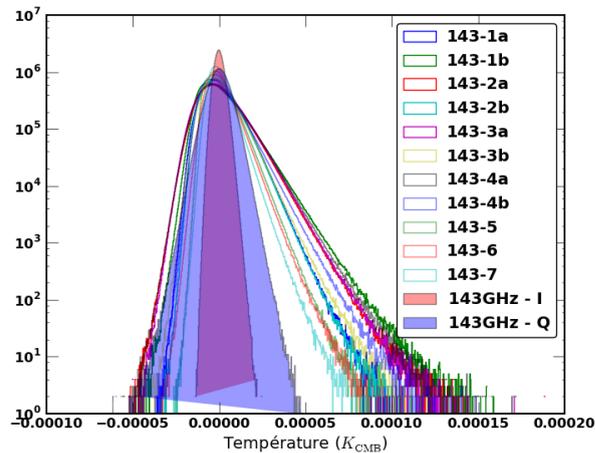


FIGURE 7.11 – Histogramme des résidus de glitches au niveau de la carte. Les cartes mono-bolomètres sont très non-gaussiennes, avec des fortes queues positives. On peut remarquer que les bolomètre polarisés (1-4) ont des queues plus fortes. Les cartes combinées de température I et de polarisation Q, créées par Polkapix, ont des queues plus faibles.

### Résidus au niveau du spectre de puissance

En calculant les spectres de puissance des cartes obtenues précédemment, on voit que les résidus de glitches suivent une loi de puissance avec une légère coupure à  $\ell \approx 1000$  (cf. figure 7.12). Comme observé au niveau de l’histogramme, les cartes polarisées sont plus polluées. On peut comparer le spectre des résidus de la carte combinée, au bruit de cette carte, et au CMB convolué par le lobe, dont l’estimation est décrite dans la section suivante. On voit que les résidus sont à quelques pour-cent du bruit. On peut aussi vérifier qu’il n’y a pas de résidus de bruit ou de CMB dans les cartes de résidus en calculant le spectre croisé. Figure 7.13, on voit que cette corrélation est négligeable.

#### 7.2.3 Comparaison avec les données

Il est important que nos simulations qualifient bien les données. Dans cette section, on va donc comparer les simulations aux données au niveau des TOIs, des cartes et des spectres. Les TOIs des données nettoyées sont indistinguables de nos simulations (cf. figure 7.14). Les cartes ne souffrent pas non plus d’artefact (cf. figure 7.15). Figure 7.16, on voit que les histogrammes des cartes en température ou des cartes polarisées sont similaires, et que les spectres de puissances se superposent parfaitement, à part à haut multipôle, où les points sources contribuent de façon non négligeable pour les données et les simulations *Full Focal Plane*. Nos simulations sont donc compatibles avec les données depuis les données ordonnées en temps jusqu’à l’analyse spectrale des cartes.

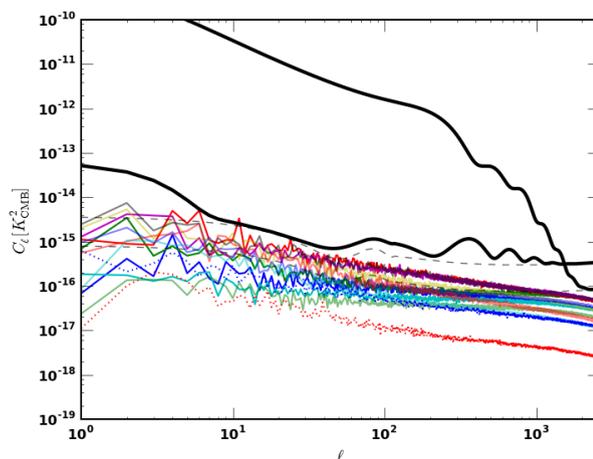


FIGURE 7.12 – Spectre de puissance de la carte des résidus de glitches. Pour les bolomètres individuels, la légende est la même que dans la figure 7.11. Les spectres des résidus des cartes combinées I et Q sont montrés respectivement en points rouges et bleus. Les spectres en trait épais noir sont les spectres de puissance théoriques  $C_\ell^{TT}$  et  $C_\ell^{EE}$ , auquel on a ajouté, traits pointillés, le bruit présent dans les simulations (cf. section 7.3.1).

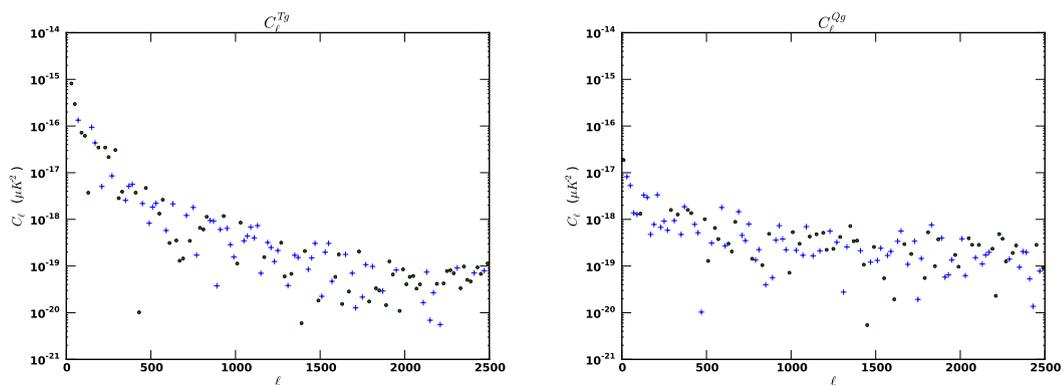


FIGURE 7.13 – Spectre croisé entre les résidus et la carte de CMB bruitée, à gauche pour la température, à droite pour la polarisation. On compare la carte T (CMB + bruit) à la carte g (résidus). Par construction, le processus de nettoyage ne devrait pas introduire de corrélation entre ces deux cartes. On a ici moyenné les points dans de intervalles de  $\Delta\ell = 20$ . Les + bleus sont les valeurs positives, et points verts les valeurs négatives. On voit ici que le niveau de corrélation croisée est négligeable.

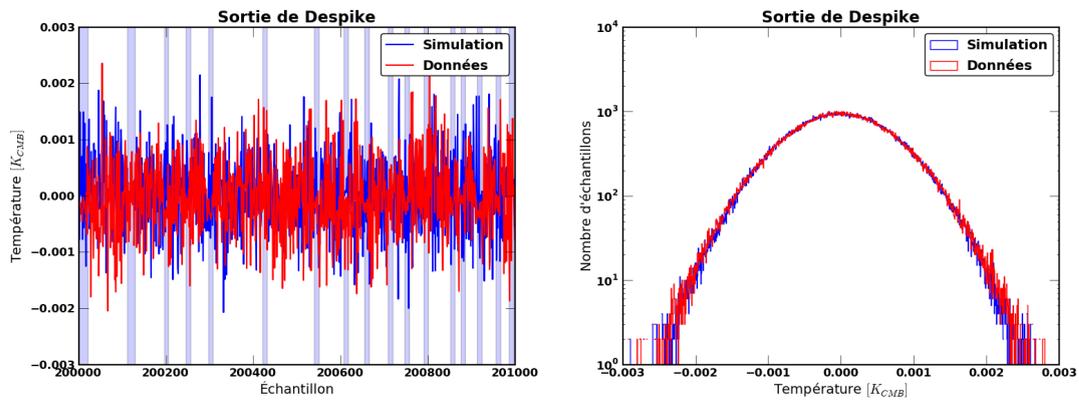


FIGURE 7.14 – Données temporelles après nettoyage des glitches, pour les données (rouge) et pour les simulations (bleue). Pour l’histogramme, à droite, on a masqué les parties rejetées des données à cause des glitches, ainsi que la galaxie. Les zones bleues dans les TOI, à gauche, sont les échantillons correspondant aux parties rapides des glitches, rejetés dans la production des cartes.

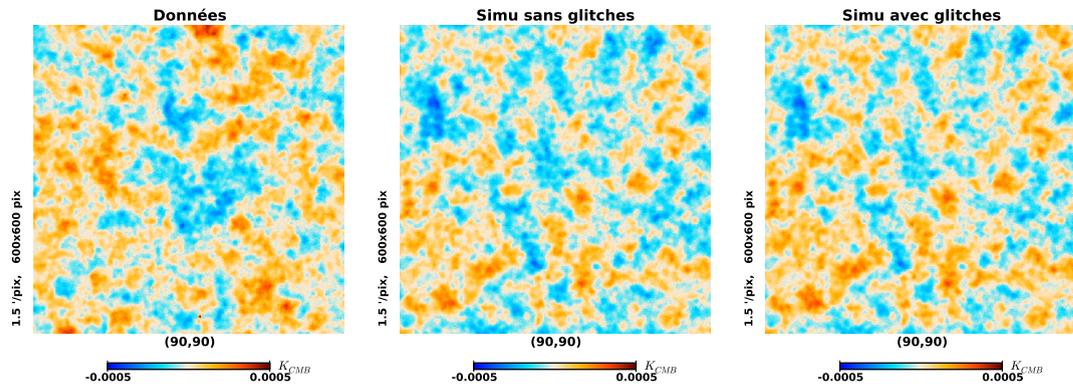


FIGURE 7.15 – Détail de la carte à 143 GHz pour les données (gauche) et pour les simulations sans glitch (centre), ou avec glitches après nettoyage (droite). Les structures sont similaires.

## 7.3 Effet sur l’estimation des non-gaussianités

On a vu que les glitches sous le seuil de détection créent un faible bruit non-gaussien dans le détecteur. Dans la section précédente, on s’est restreint à la statistique à un point au niveau des TOI et des cartes, et la statistique à deux points dans les cartes. La précision des tests de non-gaussianité requise pour étudier les modèles d’inflation est telle qu’une étude de l’effet de ces résidus sur le bispectre, et *in fine* sur  $f_{NL}$ , est nécessaire.

### 7.3.1 Estimation du lobe et du bruit de la carte

Pour le calcul de la correction linéaire et de la variance, on va avoir besoin de connaître le bruit présent dans nos simulations, ainsi que le lobe effectif de la carte combinée. Le lobe est obtenu en faisant la moyenne des lobes des bolomètres, pondérée par le bruit. Le

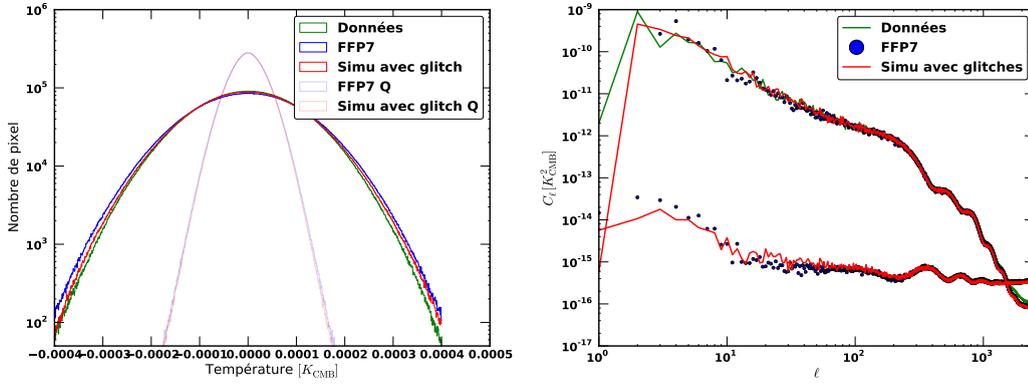


FIGURE 7.16 – Histogramme (à gauche) et spectre (à droite) des cartes pour les données et les simulations, pour la température et la polarisation. On a ici utilisé un masque galactique et de points sources, mais on voit qu’il y a une contribution non négligeable à haut  $\ell$ , principalement due aux points sources. On montre donc aussi le spectre des simulations FFP7, qui décrivent bien les données, mais pour lesquelles on peut s’affranchir des avant-plans. Nos simulations semblent donc bien qualifier les données.

lobe effectif est alors différent pour la température et pour la polarisation, étant donné qu’on ne combine pas les mêmes canaux. Le bruit est ensuite obtenu en soustrayant la carte de CMB d’entrée, convoluée par le lobe effectif, à la carte simulée. On estime ensuite le spectre de puissance de cette carte, et on le lisse avec des splines. Pour la correction linéaire, on utilise les cartes de nombre d’observations par pixel pour rendre le bruit anisotrope.

### 7.3.2 Bispectre

Les résidus étant visiblement non-gaussien, ils vont créer un signal bispectral. On peut alors calculer quelle sera leur contribution au bispectre de la carte finale  $T+g$  (cf. (6.2)) :

$$\begin{aligned}
 B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{Obs}} &= \frac{4\pi}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \sum_p (T+g)_{i_1}(p)(T+g)_{i_2}(p)(T+g)_{i_3}(p) \\
 &= \frac{4\pi}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \sum_p (T_{i_1}(p)T_{i_2}(p)T_{i_3}(p) + g_{i_1}(p)g_{i_2}(p)g_{i_3}(p) \\
 &\quad + T_{i_1}(p)T_{i_2}(p)g_{i_3}(p) \text{ ( +2 perm. )} \\
 &\quad + T_{i_1}(p)g_{i_2}(p)g_{i_3}(p) \text{ ( +2 perm. )})
 \end{aligned} \tag{7.1}$$

On a vu que les cartes  $T$  et  $g$  n’étaient pas corrélées (cf. figure 7.13). Les termes croisés bispectraux ne devraient donc *a priori* pas biaiser l’estimation du bispectre cosmologique, contrairement au terme cubique en  $g$ .

### 7.3.3 $f_{NL}$

Le signal bispectral dû aux glitches est susceptible de polluer l'estimation de  $f_{NL}$ . On peut écrire l'estimateur pour la carte  $T + g$  :

$$\begin{aligned} \hat{f}_{NL}^{(i)}(T + g) &= \hat{f}_{NL}^{(i)}(T) + \hat{f}_{NL}^{(i)}(g) \\ &+ \frac{4\pi}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \frac{1}{N} \sum_p \sum_{i_1 \leq i_2 \leq i_3} \frac{(T_{i_1}(p)T_{i_2}(p)g_{i_3}(p) (+2 \text{ perm.})) B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{th}(i)}}{\text{Var}_{i_1 i_2 i_3}} \\ &+ \frac{4\pi}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \frac{1}{N} \sum_p \sum_{i_1 \leq i_2 \leq i_3} \frac{(T_{i_1}(p)g_{i_2}(p)g_{i_3}(p) (+2 \text{ perm.})) B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{th}(i)}}{\text{Var}_{i_1 i_2 i_3}}. \end{aligned} \quad (7.2)$$

Ici on a appliqué la correction linéaire (5.20) :

$$B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{Lin}} \propto \sum_p [(T_{i_1}(p) + g_{i_1}(p)) \langle T_{i_2}^G(p)T_{i_3}^G(p) \rangle (+2 \text{ perm.})]. \quad (7.3)$$

Notons ici que la correction linéaire est calculée à partir de 80 cartes gaussiennes, avec des réalisations de bruit estimées sur les simulations, rendues anisotropes avec les cartes de nombre d'observations par pixel. On peut estimer le biais sur la mesure de  $f_{NL}$  :

$$\begin{aligned} \langle \hat{f}_{NL}(T + g) \rangle &= \langle \hat{f}_{NL}(T) \rangle + \langle \hat{f}_{NL}(g) \rangle \\ &+ \left\langle \frac{4\pi}{\Xi_{i_1 i_2 i_3}} \frac{1}{N} \sum_{i_1 \leq i_2 \leq i_3} \frac{B_{i_1 i_2 i_3}^{\text{th}(i)} (T_{i_1}T_{i_2}g_{i_3} + T_{i_1}g_{i_2}g_{i_3} + \text{perm. sur } i)}{V_{i_1 i_2 i_3}} \right\rangle \\ &= f_{NL} + \langle \hat{f}_{NL}(g) \rangle, \end{aligned} \quad (7.4)$$

où on a à nouveau une contribution nulle en moyenne des termes croisés, ce qu'on peut vérifier dans les simulations. Ces termes vont en revanche contribuer à la variance de l'estimateur.

## 7.4 Résultats

On a utilisé le même binning que pour les données 2013 ; le lobe et le bruit sont obtenus comme décrit précédemment <sup>5</sup>.

<sup>5</sup> L'analyse sur la non-gaussianité des résidus polarisés n'est pas présentée dans ce manuscrit. Ce travail est en cours et sera présenté dans la prochaine publication Planck.

TABLE 7.1 – Moyenne du biais des résidus de glitches sur  $f_{NL}$ , ainsi que les termes croisés. La moyenne, ainsi que l'écart type, ne sont calculés qu'à partir des cinq simulations. Les barres d'erreur de l'estimateur sont rappelées en dernière ligne.

	Local	Équilatéral	Orthogonal	P.S. diffus/ $10^{-29}$	lent-SWI
<i>Mission complète</i>					
Moyenne du biais (ind.) . . . . .	$0.09 \pm 0.02$	$0.38 \pm 0.14$	$0.00 \pm 0.16$	$0.33 \pm 0.06$	$0.002 \pm 0.002$
Moyenne du biais (jointe) . . . . .	$0.13 \pm 0.03$	$0.28 \pm 0.16$	$0.42 \pm 0.17$	$0.68 \pm 0.13$	$0.000 \pm 0.002$
Moyenne termes croisés (ind.) . . . . .	$0.79 \pm 0.92$	$-0.7 \pm 3.5$	$1.0 \pm 1.3$	$-0.05 \pm 0.34$	$-0.006 \pm 0.013$
Moyenne termes croisés (jointe) . . . . .	$1.3 \pm 1.3$	$-3.5 \pm 5.6$	$4.4 \pm 3.8$	$0.30 \pm 0.34$	$-0.022 \pm 0.013$
$\sigma_{f_{NL}}$ (ind.) . . . . .	$\pm 5.2$	$\pm 64$	$\pm 34$	$\pm 2$	$\pm 0.3$
$\sigma_{f_{NL}}$ (jointe) . . . . .	$\pm 6.2$	$\pm 66$	$\pm 38$	$\pm 5$	$\pm 0.3$
<i>Surveys</i>					
Moyenne du biais (ind.) . . . . .	$0.05 \pm 0.03$	$-0.06 \pm 0.16$	$-0.14 \pm 0.10$	$4.6 \pm 0.1$	$0.000 \pm 0.001$
Moyenne du biais (jointe) . . . . .	$0.12 \pm 0.03$	$1.0 \pm 0.2$	$0.48 \pm 0.14$	$9.6 \pm 0.1$	$-0.005 \pm 0.001$
Moyenne termes croisés (ind.) . . . . .	$1.2 \pm 0.8$	$2.6 \pm 1.7$	$2.2 \pm 1.2$	$-0.41 \pm 0.54$	$-0.007 \pm 0.017$
Moyenne termes croisés (jointe) . . . . .	$1.9 \pm 1.1$	$-2.6 \pm 3.7$	$7.2 \pm 3.6$	$-1.6 \pm 0.7$	$-0.02 \pm 0.01$
$\sigma_{f_{NL}}$ (ind.) . . . . .	$\pm 7.3$	$\pm 81$	$\pm 46$	$\pm 8.5$	$\pm 0.39$
$\sigma_{f_{NL}}$ (jointe) . . . . .	$\pm 8.7$	$\pm 84$	$\pm 52$	$\pm 18$	$\pm 0.4$

### 7.4.1 $f_{NL}$

#### Mission complète

On a d'abord étudié le  $f_{NL}$  sur cinq simulations de l'ensemble de la mission Planck. On voit dans la table 7.1 qu'un biais est détecté pour la forme locale, équilatérale, et celle des points sources, respectivement à 4.5, 2.7, et  $5.5\sigma$ . Cependant, excepté en ce qui concerne le bispectre de points sources, ces biais sont complètement négligeables devant la barre d'erreur du  $f_{NL}$  (cf. figure 7.17). Cette contribution est logique, les rayons cosmiques étant distribués de façon Poissonienne, ils créent principalement un bispectre plat, comme les points sources. Les termes croisés sont estimés par  $\hat{f}_{NL}(T+g) - \hat{f}_{NL}(T) - \hat{f}_{NL}(g)$ . On voit une dispersion relativement importante, mais ceux-ci ne biaisent pas nos mesures.

#### Analyse par *surveys*

Les simulations complètes utilisées dans la section précédente étant très lourdes à produire, on a séparé nos données simulées en 5 différents *surveys* (cf. chapitre 4). Le CMB est le même, mais les réalisations de bruit et de glitches sont indépendantes. On va pouvoir estimer le biais induit par les termes croisés dans ces sous-échantillons. Pour l'analyse de ces cartes, on a utilisé un masque commun entre tous les surveys, pour que le CMB utilisé soit strictement identique. Les résultats sont montrés figure 7.19. Comme on l'a déjà vu, le biais  $\langle \hat{f}_{NL}(g) \rangle$  est négligeable, sauf pour les points sources. On a un signal à plus de  $1\sigma$  d'un biais dû aux termes croisés pour  $f_{NL}^{\text{local}}$ , mais bien en deçà des barres d'erreur de l'estimateur. Notons ici que le bruit et les résidus de glitches dans les *surveys* sont plus forts d'un facteur  $\sqrt{5}$  au niveau de la carte, on va donc surévaluer l'effet des termes croisés, tout en sous-évaluant la variance (puisque le terme de CMB n'est pas

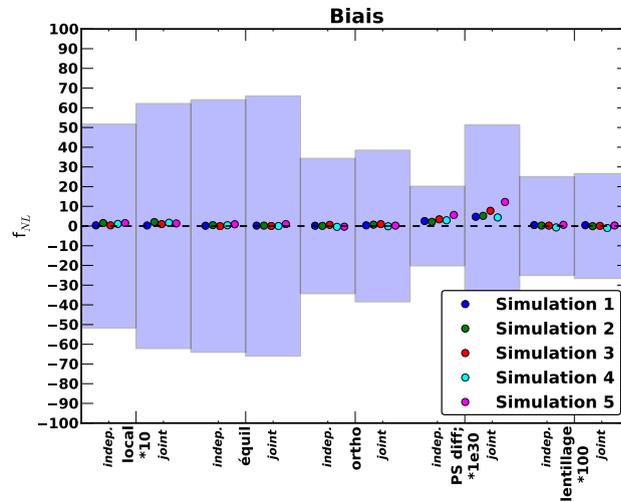


FIGURE 7.17 – Biases des résidus de glitches sur  $f_{NL}$ . Les résultats pour cinq simulations, pour l'analyse indépendante et jointe sont représentés par les points colorés. Les barres d'erreur de l'estimateur sont montrées en bleu transparent. On voit que le biais est complètement négligeable par rapport aux barres d'erreur. La seule contribution visible est pour  $f_{NL}^{PS}$ . On a ici multiplié  $f_{NL}^{local}$ ,  $f_{NL}^{PS}$ , et  $f_{NL}^{lent-SWI}$  par un facteur 10 par rapport aux valeurs habituellement montrées, pour faire apparaître les variations plus clairement.

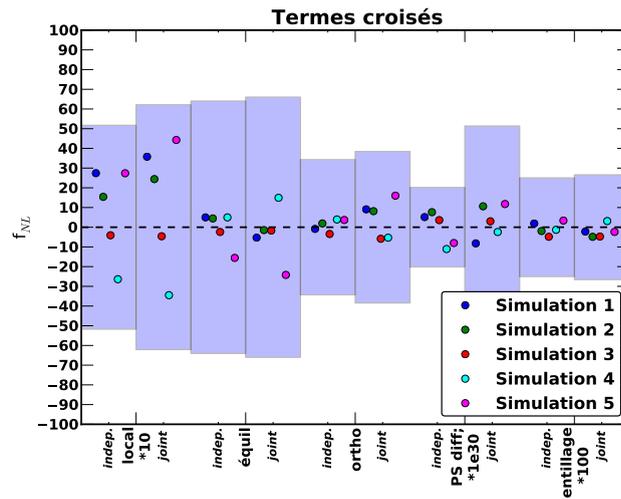


FIGURE 7.18 – Effet des termes croisés sur  $f_{NL}$ . Les résultats pour cinq simulations, pour l'analyse indépendante et jointe sont représentés par les points colorés. Les barres d'erreur de l'estimateur sont montrées en bleu transparent. On voit que ces termes ne sont pas négligeables. On a ici multiplié  $f_{NL}^{local}$ ,  $f_{NL}^{PS}$ , et  $f_{NL}^{lent-SWI}$  par un facteur 10.

indépendant dans les 5 *surveys*). Cette surévaluation du signal est visible dans le biais des points source par exemple : on a un biais plus de 14 fois plus fort que dans le cas de la mission complète, ce qui correspond approximativement au facteur  $\sqrt{5}^3$  attendu.

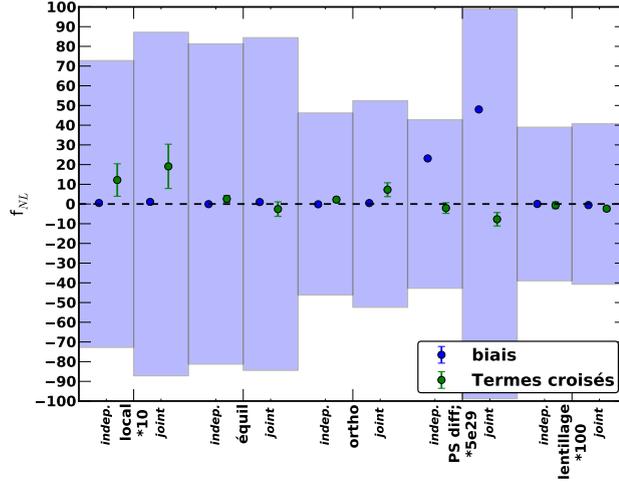


FIGURE 7.19 – Biais des termes croisés sur  $f_{NL}$ . On montre ici la moyenne des 25 “réalisations”, constituées de 5 simulations de ciel CMB, divisées en 5 *surveys* avec bruit et glitches indépendants. Les barres d’erreur de l’estimateur sont montrées en bleu transparent. Elles sont plus grandes que dans la figure 7.17 car le bruit dans les *surveys* est plus fort, et on a masqué une partie du ciel. On a ici multiplié nos valeurs par 10 pour la forme locale et lent-SWI et par 5 pour les points sources. On voit à nouveau que le biais est complètement négligeable par rapport aux barres d’erreur, sauf pour  $f_{NL}^{PS}$ . Les termes croisés sont bien à biais nul, sauf dans le cas local. Il faut cependant ici noter que notre signal est surévalué et nos barres d’erreur sous évaluées.

Les termes croisés pourraient aussi accroître la variance de notre estimateur. Cependant, on vient de montrer que l’effet des résidus sur l’estimation des  $f_{NL}$  était négligeable. L’éventuel accroissement de la variance causé par les termes croisés dans l’expression (7.2) peut être pris en compte avec un modèle gaussien des résidus. En effet, on voit au niveau du spectre de puissance du bruit que les résidus de glitches contribuent au bruit dans les cartes (cf. figure 7.2.2). Le bruit estimé à partir des données inclut donc cette contribution, puisque les résidus de glitches sont présents lors de la détermination du bruit par soustraction de différents jeux de données (*Jackknives*).

#### 7.4.2 Le bispectre lissé

L’effet des rayons cosmiques sur la mesure du paramètre  $f_{NL}$  semble négligeable. On peut cependant aller au-delà de cette analyse en étudiant le bispectre lissé des résidus. Figure 7.20, on montre le bispectre lissé avec  $\sigma_{bin} = 2$ . On voit que la contribution est dans la région équilatérale à haut  $\ell$ , comme observé dans la section précédente ( $f_{NL}^{PS} > 0$ ).

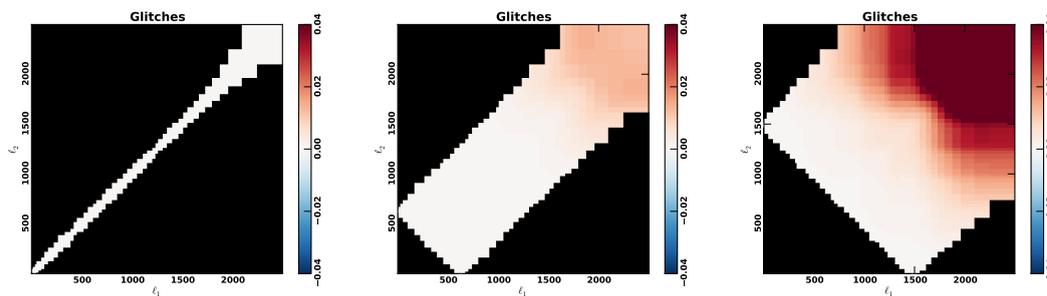


FIGURE 7.20 – Bispectre lissé des résidus de glitches. Le signal est dans les configurations équilatérales à haut  $\ell$ , comme pour les sources extragalactiques. On a ici réduit l'échelle de couleur d'un facteur 10 pour faire apparaître le signal : celui-ci est loin d'être significatif par rapport aux effets du CMB, du bruit et des sources ponctuelles non résolues (cf. figure B.2). On montre les bins 4 :  $\ell \in [27, 38]$ , 20 :  $\ell \in [610, 654]$  et 40 :  $\ell \in [1510, 1554]$

## 7.5 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté l'effet des rayons cosmiques sur les données Planck, depuis les données ordonnées en temps, jusqu'à l'analyse non-gaussienne. Les rayons cosmiques induisent des signaux piqués (*glitches*) dans les TOIs suivis d'une décroissance plus ou moins lente, qui sont retirés itérativement. Ces rayons cosmiques sont la principale contribution non-gaussienne aux données.

Pour étudier les résidus du nettoyage des glitches, on a réalisé des simulations complètes de la mission Planck pour la fréquence 143 GHz. Ces résidus laissent un clair signal non-gaussien dans les TOIs, aussi présent à moindre amplitude dans les cartes. Au niveau du spectre de puissance, ils contribuent au bruit à quelques %. En utilisant l'estimateur binné, on a montré que malgré ce caractère non-gaussien, les résidus de glitches ne biaisent pas l'analyse du paramètre  $f_{NL}$  primordial. Leur contribution au signal bispectral, principalement dans les mêmes régions que pour les sources extragalactiques, est négligeable par rapport à celui du CMB gaussien et du bruit.

L'analyse des cartes polarisées n'est pas présentée dans ce manuscrit, mais sera présentée lors de la prochaine publication de la collaboration Planck sur l'estimation de la non-gaussianité primordiale.



Troisième partie

**Effet Sunyaev Zel'dovitch  
cinétique avec Planck et  
SDSS/BOSS**



## Chapitre 8

# Estimation de l'effet Sunyaev-Zel'dovitch cinétique par impulsion relative moyenne entre les paires d'amas

Dans ce chapitre, on va présenter l'estimation de l'effet Sunyaev-Zel'dovitch cinétique, par corrélation entre les paires d'amas du catalogue CMASS et les données Planck. On utilisera pour cela l'estimateur par impulsion relative moyenne entre les paires d'amas.

### 8.1 Effet SZ cinétique

On a vu succinctement au chapitre 3.3.4 que l'effet Sunyaev-Zel'dovitch cinétique (kSZ) était provoqué par effet Doppler du mouvement d'ensemble du gaz chaud d'électrons dans les amas de galaxies par rapport au fond diffus cosmologique. Dans cette section, nous allons décrire comment le kSZ peut permettre de détecter les baryons manquant ainsi qu'étudier la formation des structures *via* l'étude du champ de vitesse cosmique.

#### Problème des baryons manquants

Nous avons introduit au premier chapitre la densité de baryon  $\Omega_b$ . Celle-ci est déterminée avec précision à partir du spectre du CMB ainsi qu'avec la nucléosynthèse primordiale. Cependant, en observant les galaxies et le gaz chaud qui les entoure, on ne détecte que 10% des baryons (voir par exemple [Bregman 2007]). Des simulations de formation des structures, incluant de nombreux processus astrophysiques, ont permis de prédire qu'une partie de ces baryons manquants étaient sous la forme d'un gaz intergalactique de température  $T \approx 10^6$  (WHIM : *Warm Hot Intergalactic Medium*) [Cen et Ostriker 1999; 2006]. Les observations dans le domaine du X et dans le visible, par Chandra, Hubble, XMM-Newton etc. ont confirmé l'existence de ce WHIM.

Contrairement à l'effet tSZ, dont l'intensité dépend de la température du gaz ionisé, et qui est donc sensible aux structures de haute densité et haute température, mais peu sensible au WHIM, l'effet kSZ est sensible à tout le gaz ionisé, quelque soit sa température. L'observation de l'effet kSZ dans les amas devrait permettre de contraindre la quantité de WHIM présente [Hernández-Monteagudo et Sunyaev 2008; Shao *et al.* 2011].

## Vitesse des amas

Dans le cas de théories de la gravitation modifiée, ou dans la phase récente où l'énergie noire domine, la formation des structures est modifiée. De nombreuses expériences sont en développement pour contraindre la physique de l'énergie noire (voir le rapport DETF : *Dark Energy Task Force* [Albrecht *et al.* 2006]). Durant leur formation, les structures ont des vitesses particulières dues à l'effondrement gravitationnel. Cette vitesse va être une information complémentaire à la répartition spatiale des structures. Les relevés à grande échelle utilisent aujourd'hui le décalage spectral pour déterminer la distance des structures, l'information sur la vitesse particulière est alors dégénérée avec la vitesse due à l'expansion. Une solution serait d'avoir une mesure indépendante de la mesure de distance, par exemple pour les supernovæ ou les Céphéides, dont on peut prédire la magnitude absolue, la magnitude apparente nous permettant alors d'estimer la distance. Cependant, cette mesure souffre de nombreux effets systématiques aux décalages spectraux concernés (voir par exemple Courteau et Dekel [2001] pour une revue des tentatives passées de mesure).

Certaines théories proposent comme alternative à l'énergie noire une inhomogénéité de notre univers, remettant ainsi en cause l'une des bases théoriques de la cosmologie moderne (cf. Clarkson [2012] pour une revue). Nous serions dans une sous-densité qui expliquerait l'apparente expansion accélérée de notre univers. Dans ces théories, la vitesse des amas relativement au CMB est donc importante.

L'effet kSZ étant un traceur direct de la vitesse des amas de galaxies selon la ligne de visée, son utilisation a été proposée pour reconstruire le champ de vitesse cosmique [Haehnelt et Tegmark 1996a] et en particulier dans le cadre de l'étude de l'énergie noire [Bhattacharya et Kosowsky 2008; Hernández-Monteagudo *et al.* 2006]. Zhang et Stebbins [2011] ont aussi proposé d'utiliser l'effet kSZ pour mesurer le flux cosmique à l'échelle du Gpc, et ainsi tester le principe d'homogénéité de l'univers à grande échelle.

### 8.1.1 Techniques de détections

L'effet kSZ est très faible pour les amas typiques, et son spectre d'émission est celui d'un corps noir. Les techniques standard de séparation de composantes sont donc impuissantes pour l'extraire du CMB.

Cependant, différentes méthodes ont été proposées pour détecter l'effet kSZ :

- Certaines techniques de séparation de composantes, utilisant la corrélation avec l’effet tSZ et l’information non-Gaussienne, permettent d’extraire le kSZ de cartes dans des cas idéaux sans bruit et sans avant-plans [Forni et Aghanim 2004]. Ces méthodes pourront être appliquées sur les données de futures missions satellite.
- L’étude du monopole du kSZ (c’est à dire un signal uniforme sur le ciel) dans le cadre des modèles inhomogènes a permis de contraindre fortement ces modèles [Planck Collaboration 2014b; Zhang et Stebbins 2011].
- L’étude du dipôle du kSZ : Kashlinsky *et al.* [2008] ont annoncé avoir détecté un dipôle significatif dans le signal kSZ des amas lointains ( $\mathcal{O}(10^2)$  Mpc :  $z = 0.1 - 0.2$ ), remettant en cause le principe d’homogénéité de l’univers. D’autres équipes ont eu des résultats en contradiction [Keisler 2009; Planck Collaboration 2014b].
- La corrélation du kSZ avec le champ de vitesse cosmique estimé à partir des distributions de galaxies peut permettre la détection de l’effet kSZ [Ho *et al.* 2009]. En utilisant la théorie linéaire de perturbations (LPT : *Linear Perturbation Theory*), on peut reconstruire le champ de vitesse à partir du champ de densité. Avec cette technique, le mouvement d’ensemble des galaxies proches a été mesuré par Lavaux *et al.* [2013] à 90% de confiance. Une méthode adaptée utilisant ce principe a été proposée [Li *et al.* 2014], et prédit une détection à plus de  $7\sigma$  avec les données du satellite Planck et le catalogue MaxBCG de Koester *et al.* [2007].
- L’estimation par impulsion relative moyenne. La première détection claire de l’effet kSZ utilise les paires d’amas, dont le rapprochement par attraction gravitationnelle génère un signal kSZ dépendant de la distance [Hand *et al.* 2012]. C’est cette méthode qu’on utilisera dans ce chapitre, en utilisant les données Planck et SDSS.
- Sayers *et al.* [2013] ont détecté pour la première fois l’effet kSZ directement sur une source individuelle : un des sous-amas de l’amas MACS J0717.5+3745 se déplace à une vitesse de  $3450 \pm 900$  km s<sup>-1</sup> par rapport au centre de masse de l’ensemble.
- Calabrese *et al.* [2014] ont récemment proposé une méthode pour détecter la puissance à haut multipole créée par le kSZ produit à la fin de la reionisation (effet Ostriker–Vishniac [Ostriker et Vishniac 1986]). Si on parvient à nettoyer toutes les contributions des avant-plans par séparation de composantes, la seule puissance restante est celle du CMB et du kSZ. Or on peut à partir de la polarisation du CMB prédire avec précision le spectre de la température. Pour les expériences de type CMB-S4 [Abazajian *et al.* 2013], il est alors possible de détecter le kSZ à  $15\sigma$ , et contraindre la physique de la reionisation.

## 8.2 L’estimation de kSZ par impulsion relative moyenne

On vient de voir que pour détecter l’effet kSZ dans les données actuelles, un *a priori* sur la position et la vitesse des amas est nécessaire. On va voir dans cette section qu’en utilisant l’impulsion relative des amas, ainsi qu’un filtrage adapté du CMB, on va pouvoir créer un estimateur du signal kSZ.

### 8.2.1 Les paires d'amas

Un *a priori* théorique naturel concerne la vitesse relative d'une paire d'amas. Avec l'attraction gravitationnelle, les amas ont tendance à tomber l'un vers l'autre. La vitesse relative moyenne entre les paires à été introduit par [Davis et Peebles \[1977\]](#) :

$$v_{ij}(r) = \langle (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij} \rangle, \quad (8.1)$$

où  $\hat{\mathbf{r}}_{ij} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)/|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$  (cf. figure 8.1). La moyenne  $\langle \cdot \rangle$  est faite sur une infinité de paires à une distance  $r$ . Que ce soit à partir du décalage spectral ou de l'effet kSZ, seule la composante radiale est observable. [Ferreira et al. \[1999\]](#) ont introduit l'estimateur de  $v_{ij}$  à partir de l'information radiale. On a :

$$\langle \mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i - \mathbf{v}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_j \rangle = v_{ij} \hat{\mathbf{r}}_{ij} \cdot \frac{\hat{\mathbf{r}}_i + \hat{\mathbf{r}}_j}{2}, \quad (8.2)$$

Pour estimer  $v_{ij}$  à partir d'une mesure bruitée, on minimise le  $\chi^2$  :

$$\chi^2 = \sum \left[ (\mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i - \mathbf{v}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_j) - v_{ij} \hat{\mathbf{r}}_{ij} \cdot \frac{\hat{\mathbf{r}}_i + \hat{\mathbf{r}}_j}{2} \right]^2, \quad (8.3)$$

et on obtient :

$$\tilde{v}_{ij} = \frac{\sum (\mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i - \mathbf{v}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_j) c_{ij}}{\sum c_{ij}^2}, \quad (8.4)$$

où la somme est sur l'ensemble des paires à une distance  $r$ . On a défini :

$$c_{ij} \equiv \hat{\mathbf{r}}_{ij} \cdot \frac{\hat{\mathbf{r}}_i + \hat{\mathbf{r}}_j}{2} = \frac{(r_i - r_j)(1 + \cos \theta)}{2\sqrt{r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos \theta}}, \quad (8.5)$$

où  $\theta$  est l'angle entre les deux amas (cf. figure 8.1). On a  $c_{ij} = 0$  si les deux amas sont à la même distance, et  $c_{ij} = 1$  si l'amas  $i$  et  $j$  sont sur la même ligne de visée, avec  $r_i > r_j$  (-1 si  $r_i < r_j$ ).

### 8.2.2 L'estimation de l'effet kSZ

Rappelons que l'effet SZ cinétique est proportionnel à la vitesse radiale de l'amas et à la densité d'électrons libres en son sein :

$$\frac{\delta T}{T_0}(\Omega) = - \int dl \sigma_T n_e(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}}). \quad (8.6)$$

Si on considère que la densité d'électrons est un bon traceur de la masse de l'amas (cf. par exemple [Bhattacharya 2008](#)) pour la prise en compte de l'effet des injections

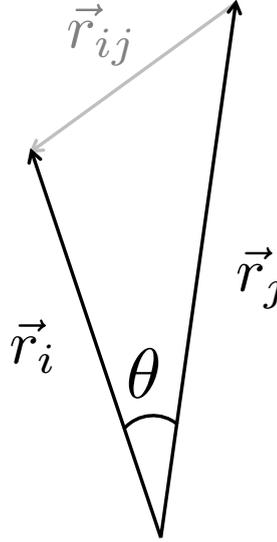


FIGURE 8.1 – Définition de vecteurs.

d'énergie par les quasars sur cette considération),  $T_{kSZ} \propto -\mathbf{p} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ . De la même manière que précédemment, on peut définir l'impulsion relative moyenne entre deux paires  $p_{\text{paires}}$  :

$$\tilde{p}_{ij} = \frac{\sum_{i < j} (\mathbf{p}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_i - \mathbf{p}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_j) c_{ij}}{\sum_{i < j} c_{ij}^2}, \quad (8.7)$$

où  $c_{ij}$  est défini en (8.5). On peut alors définir l'estimateur de  $kSZ$  relatif moyen entre les paires d'amas :

$$\tilde{p}_{kSZ}(r) = -\frac{\sum_{i < j} (T_i - T_j) c_{ij}}{\sum_{i < j} c_{ij}^2}. \quad (8.8)$$

L'avantage de cet estimateur réside dans sa nature différentielle : tous les signaux qui ne dépendent pas de la distance entre les deux amas vont s'annuler en moyenne (par exemple le CMB, l'effet SZ thermique etc.). Cependant, un éventuel signal dépendant du décalage spectral  $z$ , comme l'émission infrarouge des galaxies poussiéreuses au sein de l'amas, dont l'émission augmente avec  $z$  (cf. par exemple [Planck Collaboration \[2011\]](#)), pourrait polluer notre estimation. [Hand et al. \[2012\]](#) proposent alors de corriger ces effets en estimant la température moyenne à un intervalle de  $z$  donné :

$$\mathcal{T}(z_i) = \frac{\sum_j T_j e^{-\frac{(z - z_j)^2}{2\sigma_z^2}}}{\sum_j e^{-\frac{(z - z_j)^2}{2\sigma_z^2}}}, \quad (8.9)$$

où on choisit  $\sigma_z = 0.01$  pour le lissage gaussien. On calcule cette température moyenne lissée pour 100 bins de  $z$  (cf. figure 8.2).

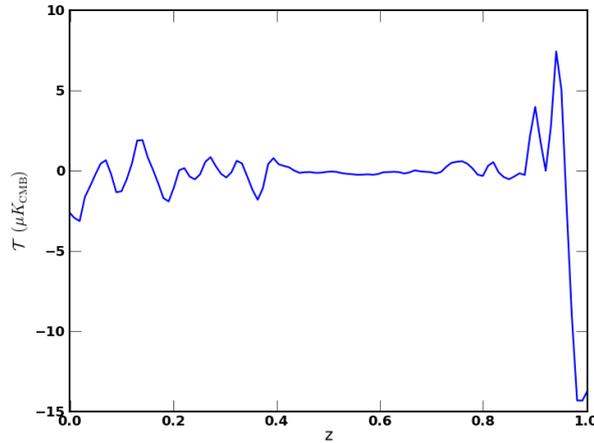


FIGURE 8.2 – Température moyenne de la carte Smica filtrée en fonction du  $z$  des amas (ici pour la carte Smica filtrée et le relevé de galaxies BOSS, cf. sections suivantes).

L'estimateur finalement utilisé est :

$$\tilde{p}_{\text{kSZ}}(r) = -\frac{\sum_{i<j} [(T_i - \mathcal{T}(z_i)) - (T_j - \mathcal{T}(z_j))] c_{ij}}{\sum_{i<j} c_{ij}^2}, \quad (8.10)$$

## 8.3 Planck & BOSS

Cet estimateur nécessite une connaissance précise de la position des amas de galaxies responsables de l'effet kSZ, et un ciel CMB couvrant ces zones d'émission. Dans cette section, on décrit le catalogue de galaxies utilisé (BOSS), ainsi que la méthode pour extraire le signal dans les cartes Planck.

### 8.3.1 Le filtrage adapté

Le signal kSZ qu'on cherche à mesurer étant généré par des amas, on sait qu'il est localisé sur la carte en température, avec une forme caractéristique. La méthode du filtrage adapté a été introduite par [Haehnelt et Tegmark \[1996b\]](#) et [Melin \*et al.\* \[2006\]](#) dans le cadre de l'effet SZ.

Le signal est donné par :

$$s(r) = \sum_i A_i \times \mathcal{P}(r - r_i) + N(r), \quad (8.11)$$

où  $A_i$  est l'amplitude d'une source de profil  $\mathcal{P}$  à la position  $r_i$ . Le bruit  $N$ , est ici le CMB, les résidus éventuels de la méthode de séparation de composantes, et le bruit instrumental. On cherche un estimateur de  $A$ . On peut minimiser alors la vraisemblance ; cela revient à filtrer la carte avec le profil de l'amas et sélectionner les valeurs dans les

pixels. L'estimateur non biaisé de  $A$  qui minimise la variance est donné par [Melin et al. \[2006\]](#). Dans notre cas, la taille de l'amas est faible devant celle du lobe de 5 minutes d'arc de la carte. On va donc utiliser le lobe de l'instrument, au premier ordre gaussien symétrique, comme profil effectif des amas. La carte filtrée dans l'espace des harmoniques sphériques est alors donné par :

$$\tilde{A}(\Omega) = \sum_{\ell m} \tilde{A}_{\ell m} Y_{\ell m}(\Omega), \quad (8.12)$$

avec

$$\tilde{A}_{\ell m} = s_{\ell m} \times \frac{b_{\ell}}{C_{\ell}} \left( \sum_{\ell} \frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{b_{\ell}^2}{C_{\ell}} \right)^{-1}, \quad (8.13)$$

où  $s_{\ell m}$  est la transformée en harmonique sphériques de la carte, et  $C_{\ell} = \langle n_{\ell m} n_{\ell m}^{\dagger} \rangle$  est le spectre du "bruit". Ici, en négligeant l'impact du *kSZ* sur le spectre, on obtient ce spectre à partir de la carte. On retire le biais multiplicatif dû au masque, dans l'approximation  $f_{\text{sky}}$  (5.14). Pour éviter d'avoir un spectre  $C_{\ell}$  irrégulier dans le filtrage adapté, on lisse celui de la carte par deux gaussiennes : une à bas  $\ell$  et une à  $\ell$  intermédiaire. Le lobe est normalisé dans l'espace réel pour avoir un maximum de 1. Le  $b_{\ell}$  correspondant est alors défini par  $b_{\ell} = 2\pi\sigma^2 e^{-\ell(\ell+1)\sigma^2/2}$ , où  $\sigma = 5'/\sqrt{8 * \ln 2}$ .

La carte Smica et son spectre sont montrés figure 8.3 avant et après l'application du filtre adapté.

## 8.4 Le relevé BOSS

Le relevé BOSS est un relevé spectroscopique de galaxies par la collaboration SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*). On pourra se rapporter à la thèse de Julian Bautista pour une description plus détaillée de l'instrument [[Bautista 2014](#)]. L'avantage d'un tel relevé spectroscopique est sa précision dans la détermination du décalage spectral, et la position angulaire, qui nous permettra de calculer la position relative des galaxies avec une faible erreur.

On va ici se restreindre au relevé CMASS, sous-sélection de BOSS, dont les galaxies ont été sélectionnées en couleur et en magnitude. Ce sont des galaxies de masses équivalentes, ayant des décalages spectraux élevés : l'histogramme des  $z$  est montré figure 8.5. Les galaxies du relevé CMASS sont préférentiellement des galaxies centrales dans des amas de  $\mathcal{O}(10^{13})M_{\odot}$  ; 10% sont des satellites dans des amas d'environ  $10^{14}M_{\odot}$  [[Miyatake et al. 2013](#); [White et al. 2011](#)]. Cette sélection devrait donc optimiser notre signal puisqu'on cherche à tracer des amas massifs. Figure 8.6, on montre le plan (g-r,i), où g, r, et i sont les magnitudes (dans le système standard *ugriz*), obtenues à partir du flux dans ces bandes de couleurs :

$$\text{mag} = 22.5 - 2.5 * \log_{10}(\text{flux}). \quad (8.14)$$

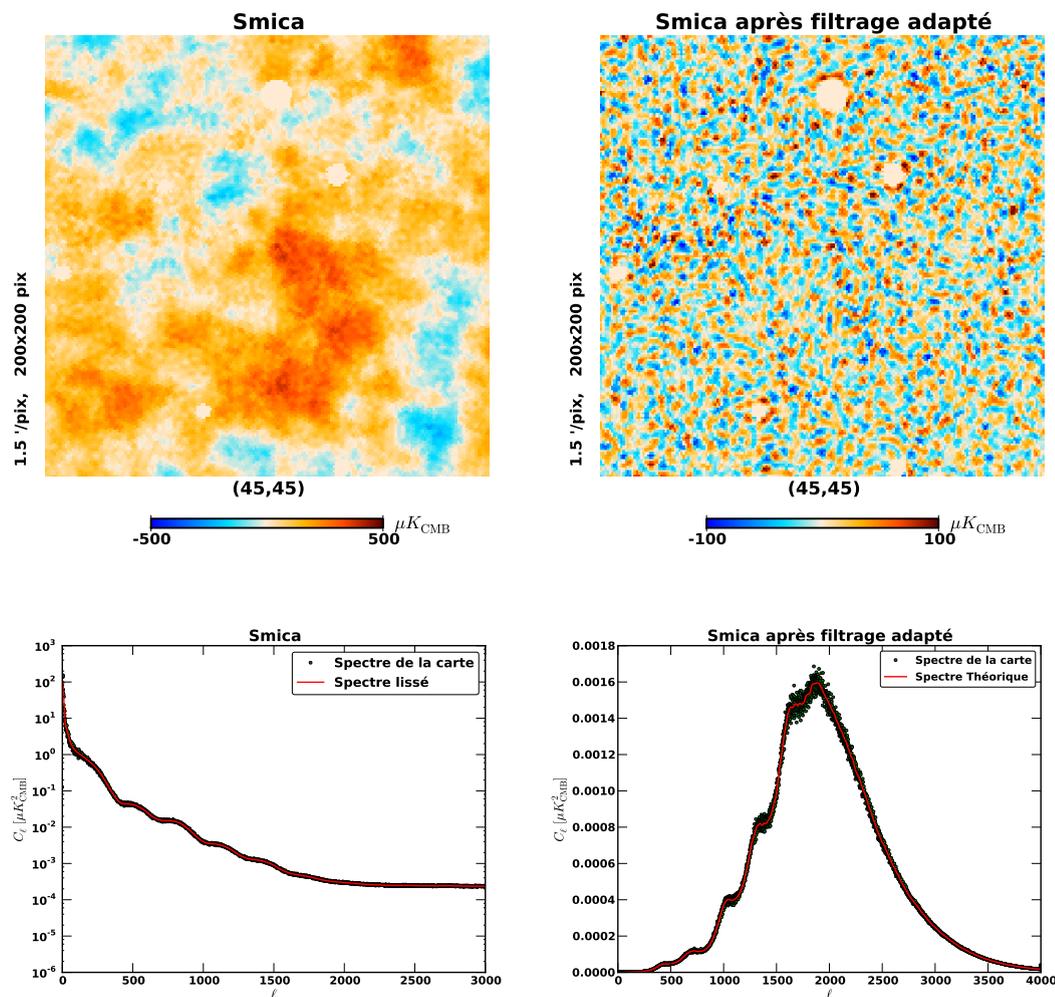


FIGURE 8.3 – Filtrage adapté, cartes et spectres. Le masque utilisé est le masque commun des méthodes de séparation de composantes. Le spectre rouge, en bas à gauche, a été lissé. Il est utilisé pour calculer le spectre attendu de la carte filtrée dans le graphe en bas à droite. Dans les agrandissements de la carte, on voit clairement que les structures de la taille du lobe sont sélectionnées.

Les données utilisées dans cette thèse sont intermédiaires entre les données publiques DR10<sup>1</sup> et les récentes données DR12 (bientôt publiques).

La répartition spatiale des galaxies, projetée sur le ciel, est montrée figure 8.4.

## 8.5 Implémentation de l'estimateur

Dans cette section, on précise les méthodes utilisées pour le calcul des distances, des séparations angulaires, les coupures appliquées aux données, ainsi que le calcul des erreurs.

1. Téléchargeables sur <http://sdss3.org/dr10/>.

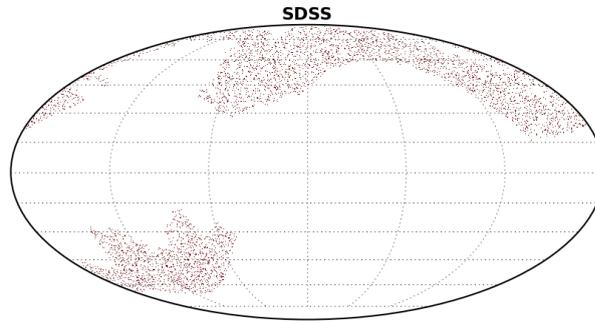


FIGURE 8.4 – Répartition spatiale en coordonnées galactiques des galaxies du relevé BOSS (CMASS et LOW-Z : 1009159 galaxies).

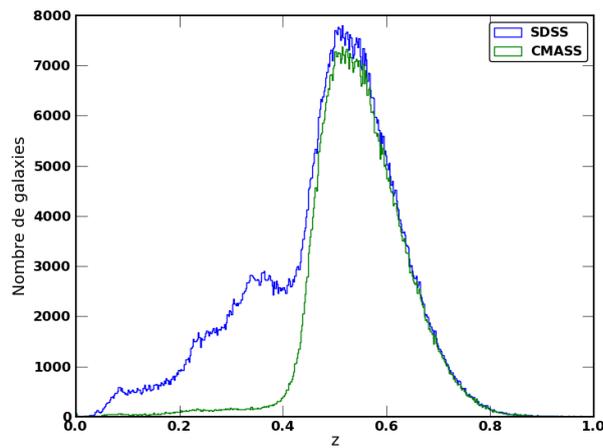


FIGURE 8.5 – Histogramme des décalages spectraux des galaxies. En bleu pour tout le catalogue. En vert, le relevé CMASS : les décalages spectraux sont principalement entre 0.4 et 0.8, avec en moyenne  $\bar{z} = 0.55$ .

### 8.5.1 Calcul des distances

Pour une cosmologie donnée, on obtient la distance comobile d'une galaxie à un décalage spectral  $z$  :

$$\eta_c = \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad (8.15)$$

où  $H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda}$ . On a la position angulaire précisément avec BOSS. On calcule alors la distance relative entre deux galaxies. On a utilisé la cosmologie Planck 2013. On choisit ici de binner l'estimateur en 20 intervalles de 0 à 200 Mpc : la moyenne  $\langle \cdot \rangle$  de la formule (8.1) devient alors une moyenne sur l'ensemble des paires dans ce bin.

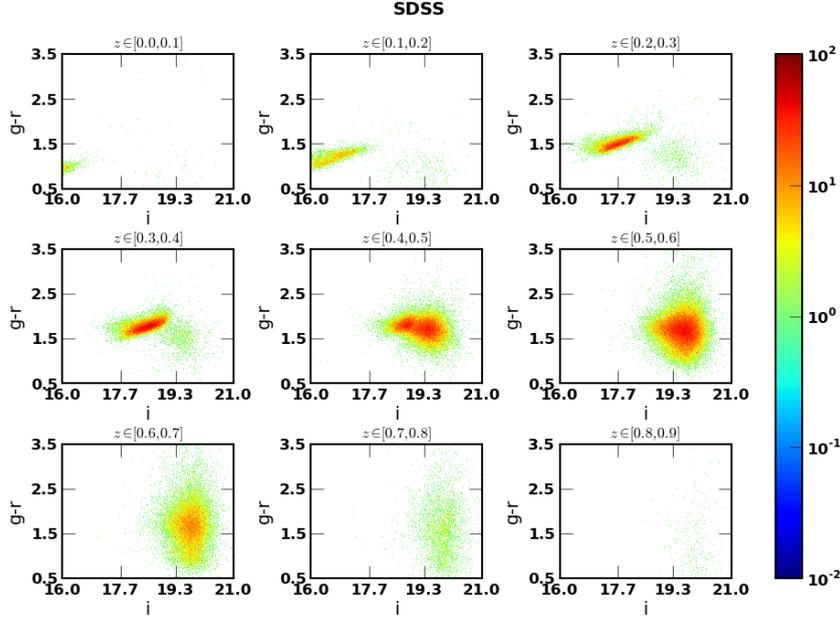


FIGURE 8.6 – Histogramme 2D dans le plan  $(g-r, i)$  pour les galaxies BOSS, en fonction de  $z$ . L'échelle de couleur donne le nombre de galaxies dans le bin en 2D. Plus  $g-r$  est grand, plus la galaxie est rouge, et plus  $i$  est fort, moins la galaxie est brillante dans cette bande. On voit clairement deux populations, une à bas  $z$ , qui devient de plus en plus rouge et atténuée lorsque  $z$  augmente (LOWZ), et une qui semble indépendante de  $z$ , moins brillante et plus distante (CMASS).

Pour le calcul du coefficient  $c_{ij}$ , on obtient l'angle  $\theta$  en utilisant la formule de Vicenty [Vincenty 1975], mieux adaptée pour le calcul numérique :

$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{A+B}}{C} \right), \quad (8.16)$$

avec

$$A = (\cos(\delta_2) \sin(\alpha_2 - \alpha_1))^2 \quad (8.17)$$

$$B = (\sin(\delta_2) - \sin(\delta_1) \cos(\delta_2) \cos(\alpha_2 - \alpha_1))^2 \quad (8.18)$$

$$C = \sin(\delta_1) \sin(\delta_2) + \cos(\delta_1) \cos(\delta_2) \cos(\alpha_2 - \alpha_1), \quad (8.19)$$

où  $\alpha$  et  $\delta$  sont l'ascension droite et la déclinaison, en coordonnées équatoriales.

### 8.5.2 Coupure en $z$ et en distance angulaire

Le calcul de  $\tilde{p}_{kSZ}(r)$  (8.10) pour  $10^6$  galaxies fait intervenir  $C_{10^6}^2 = \frac{10^6!}{2!(10^6-2)!} \approx 10^{11}$  couples. Le calcul prendrait alors un temps inutilement long. On s'attend à avoir un signal qui décroît avec la distance relative entre les amas. On va alors faire une coupure en  $z$  et en distance angulaire pour le calcul de l'estimateur, en gardant tous les couples de galaxies à une distance de moins de 200 Mpc. Figure 8.7 on vérifie les coupures utilisées

pour nos résultats : on ne calcule  $\tilde{p}_{kSZ}$  que pour des galaxies ayant un  $\Delta z < 0.1$ , et une séparation angulaire  $\Omega < 4 \times z^{-0.9}$  degrés.

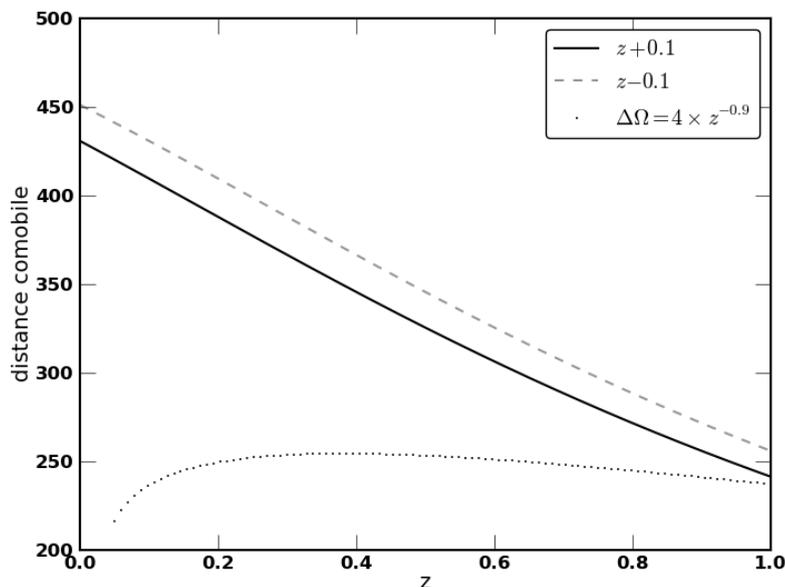


FIGURE 8.7 – Coupures en  $z$  et en distance angulaire. La courbe pleine représente la distance d’une galaxie à  $z + 0.1$  par rapport à une galaxie à  $z$  à une même position angulaire. La courbe grise pour  $z - 0.1$ , et la courbe pointillée est pour deux galaxies à  $z$  fixe, séparées de  $\Omega = 4 \times z^{-0.9}$  degrés.

### 8.5.3 Calcul des erreurs et corrélation des bins

Le bruit de notre estimateur peut être calculé de deux manières. La première est d’appliquer  $\tilde{p}_{kSZ}$  à des positions “aléatoires” sur le ciel. Pour cela, on fait tourner la carte Smica autour de l’axe Nord-Sud dans les coordonnées galactiques. On tourne le ciel de 3.5 degrés à chaque itération, et à la centième rotation, on inverse les coordonnées Nord/Sud. On a vérifié que l’angle était suffisant pour qu’une galaxie après rotation soit toujours à plus de 10 minutes d’arc de la galaxie d’origine (cf. figure 8.8). L’écart type des mesures des simulations donne la barre d’erreur à  $1\sigma$  pour chaque point de mesure.

Cette méthode d’estimation des erreurs suppose que le bruit est homogène sur la carte. On a vu que ce n’était pas le cas en section 5.2.2. Aux échelles sélectionnées par notre filtrage adapté ( $\ell \approx 2000$ ), le CMB et le bruit participent autant à la puissance. Étant donné que le relevé BOSS se trouve principalement dans les zones les plus bruitées de Planck, on sous-estime quelque peu nos erreurs.

On estime ensuite la matrice de covariance des bins :

$$\text{Cov}_{ij} = \langle (\tilde{p}_{kSZ}(r_i) - \langle \tilde{p}_{kSZ}(r_i) \rangle) * (\tilde{p}_{kSZ}(r_j) - \langle \tilde{p}_{kSZ}(r_j) \rangle) \rangle, \quad (8.20)$$

où la moyenne est prise sur l’ensemble des simulations.

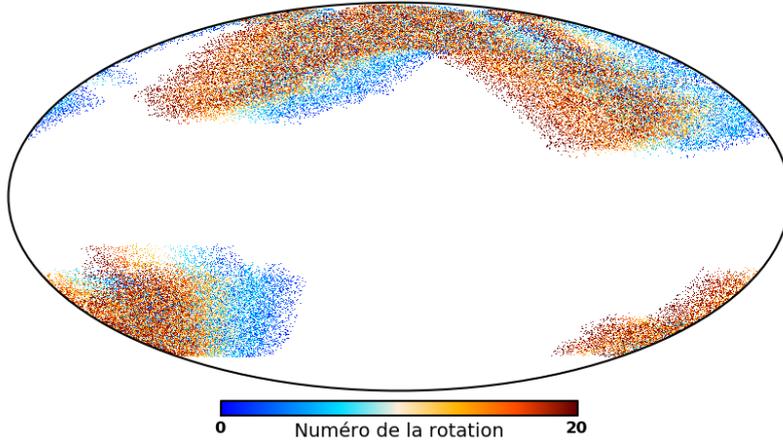


FIGURE 8.8 – Rotation du ciel pour l'estimation des erreurs. Ici, on représente les 20 premières rotations du ciel. A la centième rotation, on échange les pôles nord et sud et on refait 100 rotations.

La matrice de corrélation est donnée par :

$$\text{Corr}_{ij} = \frac{\text{Cov}_{ij}}{\sqrt{\text{Cov}_{ii}\text{Cov}_{jj}}} . \quad (8.21)$$

#### 8.5.4 Test de nullité et ajustement de modèle

Une fois qu'on a obtenu nos mesures de  $\tilde{p}_{\text{kSZ}}$  et qu'on a estimé les erreurs comme expliqué précédemment, on peut s'intéresser au test de nullité, pour mettre en évidence la détection de l'effet kSZ. On va calculer le  $\chi^2$  :

$$\chi^2(N_{\text{bin}}) = \tilde{p}_{\text{kSZ}}^T \text{Cov}^{-1} \tilde{p}_{\text{kSZ}} , \quad (8.22)$$

où  $N_{\text{bin}}$  est le nombre de bins utilisés dans le calcul du  $\chi^2$ . On obtient ensuite la valeur-p, qui correspond à la probabilité, pour une absence de signal, d'obtenir un  $\chi^2$  supérieur ou égal à celui obtenu dans les données :

$$\text{valeur-p}(N_{\text{bin}}) = \int_{\chi_{\text{obs}}^2(N_{\text{bin}})}^{\infty} dx \chi^2(x, N_{\text{bin}}) , \quad (8.23)$$

où  $\chi^2(x, N_{\text{bin}})$  est la distribution de  $\chi^2$  à  $N_{\text{bin}}$  degrés de liberté.

On peut aussi caractériser ce signal en le comparant à un signal théorique prédit à partir de simulations. Les simulations, que l'on décrit dans la section suivante, nous permettent d'avoir accès à la forme du signal. On va ajuster notre signal en laissant l'amplitude libre, et donc réduire le nombre de degrés de liberté de notre  $\chi^2$  :

$$\chi^2(N_{\text{bin}}) = (\tilde{p}_{\text{kSZ}} - a \times \text{modèle})^T \text{Cov}^{-1} (\tilde{p}_{\text{kSZ}} - a \times \text{modèle}) , \quad (8.24)$$

où  $a$  est l'amplitude à ajuster du modèle. On minimise alors ce  $\chi^2$ , on trouve le meilleur ajustement de  $a$ , et on calcule  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$ . On peut trouver les intervalles de confiance, en calculant les quantiles de la distribution. Pour un seul paramètre ajusté, on a par exemple l'erreur à  $n\sigma$  pour  $\Delta\chi^2 = n^2$ .

## 8.6 Tests sur simulations

Sehgal *et al.* [2010] ont produit des simulations<sup>2</sup> sur tout le ciel de différentes composantes émettant dans le domaine des micro-ondes, dont les amas, à une résolution de 0.5 minute d'arc. Une simulation à N corps (55 millions de particules de  $6.82 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ ) est faite sur un octant du ciel, puis répliquée sur les sept autres par simple rotation pour avoir une densité uniforme sur le ciel entier. Les halos de matière noire sont trouvés par un algorithme FoF (*friends-of-friends*), c'est à dire détectant les groupes de particules étant à une distance relative sous un seuil choisi [Davis *et al.* 1985]. Ici, on a  $M_{\text{fof}} > 2 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ . L'environnement gazeux des halos est ensuite calculé à l'équilibre hydrostatique, comme décrit dans Bode *et al.* [2009]. La vitesse des halos, moyenne pondérée par la masse des sous-structures, permet de générer l'émission Sunyaev-Zel'dovich cinétique. La contribution des halos massifs à  $z < 3$ , du milieu intergalactique (gaz et filaments), des halos de faible masse, et de l'univers à haut redshift ( $3 \leq z \leq 10$ ).

### 8.6.1 Carte kSZ et catalogue de halos

La carte de kSZ pur est calculée à  $N_{\text{side}} = 8096$ , à la résolution de 0.5 minute d'arc, en Jy/sr, pour différentes fréquences. Le catalogue fourni inclut tous les halos utilisés pour la simulation de l'effet SZ.

#### Sélection en $z$ et en masse

Pour se rapprocher au mieux de notre jeu de données, on va pouvoir sélectionner les amas pour qu'ils aient les caractéristiques du relevé CMASS. On tire aléatoirement parmi la totalité des halos pour que la distribution en  $z$  soit la même que pour CMASS. On va se restreindre à des halos de masse  $M_{200} > 4.1 \times 10^{13} M_{\odot}$ , coupure qui semble le mieux ajuster les données de Hand *et al.* [2012] (cf. figure 8.9).

#### Signal kSZ

La carte de kSZ à 148 GHz à la résolution de 0.5 minute d'arc est mise à la résolution Smica de 5 minutes d'arc, et convertie de Jy/sr à  $K_{\text{CMB}}$ . On n'utilisera que les cartes de kSZ pur pour estimer la forme du signal attendu. Le but ici est de tester notre algorithme et d'avoir un *a priori* sur la forme du signal. Figure 8.11, on a mesuré la taille angulaire

2. On peut télécharger ces simulations ici : [http://lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb\\_sim\\_ov.cfm](http://lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb_sim_ov.cfm)

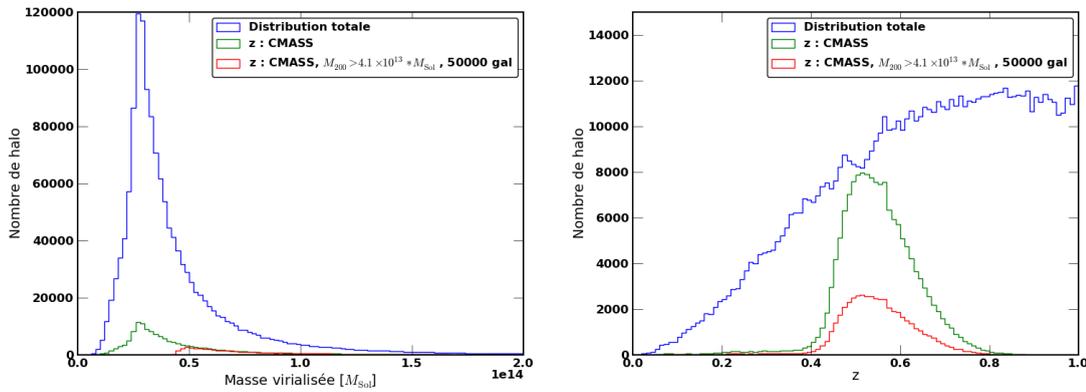


FIGURE 8.9 – Sélection en masse (à gauche) et en  $z$  (à droite) pour les simulations. En bleu, la distribution avant la sélection, en vert, après la sélection en  $z$ , et en rouge, après la sélection en  $z$  et en masse (50000 halos)

moyenne des amas dans la carte à 0.5 minute d’arc. Cette taille apparente varie avec la distance, et donc le décalage spectral, mais on voit que le profil moyen a une largeur à mi-hauteur inférieure à la minute d’arc.

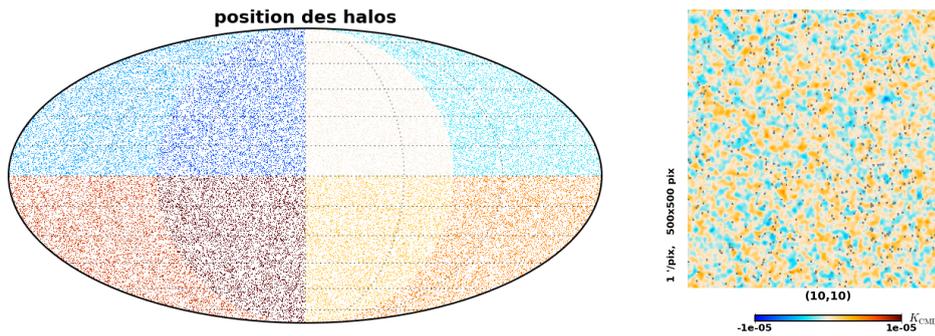


FIGURE 8.10 – Répartition spatiale des halos de la simulation sur la carte de  $kSZ$ . A gauche, la totalité des halos, le quadrant bleu foncé est l’octant dans lequel a été générée la simulation à corps. Les autres octants sont des répliques utilisées pour la génération d’un signal sur tout le ciel. A droite, on représente le signal  $kSZ$ , sur une fenêtre de 8 minutes d’arc de côté : la position des halos (parmi les 50000 sélectionnés en masse et en  $z$ ) est représentée par un disque gris de rayon arbitrairement fixé à une minute d’arc.

### 8.6.2 $\tilde{p}_{kSZ}$ sur simulations

On a appliqué l’estimateur  $\tilde{p}_{kSZ}$  à la carte à 5 minutes d’arc ne contenant que l’émission  $kSZ$ , à la position des 50000 galaxies de “type CMASS”. On a utilisé les coupures décrites en section 8.5. Pour tester notre procédure de filtrage, on l’a appliquée à la carte de  $kSZ$  pur. Le signal mesuré sur cette carte devrait donc être compatible avec le signal non filtré si notre méthode n’est pas biaisée. On voit, figure 8.12, qu’on retrouve bien le même signal et que celui-ci est plus fort si on ne sélectionne que les halos massifs. On observe un signal qui décroît avec la distance entre les amas, ce qui est dû au fait que l’attraction devient moins forte.

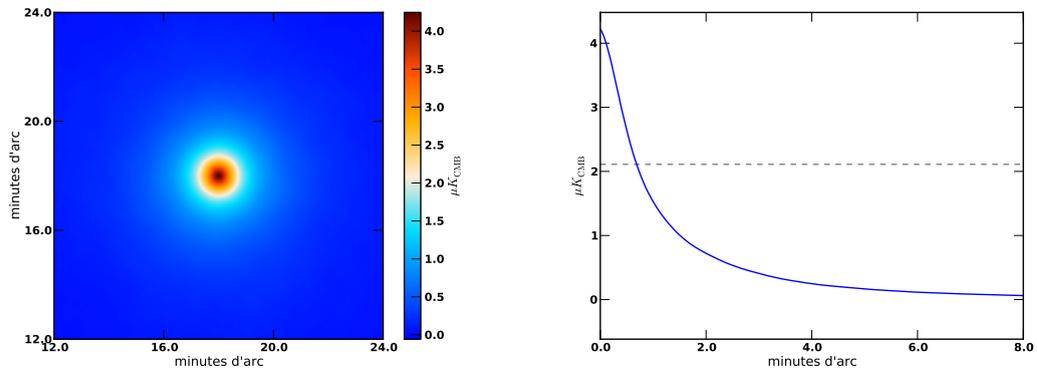


FIGURE 8.11 – Empilement du signal kSZ des simulations. À gauche : on a moyenné la valeur absolue des cartes à 0.5 minute d’arc de résolution, centrées sur les 50000 amas de “type CMASS”. À droite, on montre le profil moyenné radialement, et la demie hauteur en pointillé. On voit que les profils ont une largeur à mi-hauteur inférieure à la minute d’arc. La dispersion des tailles relative rend ce profil peu gaussien.

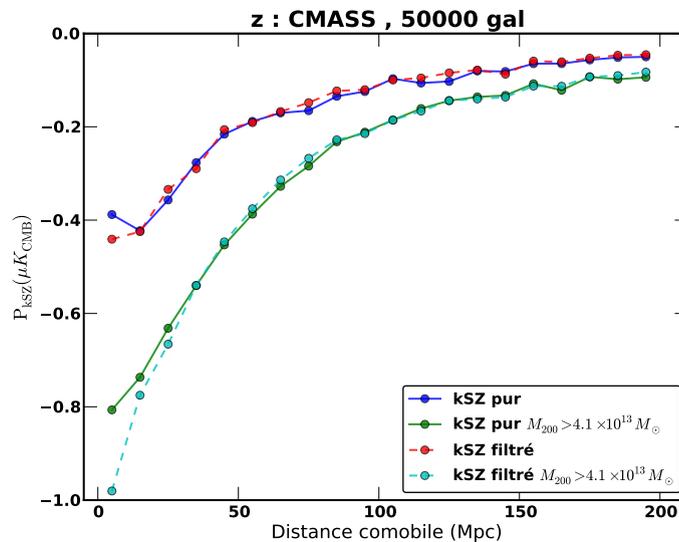


FIGURE 8.12 –  $\tilde{p}_{\text{kSZ}}$  des simulations à la résolution de 5 minutes d’arc. On observe un signal qui s’étend jusqu’à plus de 100 Mpc. Le filtrage ne biaise pas la mesure.

## 8.7 Résultats

L’estimateur de kSZ par impulsion relative moyenne  $\tilde{p}_{\text{kSZ}}$  pour la carte Smica filtrée à la position des galaxies du relevé CMASS est montré figure 8.13. On voit clairement un signal sur les 50 premiers mégaparsec ( $1.5 \times 10^{21}$  km), qui tend vers zéro ensuite, avec une corrélation entre bins adjacents de 30 à 60% à faible distance et forte pour les bins à grande distance (cf. figure 8.14). On a ici corrigé d’éventuels signaux dépendant du décalage spectral, comme par exemple celui des émissions infrarouges des galaxies de l’amas (cf. figure 8.2). Pour le test de nullité, on obtient le  $\chi^2$  en fonction du nombre de bins utilisés, et les valeur-p correspondantes (cf. figure 8.15). On voit que, comme on peut l’attendre naïvement, c’est en utilisant les 6 premiers bins qu’on obtient la

plus faible valeur-p : on a un  $\chi^2$  de 15.5 pour 6 degrés de liberté. La probabilité pour une réalisation aléatoire à signal nul d'avoir un  $\chi^2$  plus élevé est de 0,017. On peut donc rejeter l'hypothèse d'un signal nul avec un niveau de confiance de 98% ( $\sim 2.4\sigma$ ). Cependant, si on inclut tous les bins, on a une valeur-p de 0.128, ce qui ne correspond qu'à un rejet à 87% de confiance ( $\sim 1.5\sigma$ ).

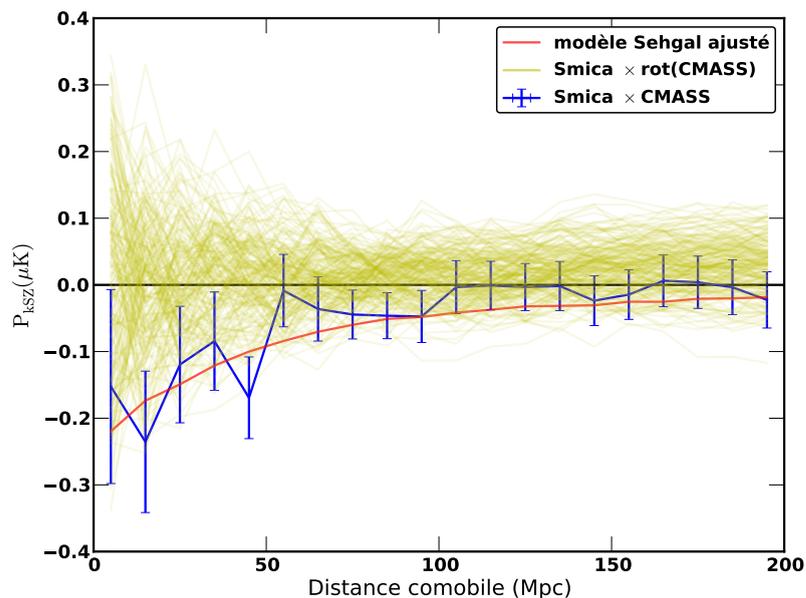


FIGURE 8.13 –  $\tilde{p}_{kSZ}$  de la carte Smica pour les données CMASS. Les erreurs sont déterminées à partir de 200 rotations du ciel, dont le signal est montré en jaune. La courbe rouge est l'ajustement du modèle obtenu à partir des simulations décrites en section 8.6.

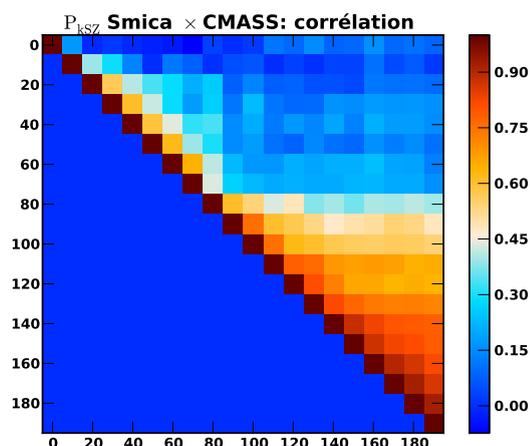


FIGURE 8.14 – Matrice de corrélation pour l'estimateur  $\tilde{p}_{kSZ}$  de la carte Smica pour les données CMASS, obtenu à partir de 200 rotations du ciel.

On n'utilise pas ici toute notre connaissance *a priori* du signal. Sa forme peut être évaluée à partir de simulations. On va alors ajuster le modèle avec coupure en masse et filtrage, présenté en section 8.6. L'évolution du paramètre ajusté en fonction du nombre de bins

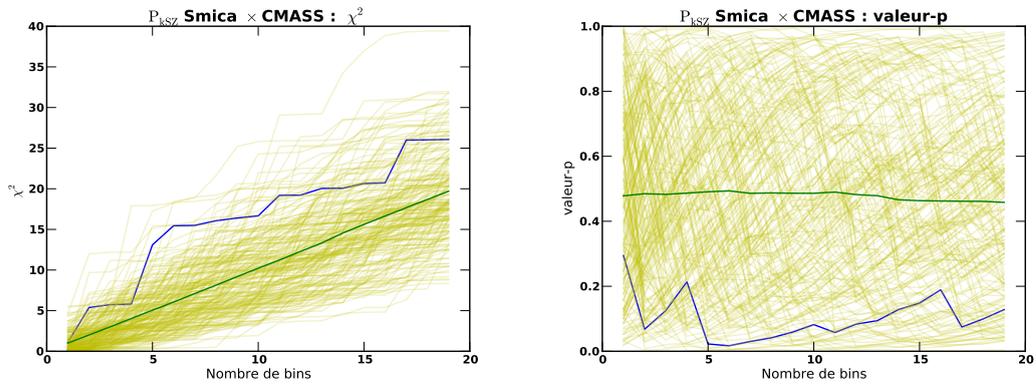


FIGURE 8.15 –  $\chi^2$  (gauche) et valeur-p (droite) de l'estimation  $\tilde{p}_{kSZ}$ , dans le cas de la carte Smica et des données CMASS (bleu), pour les 200 rotations (jaune), dont la moyenne est en vert.

utilisés est montrée figure 8.16. On voit que tous ces ajustements sont compatibles. En utilisant les 20 bins, on obtient un  $\chi^2$  de 17.4, et un  $\chi^2$  réduit de  $17.4/(20-1) = 0.92$ . L'ajustement est donc bon. L'amplitude obtenue est  $0.224 \pm 0.069$ , ce qui représente un signal à  $3.3 \sigma$ . Cet ajustement est représenté figure 8.13.

Cette faible amplitude par rapport aux résultats de Hand *et al.* [2012] est due à deux effets. Tout d'abord, on a un effet de sélection des amas : l'équipe de ACT a sélectionné les amas les plus lumineux (5000 sur les 27291 présents dans la région observée par ACT), et donc les plus massifs, alors qu'on utilise tout le catalogue CMASS. Par ailleurs, on mesure le signal en température ici, alors que la grandeur physique dont dépend l'amplitude est le flux de la source. Le signal est donc dilué dans le lobe de l'instrument. Celui de ACT est de 1.4 arcminutes, et la carte filtrée a été lissée par ce même profil. La carte est donc à un lobe effectif de  $\approx 2$  minutes d'arc. En négligeant l'impact du profil réel de l'amas par rapport au lobe de ACT, on peut donc s'attendre à un signal  $\approx 6$  fois plus faible. En prenant en compte ces deux effets, notre signal est compatible avec celui de la collaboration ACT. Reste à expliquer pourquoi le signal obtenu dans les simulations est sensiblement plus fort que nos données.

On a donc détecté l'effet Sunyaev Zel'dovitch cinétique à  $3.3 \sigma$ , avec une amplitude compatible avec les résultats obtenus par Hand *et al.* [2012]. La forme caractéristique due à l'effondrement gravitationnel des structures est bien observée.

## 8.8 Conclusion

Dans ce chapitre, on a introduit l'effet Sunyaev Zel'dovitch cinétique et la physique qu'il permet de contraindre. On a aussi décrit différentes méthodes pour le détecter, dont l'estimation par impulsion relative entre les paires d'amas, qu'on a appliqué aux données Planck et SDSS. On trouve un signal compatible avec celui de Hand *et al.* [2012], amoindri par la dilution dans le large lobe de Planck. En ajustant un modèle obtenu à partir de simulations, on obtient une détection à  $3.3\sigma$ .

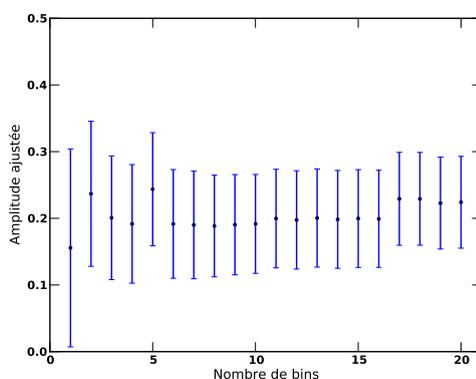


FIGURE 8.16 – Amplitude ajustée de la forme prescrite par les simulations sur les données en fonction du nombre de bins utilisés.

Cette étude a été menée au sein du groupe de travail sur l'effet SZ cinétique. Les résultats montrés ici sont préliminaires et certains aspects restent à améliorer. L'estimation des erreurs est par exemple pour le moment basique. Pour estimer le bruit venant de la carte Smica, plusieurs alternatives s'offrent à nous ; on pourrait : 1) appliquer notre estimateur à des simulations réalistes, par exemple les simulations *Full Focal Plane* de la collaboration, 2) estimer le bruit de fond autour des halos et en déduire l'erreur correspondante par simple propagation d'erreur, 3) faire du *bootstrapping*, étant donné que notre bruit est relativement stable dans la zone couverte par SDSS. Il serait aussi intéressant de propager les erreurs venant des mesures de SDSS, sur la position ou le décalage spectral. Par ailleurs, de nombreux tests sur les simulations restent à effectuer : faire varier la masse, inclure le CMB et un bruit réaliste etc. pour essayer de reproduire la mesure. On pourrait aussi améliorer notre estimateur en utilisant la carte du nombre de mesures par pixel (*hit*) pour pondérer notre estimateur, ainsi qu'en prenant en compte un profil d'amas plus réaliste, effet qui peut potentiellement améliorer la mesure pour les amas proches. On pourrait aussi améliorer la sélection astrophysique, en considérant par exemple les galaxies les plus brillantes comme étant traceuses des amas les plus massifs.

La reconstruction du champ de vitesse à partir du champ de densité par la théorie des perturbations linéaires permet aussi d'avoir un fort *a priori* théorique sur le signal, et donc une détection plus importante. Les détails de cette méthode, ainsi que les résultats en utilisant l'estimateur par impulsion relative moyenne, seront présentés par la collaboration dans [Planck Collaboration \[2014a\]](#).

# Conclusion

Cette thèse a été contemporaine d'une des périodes les plus excitantes de la vie de la collaboration Planck. J'ai débuté au moment même où les données cosmologiques pouvaient commencer à être exploitées. J'ai vu à la mort d'HFI à l'observatoire de Paris et à la naissance de la cosmologie Planck au siège de l'ESA, à Noordwijk. En trois ans, j'ai donc vécu les périodes de tests, les avancées dans la compréhension de l'instrument, et finalement la publication des résultats.

Mon travail a été principalement axé sur la mesure de la non-gaussianité du CMB, signal extrêmement ténu, dont la mesure permet d'étudier la physique de l'Univers primordial, et notamment de tester l'hypothèse inflation. En effet, des perturbations non-gaussiennes sont produites par des interactions non-linéaires pendant ou à la fin de la période inflationnaire. De nombreuses autres contributions non primordiales sont alors à prendre en compte, qu'elles soient astrophysiques ou instrumentales. Dans ce cadre, j'ai d'abord travaillé sur l'estimation des non-gaussianités, du développement de l'estimateur à son application. J'ai aussi travaillé sur l'étude de l'effet systématique le plus à même de polluer l'étude des non-gaussianités : l'interaction des rayons cosmiques avec l'instrument.

En collaboration avec Bartjan van Tent et Martin Bucher, nous avons testé, validé, et perfectionné un estimateur bispectral binné de ces non-gaussianités. Le bispectre, moment d'ordre trois de la distribution, contient la plupart de l'information non-gaussienne. Cependant, à la résolution Planck, son calcul est aujourd'hui impossible. L'estimateur binné est fondé sur le fait que le bispectre est lisse à l'échelle des pics acoustiques. On peut alors moyenniser le signal bispectral dans des intervalles de multipôles (une cinquantaine de *bins* entre des multipôles de 2 et 2500), quasiment sans perte d'information. Un des grands avantages de cette méthode est qu'elle permet d'étudier le bispectre dans son ensemble, de façon non paramétrique. On peut alors lisser celui-ci en trois dimensions par une gaussienne pour faire ressortir le signal cohérent entre les bins adjacents. Au delà de ce calcul lui-même, j'ai travaillé sur la caractérisation du bispectre lissé. Sa statistique étant compliquée à cause des frontières de définition irrégulières du bispectre, nous avons abandonné l'approche analytique et adopté une méthode numérique. Le bispectre binné permet aussi de calculer le paramètre de non-linéarité,  $f_{NL}$ , qui caractérise l'amplitude d'une forme bispectrale donnée, et qui s'obtient de façon optimale par simple ajustement par maximum de vraisemblance. J'ai par ailleurs étudié des effets systématiques tels que l'effet de la couverture du ciel incomplète sur l'estimation de ce paramètre, ainsi que celui du bruit anisotrope. Ces deux effets brisent l'invariance par rotation du ciel, et rendent

l'estimateur sous-optimal. Ces tests ont montré qu'en utilisant une correction, appelée correction linéaire, l'estimateur est non biaisé et à variance minimale. Ils ont aussi permis de montrer que le remplissage du masque par diffusion suffit à rétablir l'optimalité, ce qui a évité l'utilisation du filtrage de Wiener, méthode beaucoup plus coûteuse en temps de calcul. Dans un deuxième temps, j'ai pu tester l'impact des différentes composantes astrophysiques sur le bispectre. Celles-ci contribuent principalement dans deux configurations : les avant-plans galactiques polluent la région des triangles *squeezed* du bispectre lissé et produisent un biais négatif de  $f_{NL}^{\text{local}}$  ; les avant-plans extragalactiques diffus produisent quant à eux un signal dans la région de triangles équilatéraux à haut multipôle, dans une configuration proche de celles des points sources, dont le bispectre est pris en compte dans l'analyse.

J'ai ensuite travaillé dans le cadre du groupe de travail de Planck sur l'effet Sachs Wolfe Intégré (SWI). Cet effet est dû à la variation des potentiels gravitationnels pendant le parcours de photons du CMB. Il permet d'étudier la période de domination de l'énergie noire. La corrélation avec l'effet de lentillage gravitationnel par ces mêmes structures gravitationnelles produit un signal bispectral dont la forme est théoriquement prédite. J'ai évalué la détection explicite de ce signal sur des simulations réalistes, et ainsi validé son estimation de façon croisée avec celle d'un estimateur indépendant. Ce travail a conduit à la détection à environ  $2,6\sigma$  de l'effet SWI *via* le bispectre du CMB, et a été publié dans [Planck Collaboration \[2013e\]](#).

J'ai aussi participé à la validation des simulations *Full Focal Plane*, dont le but est de reproduire les observations, incluant de nombreuses émissions astrophysiques basées sur le PSM, ainsi que la plupart des caractéristiques du satellite. J'ai en particulier contribué à l'analyse en aveugle des cartes nettoyées par séparation de composantes. La méthode Smica, déjà validée par la collaboration sur de nombreux tests, ayant été l'une des plus performantes, a été sélectionnée comme méthode phare dans les publications. Tous ces tests ont aussi permis de valider notre estimateur de  $f_{NL}$  de façon croisée avec différentes méthodes, ainsi que son utilisation non paramétrique, sur des simulations abouties.

J'ai ensuite pu analyser les données, sur lesquelles j'ai pu étudier l'effet des avant-plans sur les cartes à hautes fréquences, et valider les différentes méthodes de séparation de composantes.

Notre estimateur ayant passé toutes les validations, il a été choisi comme l'un des trois estimateurs optimaux utilisés pour produire les résultats de [Planck Collaboration \[2013i\]](#). Les principaux résultats sont  $f_{NL}^{\text{local}} = 2.2 \pm 5.9$ ,  $f_{NL}^{\text{équilatéral}} = -25 \pm 73$ ,  $f_{NL}^{\text{orthogonal}} = -17 \pm 41$ . Ces résultats sont en accord avec les autres estimateurs de la collaboration, et sont les meilleures mesures à ce jour de la non-gaussianité du CMB. L'univers observé par Planck est donc compatible avec les modèles les plus simples d'inflation, tel que l'inflation à un seul champ en roulement lent, ayant un terme cinétique canonique et des conditions initiales inexcitées. Au delà du paramètre  $f_{NL}$ , il semble pourtant que le bispectre mesuré ne soit pas pleinement compatible avec la statistique gaussienne. Le bispectre lissé montre une forte contribution des points sources, directement détectable à haut multipôle. Lorsque cette contribution est soustraite directement au niveau du

bispectre, la non-gaussianité n'est plus visible que statistiquement, et son origine reste à expliquer.

La dernière partie de ma thèse a été consacrée à l'étude d'un effet systématique qui n'avait jusque là pas été directement estimé, celui de l'interaction des rayons cosmiques avec les détecteurs. Ceux-ci créent de forts signaux très rapides dans les données ordonnées en temps, suivis d'une décroissance lente. Les événements détectés sont estimés et nettoyés de façon itérative et la méthode est robuste au niveau du spectre. Cependant, les événements sous le seuil de détection, ainsi que les erreurs dans le nettoyage, sont hautement non-gaussiens. Malgré leur faible amplitude, la mesure très sensible de la non-gaussianité bispectrale pourrait être polluée. J'ai alors utilisé les outils de simulation reproduisant les observations au niveau de l'instrument et produit des cartes pour la fréquence 143GHz de la mission entière de Planck. J'ai pu montrer, en utilisant l'estimateur binné, que l'effet des rayons cosmiques sur l'estimation de la non-gaussianité primordiale était négligeable. Cette analyse, ainsi que celle des simulations polarisées, seront présentées dans une prochaine publication de la collaboration [Planck Collaboration 2014h].

En parallèle de ce travail, je me suis aussi intéressé à un sujet complètement différent, celui de l'effet Sunyaev Zel'dovitch cinétique, autre Graal de la cosmologie moderne, dont la première détection ne remonte qu'à 2012. Ce signal est dû à un effet Doppler des électrons du gaz chaud dans les amas en mouvement. Il permet donc d'étudier le champ de vitesse cosmique au delà du flot de Hubble, dont la physique est liée à la formation des structures, et à travers celle-ci aux propriétés de l'énergie noire et de la gravitation. C'est aussi un traceur d'électrons et donc un espoir pour révéler le gaz tiède dans lequel se cache peut-être une partie des baryons manquants. Au sein du groupe de travail sur le kSZ, j'ai participé à l'effort pour reproduire la détection avec la méthode dite de l'impulsion relative moyenne entre les amas. J'ai pour cela eu accès aux données privées du relevé de galaxies SDSS/BOSS. J'ai développé une méthode utilisant un filtrage adapté sur toute la carte du ciel. Le signal obtenu a pu être comparé à celui d'autres équipes utilisant une méthode différente d'estimation du signal kSZ, et a permis de valider l'approche. Pour caractériser cette mesure, j'ai ensuite travaillé sur des simulations précises du signal kSZ aux fréquences proches de celles de Planck, avec un catalogue d'amas simulés. Cela m'a permis d'obtenir un modèle de signal que j'ai pu ajuster sur mes données. La détection résultante, à une amplitude compatible avec celle de la mesure précédente, est à  $3,3\sigma$ .

L'utilisation des données complètes de la mission Planck, incluant les données polarisées, permettra une contrainte plus forte sur les non-gaussianités. Les paramètres  $\tau_{NL}$  et  $g_{NL}$ , qualifiant l'amplitude du trispectre, moments d'ordre quatre de la statistique, apporteront une information complémentaire. Cependant, le futur des non-gaussianités réside probablement dans l'étude non-paramétrique du bispectre, pour détecter d'éventuelles dépendances d'échelle, ou des irrégularités non détectables avec les formes typiques de bispectre utilisées aujourd'hui. La méthode du bispectre lissé pourra naturellement être utilisée dans ce but. Des effets fins dus aux résidus d'avant-plans devront alors être pris en compte. On pourrait pour cela construire une bibliothèque de bispectres prescrits en

utilisant des simulations précises de ces avant-plans, et ainsi débiaiser les mesures cosmologiques. Une autre solution serait aussi de développer une méthode de séparation de composantes incluant l'information bispectrale. Par ailleurs, l'étude des bispectres dus aux anisotropies secondaires permettra une meilleure compréhension de ces dernières, ainsi que des contraintes complémentaires sur les paramètres cosmologiques.

Les futures expériences CMB, vont permettre d'étudier plus en détail la physique de l'inflation, avec notamment la mesure des modes B de la polarisation. Les signatures des modèles non-standard pourront aussi être détectées ou du moins fortement contraintes grâce à la mesure des non-gaussianités du CMB. La précision sur la mesure de  $f_{NL}$  permettra une détection marginale des effets non linéaires attendus entre la fin du réchauffement et la fin de la recombinaison.

Les relevés de structures à grande échelle et les observations radio de l'émission à 21cm permettront d'aller encore plus loin dans la contrainte des non-gaussianités. L'information en trois dimensions donnant accès à de nombreux modes de Fourier supplémentaires, une contrainte de  $\Delta f_{NL} \approx 1$  pour les trois formes primordiales semble possible. Ces mesures indépendantes seront complémentaires à celles du CMB, et à des échelles différentes. Les distorsions spectrales du CMB pourraient théoriquement permettre de sonder la non-gaussianité de type locale avec une précision de  $\approx 10^{-3}$ , ce qui permettrait de tester la relation de consistance de l'inflation à champ unique à roulement lent.

# Annexe A

## Statistiques

### A.1 Maximum de vraisemblance

Soit une mesure  $y_i$  :

$$y_i = \mu_i(\boldsymbol{\theta}) + \epsilon_i, \quad (\text{A.1})$$

où  $\mu_i$  est le vrai signal,  $\epsilon_i$  un bruit de moyenne nulle et  $\boldsymbol{\theta}$  un ensemble de paramètres. On se place dans le cas où le bruit est un vecteur de  $n$  valeurs aléatoires gaussiennes  $\boldsymbol{\epsilon}$ , avec  $E\{\boldsymbol{\epsilon}\} = 0$ , et  $E\{\boldsymbol{\epsilon}\boldsymbol{\epsilon}^t\} = \mathbf{V}$ . Alors,  $E\{\mathbf{y}\} = \boldsymbol{\mu}$ , et la distribution des observations  $\mathbf{y}$  est donnée par la vraisemblance :

$$L(\mathbf{y}|\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{(2\pi)^n (\det \mathbf{V})^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{1}{2}(\mathbf{y} - \boldsymbol{\mu}(\boldsymbol{\theta}))^T \mathbf{V}^{-1}(\mathbf{y} - \boldsymbol{\mu}(\boldsymbol{\theta}))}. \quad (\text{A.2})$$

Pour maximiser cette vraisemblance, on prend le logarithme :

$$\ln L(\mathbf{y}|\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{2} \ln(2\pi)^n (\det \mathbf{V}) - \frac{1}{2}(\mathbf{y} - \boldsymbol{\mu}(\boldsymbol{\theta}))^T \mathbf{V}^{-1}(\mathbf{y} - \boldsymbol{\mu}(\boldsymbol{\theta})). \quad (\text{A.3})$$

Il suffit alors de minimiser

$$\chi^2 = (\mathbf{y} - \boldsymbol{\mu}(\boldsymbol{\theta}))^T \mathbf{V}^{-1}(\mathbf{y} - \boldsymbol{\mu}(\boldsymbol{\theta})) \quad (\text{A.4})$$

pour un paramètre donné.

On peut alors définir la matrice d'information de Fisher :

$$\mathcal{F}_{ij} = E \left( \frac{\partial}{\partial \theta_i} \ln L(\mathbf{y}|\boldsymbol{\theta}) \frac{\partial}{\partial \theta_j} \ln L(\mathbf{y}|\boldsymbol{\theta}) \right). \quad (\text{A.5})$$

Elle est l'inverse de la matrice de covariance. L'erreur de Fisher sur l'estimation indépendante, c'est-à-dire si on connaît les autres paramètres, du paramètre  $\theta_i$  est par exemple  $\sigma_i = \sqrt{\frac{1}{\mathcal{F}_{ii}}}$ , alors que l'erreur sur l'estimation jointe vaut  $\sigma_i = \sqrt{\mathcal{F}_{ii}^{-1}}$ .

L'inégalité de Cramer-Rao stipule que la covariance d'un estimateur est toujours plus grande que l'inverse de la matrice d'information de Fisher :

$$\text{Covar}(\theta_i, \theta_j) \geq (\mathcal{F}^{-1})_{ij} . \quad (\text{A.6})$$

Dans le cas d'un estimateur optimal non biaisé, on atteint la borne de Cramer-Rao.

## A.2 Exemple de la construction d'une carte

On a un signal temporel  $d$  reçu par le détecteur :

$$d = A \times T + n \quad (\text{A.7})$$

Où  $T$  est la carte en température en entrée,  $A$  inclut toute la fonction de transfert de l'instrument (pointage, lobe optique, bande passante, transfert thermique etc.), c'est une matrice (nombre d'échantillons temporels \* nombre de pixels), et  $n$  est le bruit instrumental de spectre  $N$ .

On obtient le  $\chi^2$  :

$$\chi^2 = (d - AT)^T \mathbf{V}^{-1} (d - AT) \quad (\text{A.8})$$

Un estimateur de  $T$  est alors donné par :

$$\hat{T} = (A^T N^{-1} A)^{-1} A^T N^{-1} d. \quad (\text{A.9})$$

# Annexe B

## Bispectre lissé de la carte Smica

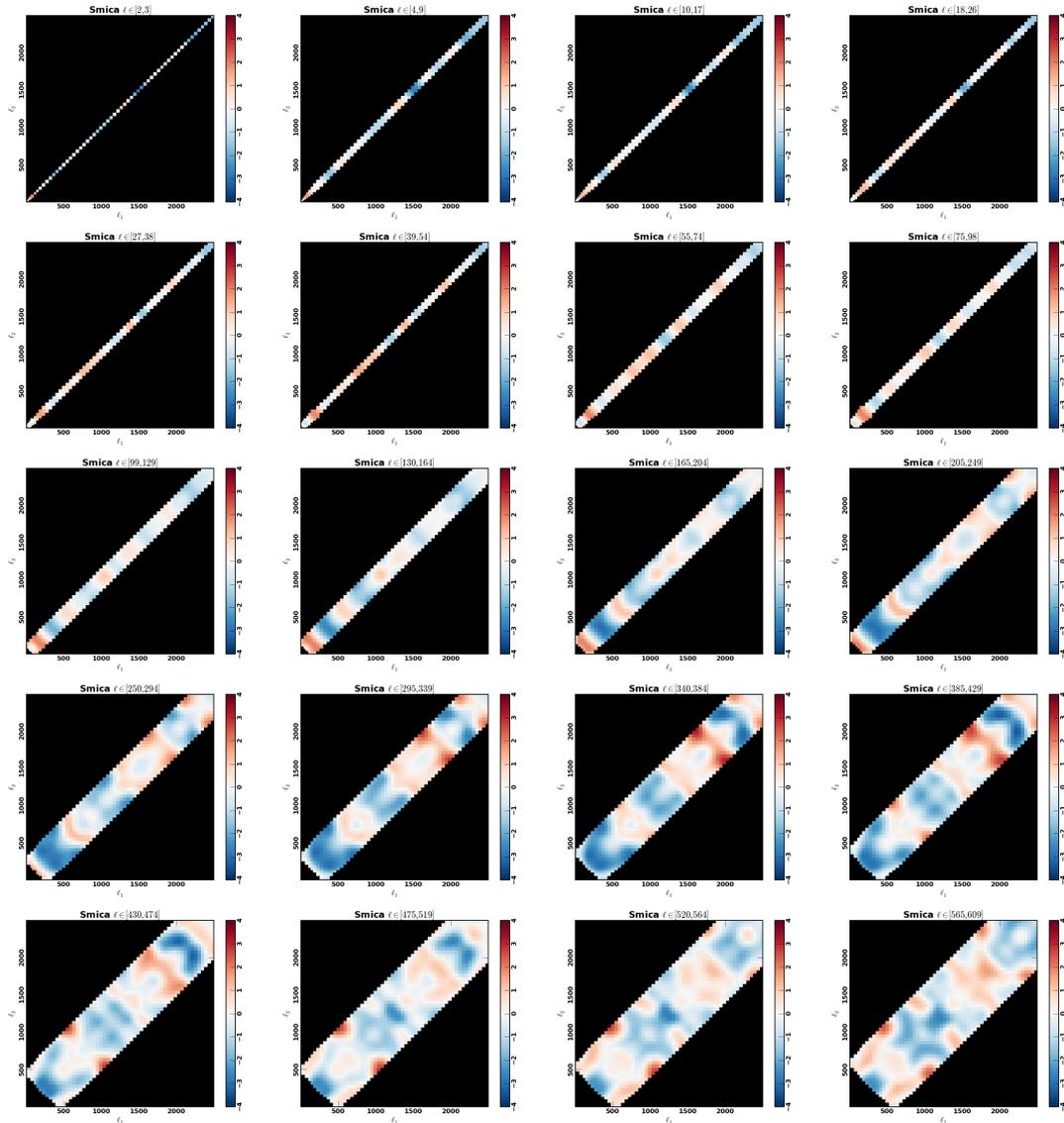


FIGURE B.1 – Bispectre lissé de Smica.

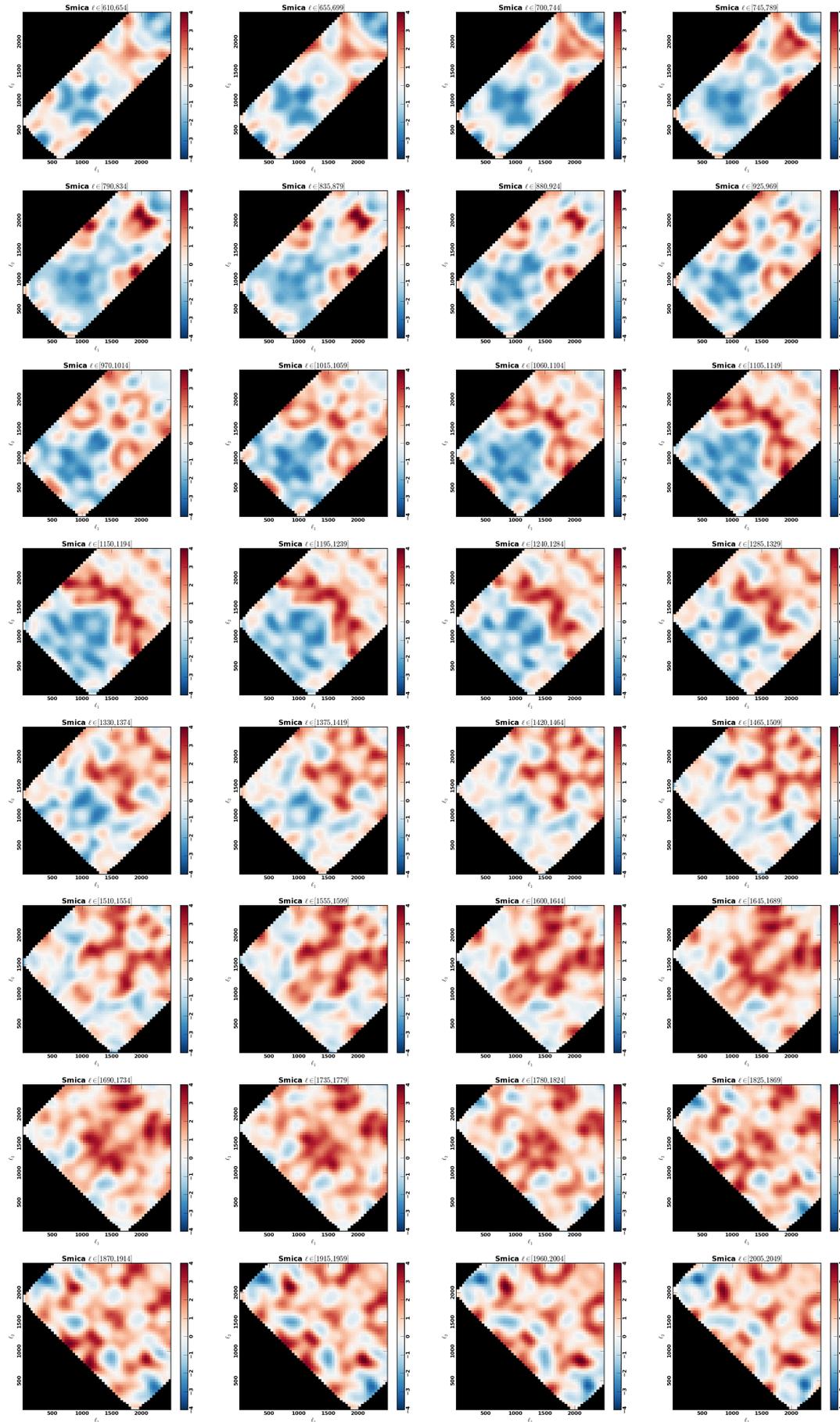


FIGURE B.2 – Bispectre lissé de Smica.

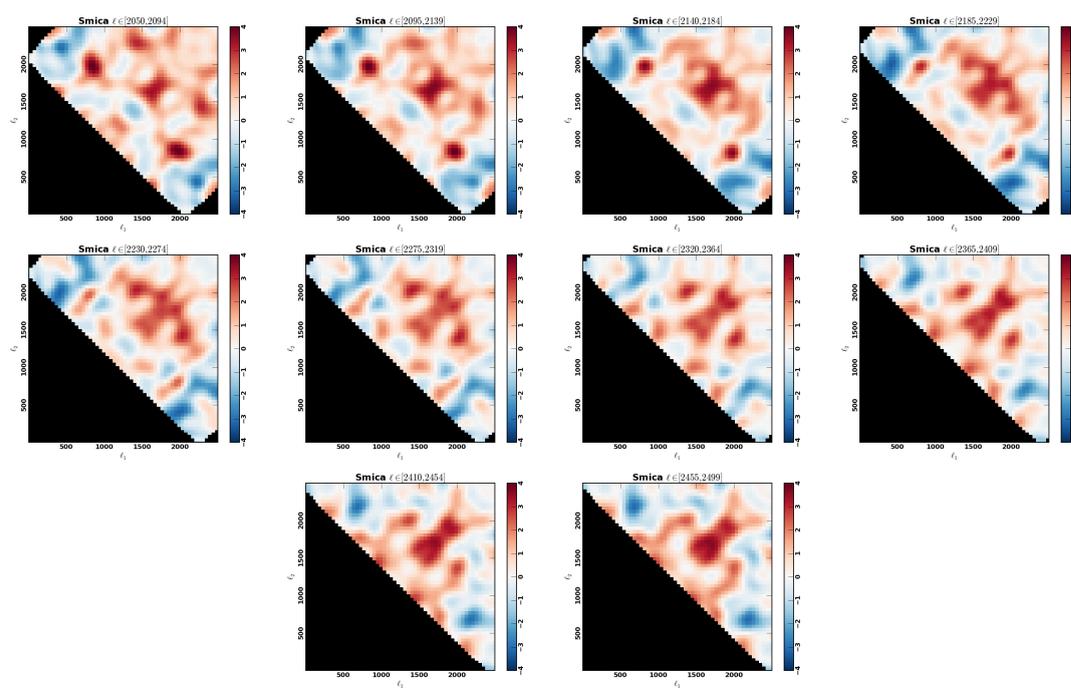


FIGURE B.3 – Bispectre lissé de Smica.



# Bibliographie

- K. N. ABAZAJIAN *et al.* : Neutrino Physics from the Cosmic Microwave Background and Large Scale Structure. *ArXiv e-prints*, septembre 2013. *2 citations pages 41 et 171*
- P. ABRIAL, Y. MOUDDEN, J.-L. STARCK, J. FADILI, J. DELABROUILLE et M. K. NGUYEN : CMB data analysis and sparsity. *Statistical Methodology*, 5:289–298, juillet 2008. *Cité page 116*
- V. ACQUAVIVA, N. BARTOLO, S. MATARRESE et A. RIOTTO : Gauge-invariant second-order perturbations and non-Gaussianity from inflation. *Nuclear Physics B*, 667:119–148, septembre 2003. *Cité page 37*
- A. ALBRECHT, G. BERNSTEIN, R. CAHN, W. L. FREEDMAN, J. HEWITT, W. HU, J. HUTH, M. KAMIONKOWSKI, E. W. KOLB, L. KNOX, J. C. MATHER, S. STAGGS et N. B. SUNTZEFF : Report of the Dark Energy Task Force. *ArXiv Astrophysics e-prints*, septembre 2006. *Cité page 170*
- R. A. ALPHER et R. HERMAN : Evolution of the Universe. *Nature*, 162:774–775, novembre 1948. *2 citations pages 7 et 13*
- 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 2012. *Cité page 88*
- M. ARNAUD, G. W. PRATT, R. PIFFARETTI, H. BÖHRINGER, J. H. CROSTON et E. POINTECOUTEAU : The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (recess) and the  $y_{SZ}$  -  $m_{500}$  relation. *ApJ*, 517:A92, jul 2010. URL <http://arxiv.org/pdf/0910.1234v1.pdf>. *Cité page 127*
- D. BABICH : Optimal estimation of non-Gaussianity. *Phys. Rev. D*, 72(4):043003, août 2005. *Cité page 95*
- D. BABICH et M. ZALDARRIAGA : Primordial bispectrum information from CMB polarization. *Phys. Rev. D*, 70(8):083005, octobre 2004a. *Cité page 41*
- D. BABICH et M. ZALDARRIAGA : Primordial bispectrum information from CMB polarization. *Phys. Rev. D*, 70(8):083005, octobre 2004b. *Cité page 99*
- J. M. BARDEEN, J. R. BOND, N. KAISER et A. S. SZALAY : The statistics of peaks of Gaussian random fields. *ApJ*, 304:15–61, mai 1986. *Cité page 53*

- N. BARTOLO, S. MATARRESE et A. RIOTTO : Non-Gaussianity from inflation. *Phys. Rev. D*, 65(10):103505, mai 2002. *Cité page 34*
- S. BASAK, S. PRUNET et K. BENABED : Simulating weak lensing of CMB maps. *A&A*, 508:53–62, décembre 2009. *Cité page 133*
- D. BAUMANN : TASI Lectures on Inflation. *ArXiv e-prints*, juillet 2009. *5 citations pages 18, 19, 24, 26, et 47*
- D. BAUMANN : Cosmology Lectures. [www.damtp.cam.ac.uk/user/db275/Cosmology/Lectures.pdf](http://www.damtp.cam.ac.uk/user/db275/Cosmology/Lectures.pdf), janvier 2014. *Cité page 53*
- D. BAUMANN et L. MCALLISTER : Inflation and String Theory. PASA, avril 2014. *Cité page 23*
- Julian BAUTISTA : *baryon acoustic oscillations in the large scales structures of the universe by the sloan digital sky survey*. These, Université Paris-Diderot - Paris VII, septembre 2014. *Cité page 175*
- C. L. BENNETT, D. LARSON, J. L. WEILAND *et al.* : Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Final Maps and Results. *ApJS*, 208:20, octobre 2013. *Cité page 86*
- L. BERGSTRÖM : Dark matter evidence, particle physics candidates and detection methods. *Annalen der Physik*, 524:479–496, octobre 2012. *Cité page 15*
- M. BERSANELLI, N. MANDOLESI, R. C. BUTLER, A. MENNELLA, F. VILLA *et al.* : Planck pre-launch status : Design and description of the Low Frequency Instrument. *A&A*, 520:A4, septembre 2010. *Cité page 74*
- F. W. BESSEL : Bestimmung der Entfernung des 61sten Sterns des Schwans. *Astronomische Nachrichten*, 16:65, décembre 1838. *Cité page 5*
- M. BETOULE, R. KESSLER, J. GUY, J. MOSHER, D. HARDIN *et al.* : Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples. *ArXiv e-prints*, janvier 2014. *Cité page 17*
- F. BEUTLER, C. BLAKE, M. COLLESS, D. H. JONES, L. STAVELEY-SMITH *et al.* : The 6dF Galaxy Survey : baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant. *MNRAS*, 416:3017–3032, octobre 2011. *Cité page 87*
- S. BHATTACHARYA et A. KOSOWSKY : Dark energy constraints from galaxy cluster peculiar velocities. *Phys. Rev. D*, 77(8):083004, avril 2008. *Cité page 170*
- S. BHATTACHARYA, D. NAGAI, L. SHAW, T. CRAWFORD et G. P. HOLDER : Bispectrum of the Sunyaev-Zel’dovich Effect. *ApJ*, 760:5, novembre 2012. *Cité page 67*
- Suman BHATTACHARYA : *Cosmology using galaxy cluster peculiar velocities*. ProQuest, 2008. *Cité page 172*
- BICEP2 COLLABORATION : Detection of B-Mode Polarization at Degree Angular Scales by BICEP2. *Physical Review Letters*, 112(24):241101, juin 2014. *Cité page 40*

- M. BIRKINSHAW : The Sunyaev-Zel'dovich effect. *Phys. Rep.*, 310:97–195, mars 1999. *Cité page 58*
- C. BLAKE, E. A. KAZIN, F. BEUTLER, T. M. DAVIS, D. PARKINSON *et al.* : The WiggleZ Dark Energy Survey : mapping the distance-redshift relation with baryon acoustic oscillations. *MNRAS*, 418:1707–1724, décembre 2011. *Cité page 87*
- G. R. BLUMENTHAL, S. M. FABER, J. R. PRIMACK et M. J. REES : Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter. *Nature*, 311:517–525, octobre 1984. *Cité page 15*
- J. BOBIN, F. SUREAU, P. PAYKARI, A. RASSAT, S. BASAK et J.-L. STARCK : WMAP nine-year CMB estimation using sparsity. *A&A*, 553:L4, mai 2013. *Cité page 134*
- J. BOCK, A. COORAY, S. HANANY, B. KEATING, A. LEE, T. MATSUMURA, M. MILLIGAN, N. PONTIEU, T. RENBARGER et H. TRAN : The Experimental Probe of Inflationary Cosmology (EPIC) : A Mission Concept Study for NASA's Einstein Inflation Probe. *ArXiv e-prints*, mai 2008. *Cité page 41*
- P. BODE, J. P. OSTRIKER et A. VIKHLININ : Exploring the Energetics of Intracluster Gas with a Simple and Accurate Model. *ApJ*, 700:989–999, août 2009. *Cité page 181*
- J. R. BOND et G. EFSTATHIOU : The statistics of cosmic background radiation fluctuations. *MNRAS*, 226:655–687, juin 1987. *2 citations pages 7 et 53*
- J. R. BOND et A. S. SZALAY : The collisionless damping of density fluctuations in an expanding universe. *ApJ*, 274:443–468, novembre 1983. *Cité page 53*
- L. BOUBEKEUR, P. CREMINELLI, G. D'AMICO, J. NOREÑA et F. VERNIZZI : Sachs-Wolfe at second order : the CMB bispectrum on large angular scales. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 8:29, août 2009. *Cité page 66*
- R. BRANDENBERGER et C. VAFA : Superstrings in the early universe. *Nuclear Physics B*, 316:391–410, avril 1989. *Cité page 32*
- R. H. BRANDENBERGER, A. NAYERI et S. P. PATIL : Closed String Thermodynamics and a Blue Tensor Spectrum. *ArXiv e-prints*, mars 2014. *Cité page 41*
- J. N. BREGMAN : The Search for the Missing Baryons at Low Redshift. *ARA&A*, 45:221–259, septembre 2007. *Cité page 169*
- M. BUCHER et T. LOUIS : Filling in cosmic microwave background map missing data using constrained Gaussian realizations. *MNRAS*, 424:1694–1713, août 2012. *Cité page 116*
- M. BUCHER, B. VAN TENT et C. S. CARVALHO : Detecting bispectral acoustic oscillations from inflation using a new flexible estimator. *MNRAS*, 407:2193–2206, octobre 2010. *4 citations pages 102, 103, 113, et 114*
- T. S. BUNCH et P. C. W. DAVIES : Quantum field theory in de Sitter space - Renormalization by point-splitting. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 360:117–134, mars 1978. *Cité page 27*

- C. T. BYRNES, S. NURMI, G. TASINATO et D. WANDS : Scale dependence of local  $f_{NL}$ . *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2:34, février 2010. *Cité page 37*
- E. CALABRESE, R. HLOŽEK *et al.* : Precision Epoch of Reionization studies with next-generation CMB experiments. *ArXiv e-prints*, juin 2014. *Cité page 171*
- S. CAMERA, M. G. SANTOS, P. G. FERREIRA et L. FERRAMACHO : Cosmology on Ultralarge Scales with Intensity Mapping of the Neutral Hydrogen 21 cm Emission : Limits on Primordial Non-Gaussianity. *Physical Review Letters*, 111(17):171302, octobre 2013. *Cité page 43*
- J. E. CARLSTROM, G. P. HOLDER et E. D. REESE : Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich Effect. *ARA&A*, 40:643–680, 2002. *Cité page 58*
- S. M. CARROLL : In What Sense Is the Early Universe Fine-Tuned? *ArXiv e-prints*, juin 2014. *Cité page 24*
- Guillaume CASTEX : *Simulation et modélisation du ciel dans le domaine millimétrique*. These, Université Paris-Diderot - Paris VII, novembre 2013. *Cité page 129*
- A. CATALANO *et al.* : Impact of particles on the Planck HFI detectors : Ground-based measurements and physical interpretation. *ArXiv e-prints*, mars 2014. *Cité page 148*
- R. CEN et J. P. OSTRICKER : Where Are the Baryons? *ApJ*, 514:1–6, mars 1999. *Cité page 169*
- R. CEN et J. P. OSTRICKER : Where Are the Baryons? II. Feedback Effects. *ApJ*, 650:560–572, octobre 2006. *Cité page 169*
- B. CHEN, Y. WANG, W. XUE et R. BRANDENBERGER : String Gas Cosmology and Non-Gaussianities. *ArXiv e-prints*, décembre 2007a. *Cité page 38*
- X. CHEN : Primordial Non-Gaussianities from Inflation Models. *Advances in Astronomy*, 2010, 2010. *Cité page 33*
- X. CHEN, R. EASTHER et E. A. LIM : Generation and characterization of large non-Gaussianities in single field inflation. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 4:10, avril 2008. *Cité page 37*
- X. CHEN, M.-x. HUANG, S. KACHRU et G. SHIU : Observational signatures and non-Gaussianities of general single-field inflation. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 1:2, janvier 2007b. *Cité page 36*
- C. CLARKSON : Establishing homogeneity of the universe in the shadow of dark energy. *Comptes Rendus Physique*, 13:682–718, juillet 2012. *Cité page 170*
- N. COPERNICUS : *D revolutionibus orbium coelestium*. 1543. *Cité page 5*
- S. COURTEAU et A. DEKEL : Cosmic Flows : A Status Report. In T. VON HIPPEL, C. SIMPSON et N. MANSET, éditeurs : *Astrophysical Ages and Times Scales*, volume 245 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 584, 2001. *Cité page 170*

- P. CREMINELLI, A. NICOLIS, L. SENATORE, M. TEGMARK et M. ZALDARRIAGA : Limits on non-Gaussianities from WMAP data. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 5:4, mai 2006. *3 citations pages 35, 97, et 100*
- P. CREMINELLI et M. ZALDARRIAGA : A single-field consistency relation for the three-point function. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 10:6, octobre 2004. *Cité page 37*
- R. G. CRITTENDEN et N. TUROK : Looking for a Cosmological Constant with the Rees-Sciama Effect. *Physical Review Letters*, 76:575–578, janvier 1996. *Cité page 57*
- J. CROWDER et N. J. CORNISH : Beyond LISA : Exploring future gravitational wave missions. *Phys. Rev. D*, 72(8):083005, octobre 2005. *Cité page 42*
- C. CUNHA, D. HUTERER et O. DORÉ : Primordial non-Gaussianity from the covariance of galaxy cluster counts. *Phys. Rev. D*, 82(2):023004, juillet 2010. *Cité page 43*
- A. CURTO, E. MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, P. MUKHERJEE, R. B. BARREIRO, F. K. HANSEN, M. LIGUORI et S. MATARRESE : Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 5-yr constraints on  $f_{nl}$  with wavelets. *MNRAS*, 393:615–622, février 2009. *Cité page 102*
- A. CURTO, M. TUCCI, J. GONZÁLEZ-NUEVO, L. TOFFOLATTI, E. MARTÍNEZ-GONZÁLEZ, F. ARGÜESO, A. LAPI et M. LÓPEZ-CANIEGO : Forecasts on the contamination induced by unresolved point sources in primordial non-Gaussianity beyond Planck. *MNRAS*, 432:728–742, juin 2013. *Cité page 68*
- A. CURTO, M. TUCCI, M. KUNZ et E. MARTINEZ-GONZALEZ : The CIB-lensing bispectrum : impact on primordial non-Gaussianity and detectability for the Planck mission. *ArXiv e-prints*, mai 2014. *Cité page 68*
- N. DALAL, O. DORÉ, D. HUTERER et A. SHIROKOV : Imprints of primordial non-Gaussianities on large-scale structure : Scale-dependent bias and abundance of virialized objects. *Phys. Rev. D*, 77(12):123514, juin 2008. *Cité page 42*
- T. M. DAME, D. HARTMANN et P. THADDEUS : The milky way in molecular clouds : A new complete co survey. *ApJ*, 547:792–813, feb 2001. URL [http://iopscience.iop.org/0004-637X/547/2/792/pdf/0004-637X\\_547\\_2\\_792.pdf](http://iopscience.iop.org/0004-637X/547/2/792/pdf/0004-637X_547_2_792.pdf). *2 citations pages 61 et 127*
- S. DAS, T. LOUIS, M. R. NOLTA *et al.* : The Atacama Cosmology Telescope : temperature and gravitational lensing power spectrum measurements from three seasons of data. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 4:14, avril 2014. *Cité page 86*
- M. DAVIS, G. EFSTATHIOU, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE : The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter. *ApJ*, 292:371–394, mai 1985. *Cité page 181*
- M. DAVIS et P. J. E. PEEBLES : On the integration of the BBGKY equations for the development of strongly nonlinear clustering in an expanding universe. *ApJS*, 34:425–450, août 1977. *Cité page 172*

- T. M. DAVIS et C. H. LINEWEAVER : Expanding Confusion : Common Misconceptions of Cosmological Horizons and the Superluminal Expansion of the Universe. 21:97–109, 2004. *Cité page 22*
- W. DE SITTER : Einstein’s theory of gravitation and its astronomical consequences. Third paper. MNRAS, 78:3–28, novembre 1917. *Cité page 6*
- J. DELABROUILLE, M. BETOULE, J.-B. MELIN, M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES, J. GONZALEZ-NUEVO, M. LE JEUNE, G. CASTEX, G. DE ZOTTI, S. BASAK *et al.* : The pre-launch Planck Sky Model : a model of sky emission at submillimetre to centimetre wavelengths. A&A, 553:A96, mai 2013. *Cité page 127*
- T. DELUBAC, J. E. BAUTISTA, N. G. BUSCA, J. RICH *et al.* : Baryon Acoustic Oscillations in the Ly $\alpha$  forest of BOSS DR11 quasars. *ArXiv e-prints*, avril 2014. *Cité page 88*
- DESI COLLABORATION : The DESI Experiment, a whitepaper for Snowmass 2013. *ArXiv e-prints*, août 2013. *Cité page 42*
- V. DESJACQUES et U. SELJAK : Primordial non-Gaussianity from the large-scale structure. *Classical and Quantum Gravity*, 27(12):124011, juin 2010. *Cité page 42*
- R. H. DICKE, P. J. E. PEEBLES, P. G. ROLL et D. T. WILKINSON : Cosmic Black-Body Radiation. ApJ, 142:414–419, juillet 1965. *Cité page 7*
- S. DODELSON : *Modern cosmology*. 2003. *Cité page 15*
- S. DONZELLI, F. K. HANSEN, M. LIGUORI et D. MAINO : Impact of the 1/f Noise and the Asymmetric Beam on Non-Gaussianity Searches with Planck. ApJ, 706:1226–1240, décembre 2009. *Cité page 152*
- O. DORÉ, G. HOLDER *et al.* : Signature of patchy reionization in the polarization anisotropy of the CMB. Phys. Rev. D, 76(4):043002, août 2007. *Cité page 57*
- A. G. DOROSHKEVICH, Y. B. ZEL’DOVICH et R. A. SYUNYAEV : Fluctuations of the microwave background radiation in the adiabatic and entropic theories of galaxy formation. Soviet Ast., 22:523–528, octobre 1978. *Cité page 7*
- A. DUCOUT, F. R. BOUCHET, S. COLOMBI, D. POGOSYAN et S. PRUNET : Non-Gaussianity and Minkowski functionals : forecasts for Planck. MNRAS, 429:2104–2126, mars 2013. *Cité page 102*
- G. EFSTATHIOU : Effects of destripping errors on estimates of the CMB power spectrum. MNRAS, 356:1549–1558, février 2005. *Cité page 152*
- A. EINSTEIN : Zur Elektrodynamik bewegter Körper<sup>1</sup>. *Annalen der Physik*, 322:891–921, 1905. *Cité page 6*

---

1. une traduction en Anglais peut être trouvée ici : [http://en.wikisource.org/wiki/On\\_the\\_Electrodynamics\\_of\\_Moving\\_Bodies\\_\(1920\\_edition\)](http://en.wikisource.org/wiki/On_the_Electrodynamics_of_Moving_Bodies_(1920_edition))

- A. EINSTEIN : Die Feldgleichungen der Gravitation<sup>2</sup>. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 844-847., pages 844–847, 1915. *Cité page 6*
- A. EINSTEIN : Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie<sup>3</sup>. *Annalen der Physik*, 354:769–822, 1916. *Cité page 6*
- A. EINSTEIN : Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 142-152., pages 142–152, 1917. *2 citations pages 6 et 9*
- F. ELSNER et B. D. WANDEL : Efficient Wiener filtering without preconditioning. *A&A*, 549:A111, janvier 2013. *Cité page 100*
- EUCLID THEORY WORKING GROUP : Cosmology and Fundamental Physics with the Euclid Satellite. *Living Reviews in Relativity*, 16:6, septembre 2013. *Cité page 42*
- J. R. FERGUSON, M. LIGUORI et E. P. S. SHELLARD : General CMB and primordial bispectrum estimation : Mode expansion, map making, and measures of  $F_{NL}$ . *Phys. Rev. D*, 82(2):023502, juillet 2010. *Cité page 131*
- J. R. FERGUSON et E. P. S. SHELLARD : Primordial non-Gaussianity and the CMB bispectrum. *Phys. Rev. D*, 76(8):083523, octobre 2007. *Cité page 101*
- P. G. FERREIRA, R. JUSZKIEWICZ, H. A. FELDMAN, M. DAVIS et A. H. JAFFE : Streaming Velocities as a Dynamical Estimator of  $\Omega$ . *ApJ*, 515:L1–L4, avril 1999. *Cité page 172*
- D. J. FIXSEN, E. S. CHENG, J. M. GALES, J. C. MATHER, R. A. SHAFER et E. L. WRIGHT : The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. *ApJ*, 473:576, décembre 1996. *Cité page 48*
- R. FLAUGER, J. C. HILL et D. N. SPERGEL : Toward an Understanding of Foreground Emission in the BICEP2 Region. *ArXiv e-prints*, mai 2014. *Cité page 40*
- R. FLAUGER, L. MCALLISTER, E. PAJER, A. WESTPHAL et G. XU : Oscillations in the CMB from axion monodromy inflation. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 6:9, juin 2010. *Cité page 37*
- A. FONT-RIBERA, D. KIRKBY, N. BUSCA, J. MIRALDA-ESCUDE, N. P. ROSS, A. SLOSAR, J. RICH *et al.* : Quasar-Lyman  $\alpha$  forest cross-correlation from BOSS DR11 : Baryon Acoustic Oscillations. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 5:27, mai 2014. *Cité page 88*
- D. V. FORERO, M. TÓRTOLA et J. W. F. VALLE : Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012. *Phys. Rev. D*, 86(7):073012, octobre 2012. *Cité page 15*

---

2. une traduction en Anglais peut être trouvée ici : <http://en.wikisource.org/?curid=735695>

3. une traduction en Anglais peut être trouvée ici : [http://en.wikisource.org/wiki/The\\_Foundation\\_of\\_the\\_Generalised\\_Theory\\_of\\_Relativity](http://en.wikisource.org/wiki/The_Foundation_of_the_Generalised_Theory_of_Relativity)

- O. FORNI et N. AGHANIM : Separating the kinetic Sunyaev-Zel'dovich effect from primary cosmic microwave background fluctuations. *A&A*, 420:49–60, juin 2004.  
*Cité page 171*
- K. FREESE : Review of Observational Evidence for Dark Matter in the Universe and in upcoming searches for Dark Stars. In E. PÉCONTAL, T. BUCHERT, P. DI STEFANO et Y. COPIN, éditeurs : *EAS Publications Series*, volume 36 de *EAS Publications Series*, pages 113–126, 2009.  
*Cité page 16*
- B. C. FRIEDMAN, A. COORAY et A. MELCHIORRI : WMAP-normalized inflationary model predictions and the search for primordial gravitational waves with direct detection experiments. *Phys. Rev. D*, 74(12):123509, décembre 2006.  
*Cité page 42*
- A. FRIEDMANN : Über die Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik*, 10:377–386, 1922.  
*Cité page 6*
- G. GAMOW : Expanding Universe and the Origin of Elements. *Physical Review*, 70:572–573, octobre 1946.  
*2 citations pages 7 et 12*
- A. GANGUI, F. LUCCHIN, S. MATARRESE et S. MOLLERACH : The three-point correlation function of the cosmic microwave background in inflationary models. *ApJ*, 430:447–457, août 1994.  
*Cité page 34*
- T. GIANNANTONIO, C. PORCIANI, J. CARRON, A. AMARA et A. PILLEPICH : Constraining primordial non-Gaussianity with future galaxy surveys. *MNRAS*, 422:2854–2877, juin 2012.  
*Cité page 42*
- T. GIANNANTONIO, A. J. ROSS, W. J. PERCIVAL, R. CRITTENDEN, D. BACHER, M. KILBINGER, R. NICHOL et J. WELLER : Improved primordial non-Gaussianity constraints from measurements of galaxy clustering and the integrated Sachs-Wolfe effect. *Phys. Rev. D*, 89(2):023511, janvier 2014.  
*Cité page 42*
- D. M. GOLDBERG et D. N. SPERGEL : Microwave background bispectrum. II. A probe of the low redshift universe. *Phys. Rev. D*, 59(10):103002, mai 1999.  
*2 citations pages 66 et 67*
- R. C. GONZALEZ et R. E. WOODS : *Digital Image Processing*. Addison-Wesley, Reading, MA, 1992.  
*Cité page 107*
- J. GONZÁLEZ-NUÉVO, 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.  
*Cité page 61*
- K. M. GÓRSKI, E. HIVON, A. J. BANDAY, B. D. WANDEL, F. K. HANSEN, M. REINECKE et M. BARTELMANN : HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *ApJ*, 622:759–771, avril 2005.  
*Cité page 83*
- J. E. GUNN et B. A. PETERSON : On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space. *ApJ*, 142:1633–1641, novembre 1965.  
*Cité page 57*

- A. H. GUTH : Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, 23:347–356, janvier 1981. *Cité page 21*
- M. G. HAEHNELT et M. TEGMARK : Using the Kinematic Sunyaev-Zeldovich effect to determine the peculiar velocities of clusters of galaxies. *MNRAS*, 279:545, mars 1996a. *Cité page 170*
- M. G. HAEHNELT et M. TEGMARK : Using the Kinematic Sunyaev-Zeldovich effect to determine the peculiar velocities of clusters of galaxies. *MNRAS*, 279:545, mars 1996b. *Cité page 174*
- N. HAND *et al.* : Evidence of Galaxy Cluster Motions with the Kinematic Sunyaev-Zel’dovich Effect. *Physical Review Letters*, 109(4):041101, juillet 2012. *4 citations pages 171, 173, 181, et 185*
- D. HANSON, S. HOOVER, A. CRITES *et al.* : Detection of B-Mode Polarization in the Cosmic Microwave Background with Data from the South Pole Telescope. *Physical Review Letters*, 111(14):141301, octobre 2013. *Cité page 58*
- D. HANSON, K. M. SMITH, A. CHALLINOR et M. LIGUORI : CMB lensing and primordial non-Gaussianity. *Phys. Rev. D*, 80(8):083004, octobre 2009. *Cité page 132*
- E. R. HARRISON : Fluctuations at the threshold of classical cosmology. *Phys. Rev. D*, 1: 2726–2730, May 1970. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.1.2726>. *Cité page 7*
- C. HERNÁNDEZ-MONTEAGUDO et R. A. SUNYAEV : Missing baryons, bulk flows, and the E-mode polarization of the Cosmic Microwave Background. *A&A*, 490:25–29, octobre 2008. *Cité page 170*
- C. HERNÁNDEZ-MONTEAGUDO, L. VERDE, R. JIMENEZ et D. N. SPERGEL : Correlation Properties of the Kinematic Sunyaev-Zel’dovich Effect and Implications for Dark Energy. *ApJ*, 643:598–615, juin 2006. *Cité page 170*
- J. C. HILL et D. N. SPERGEL : Detection of thermal SZ-CMB lensing cross-correlation in Planck nominal mission data. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2:30, février 2014. *Cité page 67*
- S. HO, S. DEDEO et D. SPERGEL : Finding the Missing Baryons Using CMB as a Backlight. *ArXiv e-prints*, mars 2009. *Cité page 171*
- W. HU : Wandering in the Background : A CMB Explorer. *ArXiv Astrophysics e-prints*, août 1995. *Cité page 53*
- Z. HUANG, L. VERDE et F. VERNIZZI : Constraining inflation with future galaxy redshift surveys. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 4:5, avril 2012. *Cité page 42*
- Z. HUANG et F. VERNIZZI : The full CMB temperature bispectrum from single-field inflation. *ArXiv e-prints*, novembre 2013. *Cité page 66*

- E. HUBBLE : A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15:168–173, mars 1929a. *2 citations pages 7 et 12*
- E. P. HUBBLE : A spiral nebula as a stellar system, Messier 31. *ApJ*, 69:103–158, mars 1929b. *Cité page 7*
- D. JEONG : The non-gaussian signal in the galaxy bispectrum. Presented at the meeting : Critical Tests of Inflation Using Non-Gaussianity, November 5–8, 2012 at Max-Planck-Institut für Astrophysik, Garching, Germany, 2012. *Cité page 43*
- D. JEONG et E. KOMATSU : Primordial Non-Gaussianity, Scale-dependent Bias, and the Bispectrum of Galaxies. *ApJ*, 703:1230–1248, octobre 2009. *Cité page 43*
- M. KAMIONKOWSKI, A. KOSOWSKY et A. STEBBINS : A Probe of Primordial Gravity Waves and Vorticity. *Physical Review Letters*, 78:2058–2061, mars 1997. *Cité page 56*
- A. KASHLINSKY, F. ATRIO-BARANDELA, D. KOCEVSKI et H. EBELING : A Measurement of Large-Scale Peculiar Velocities of Clusters of Galaxies : Results and Cosmological Implications. *ApJ*, 686:L49–L52, octobre 2008. *Cité page 171*
- S. KAWAMURA, M. ANDO, N. SETO, S. SATO, T. NAKAMURA, K. TSUBONO, N. KANDA, T. TANAKA, J. YOKOYAMA, I. FUNAKI, K. NUMATA, K. IOKA, T. TAKASHIMA *et al.* : The Japanese space gravitational wave antenna : DECIGO. *Classical and Quantum Gravity*, 28(9):094011, mai 2011. *Cité page 42*
- R. KEISLER : The Statistical Significance of the "Dark Flow". *ApJ*, 707:L42–L44, décembre 2009. *Cité page 171*
- R. KEISLER, C. L. REICHARDT *et al.* : A Measurement of the Damping Tail of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum with the South Pole Telescope. *ApJ*, 743:28, décembre 2011. *Cité page 86*
- R. KHATRI et R. A. SUNYAEV : Forecasts for CMB  $\mu$  and  $i$ -type spectral distortion constraints on the primordial power spectrum on scales  $8\text{lessssim}10^4 \text{ Mpc}^{-1}$  with the future Pixie-like experiments. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 6:26, juin 2013. *Cité page 48*
- R. KHATRI et B. D. WANDELT : More on crinkles in the last scattering surface. *Phys. Rev. D*, 81(10):103518, mai 2010. *Cité page 66*
- 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. *Cité page 171*
- A. KOGUT, D. J. FIXSEN *et al.* : The Primordial Inflation Explorer (PIXIE) : a nulling polarimeter for cosmic microwave background observations. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 7:25, juillet 2011. *Cité page 41*
- E. KOMATSU : The Pursuit of Non-Gaussian Fluctuations in the Cosmic Microwave Background. *ArXiv Astrophysics e-prints*, juin 2002. *2 citations pages 27 et 30*

- E. KOMATSU *et al.* : Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 180:330–376, février 2009a. *Cité page 139*
- E. KOMATSU *et al.* : Non-Gaussianity as a Probe of the Physics of the Primordial Universe and the Astrophysics of the Low Redshift Universe. *In astro2010 : The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*, volume 2010 de *ArXiv Astrophysics e-prints*, page 158, 2009b. *Cité page 31*
- E. KOMATSU *et al.* : Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 192:18, février 2011. *Cité page 139*
- E. KOMATSU et D. N. SPERSEL : Acoustic signatures in the primary microwave background bispectrum. *Phys. Rev. D*, 63(6):063002, mars 2001. *5 citations pages 35, 65, 67, 68, et 94*
- E. KOMATSU, D. N. SPERSEL et B. D. WANDEL : Measuring Primordial Non-Gaussianity in the Cosmic Microwave Background. *ApJ*, 634:14–19, novembre 2005. *Cité page 100*
- E. KOMATSU, B. D. WANDEL, D. N. SPERSEL, A. J. BANDAY et K. M. GÓRSKI : Measurement of the Cosmic Microwave Background Bispectrum on the COBE DMR Sky Maps. *ApJ*, 566:19–29, février 2002. *Cité page 96*
- A.S. KOMPANEETS : Establishment of thermal equilibrium between quanta and electrons. *Translation in Sov. Phys. JETP 31, 876.*, 4, 1956. *Cité page 59*
- J. M. KOVAC, E. M. LEITCH, C. PRYKE, J. E. CARLSTROM, N. W. HALVERSON et W. L. HOLZAPFEL : Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASI. *Nature*, 420:772–787, décembre 2002. *Cité page 56*
- S. KUROYANAGI, C. GORDON, J. SILK et N. SUGIYAMA : Forecast constraints on inflation from combined CMB and gravitational wave direct detection experiments. *Phys. Rev. D*, 81(8):083524, avril 2010. *Cité page 42*
- F. LACASA : Non-Gaussianity and extragalactic foregrounds to the Cosmic Microwave Background. *ArXiv e-prints*, juin 2014. *Cité page 68*
- F. LACASA et N. AGHANIM : Optimal estimator for the amplitude of the bispectrum from IR sources. *ArXiv e-prints*, novembre 2012. *Cité page 68*
- F. LACASA, N. AGHANIM, M. KUNZ et M. FROMMERT : Characterization of the non-Gaussianity of radio and IR point sources at CMB frequencies. *MNRAS*, 421:1982–1995, avril 2012. *Cité page 68*
- G. LAGACHE, J.-L. PUGET et H. DOLE : Dusty Infrared Galaxies : Sources of the Cosmic Infrared Background. *ARA&A*, 43:727–768, septembre 2005. *Cité page 60*
- 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. *2 citations pages 75 et 77*

- D. LANGLOIS : Inflation and Cosmological Perturbations. *In* G. WOLSCHIN, éditeur : *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, volume 800 de *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, pages 1–57, mars 2010. *Cité page 24*
- D. LANGLOIS et B. VAN TENT : Hunting for isocurvature modes in the cosmic microwave background non-Gaussianities. *Classical and Quantum Gravity*, 28(22):222001, novembre 2011. *Cité page 34*
- D. LANGLOIS et B. VAN TENT : Isocurvature modes in the CMB bispectrum. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 7:40, juillet 2012. *Cité page 40*
- David LANGLOIS : Isocurvature cosmological perturbations and the cmb. *Comptes Rendus Physique*, 4(8):953–959, 2003. *Cité page 32*
- G. LAVAUX, N. AFSHORDI et M. J. HUDSON : First measurement of the bulk flow of nearby galaxies using the cosmic microwave background. *MNRAS*, 430:1617–1635, avril 2013. *Cité page 171*
- J.-L. LEHNERS : Ekpyrotic Nongaussianity : A Review. *Advances in Astronomy*, 2010, 2010. *Cité page 32*
- 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 Societe Scientifique de Bruxelles*, 47:49–59, 1927. *Cité page 7*
- G. LEMAÎTRE : The Beginning of the World from the Point of View of Quantum Theory. *Nature*, 127:706, mai 1931. *Cité page 7*
- J. LESGOURGUES : Inflationary cosmology. *Notes de cours*<sup>4</sup>, 73:803–804, March 2006. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.73.803>. *2 citations pages 24 et 32*
- J. LESGOURGUES : The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) I : Overview. *ArXiv e-prints*, avril 2011. *Cité page 53*
- A. LEWIS : The full squeezed CMB bispectrum from inflation. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 6:23, juin 2012a. *Cité page 66*
- A. LEWIS : The full squeezed CMB bispectrum from inflation. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 6:23, juin 2012b. *Cité page 66*
- A. LEWIS, A. CHALLINOR et D. HANSON : The shape of the CMB lensing bispectrum. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 3:18, mars 2011. *Cité page 66*
- 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 pages 50, 53, et 113*
- M. LI, R. E. ANGULO, S. D. M. WHITE et J. JASCHE : Matched filter optimization of kSZ measurements with a reconstructed cosmological flow field. *ArXiv e-prints*, mars 2014. *Cité page 171*

---

4. [http://lesgourg.web.cern.ch/lesgourg/Inflation\\_EPFL.pdf](http://lesgourg.web.cern.ch/lesgourg/Inflation_EPFL.pdf)

- A. R. LIDDLE et S. M. LEACH : How long before the end of inflation were observable perturbations produced? *Phys. Rev. D*, 68(10):103503, novembre 2003. *Cité page 29*
- A. R. LIDDLE et D. H. LYTH : *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*. juin 2000. *Cité page 24*
- M. LIGUORI, E. SEFUSATTI, J. R. FERGUSSON et E. P. S. SHELLARD : Primordial Non-Gaussianity and Bispectrum Measurements in the Cosmic Microwave Background and Large-Scale Structure. *Advances in Astronomy*, 2010, 2010a. *Cité page 33*
- M. LIGUORI, E. SEFUSATTI, J. R. FERGUSSON et E. P. S. SHELLARD : Primordial Non-Gaussianity and Bispectrum Measurements in the Cosmic Microwave Background and Large-Scale Structure. *Advances in Astronomy*, 2010, 2010b. *Cité page 64*
- A. LINDE : Inflationary Cosmology. In M. LEMOINE, J. MARTIN et P. PETER, éditeurs : *Inflationary Cosmology*, volume 738 de *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, page 1, 2008. *Cité page 24*
- 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. *Cité page 21*
- C. H. LINEWEAVER : Gold in the Doppler Hills : Cosmological Parameters in the Microwave Background. In D. VALLS-GABAUD, M. A. HENDRY, P. MOLARO et K. CHAMCHAM, éditeurs : *From Quantum Fluctuations to Cosmological Structures*, volume 126 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 185, septembre 1997. *Cité page 52*
- H. A. LORENTZ : Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light. *Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen Proceedings Series B Physical Sciences*, 6:809–831, 1903. *Cité page 6*
- X. LUO : The angular bispectrum of the cosmic microwave background. *ApJ*, 427:L71–L74, juin 1994. *Cité page 64*
- X. LUO et D. N. SCHRAMM : Kurtosis, skewness, and non-Gaussian cosmological density perturbations. *ApJ*, 408:33–42, mai 1993. *Cité page 62*
- D. H. LYTH : What Would We Learn by Detecting a Gravitational Wave Signal in the Cosmic Microwave Background Anisotropy? *Physical Review Letters*, 78:1861–1863, mars 1997. *Cité page 29*
- J. MALDACENA : Non-gaussian features of primordial fluctuations in single field inflationary models. *Journal of High Energy Physics*, 5:13, mai 2003. *2 citations pages 31 et 37*
- A. MANA, T. GIANNANTONIO, J. WELLER, B. HOYLE, G. HÜTSI et B. SARTORIS : Combining clustering and abundances of galaxy clusters to test cosmology and primordial non-Gaussianity. *MNRAS*, 434:684–695, septembre 2013. *Cité page 43*

- A. MANGILLI, B. WANDELT, F. ELSNER et M. LIGUORI : Optimal bispectrum estimator and simulations of the CMB lensing-integrated Sachs Wolfe non-Gaussian signal. *A&A*, 555:A82, juillet 2013. *2 citations pages 101 et 133*
- Y. MAO, A. D'ALOISIO, J. ZHANG et P. R. SHAPIRO : Primordial non-Gaussianity estimation using 21 cm tomography from the epoch of reionization. *Phys. Rev. D*, 88 (8):081303, octobre 2013. *Cité page 43*
- J. MARTIN, C. RINGEVAL et V. VENNIN : Encyclopaedia Inflationaris. *ArXiv e-prints*, mars 2013. *Cité page 30*
- J. C. MATHER, E. S. CHENG, D. A. COTTINGHAM, R. E. EPLEE, Jr., D. J. FIXSEN, T. HEWAGAMA, R. B. ISAACMAN, K. A. JENSEN, S. S. MEYER, P. D. NOERDLINGER, S. M. READ, L. P. ROSEN, R. A. SHAFER, E. L. WRIGHT, C. L. BENNETT, N. W. BOGGESS, M. G. HAUSER, T. KELSALL, S. H. MOSELEY, Jr., R. F. SILVERBERG, G. F. SMOOT, R. WEISS et D. T. WILKINSON : Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument. *ApJ*, 420:439–444, janvier 1994. *2 citations pages 7 et 15*
- T. MATSUMURA *et al.* : Mission design of LiteBIRD. *ArXiv e-prints*, novembre 2013. *Cité page 41*
- J. Clerk MAXWELL : A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155:459–512, 1865. URL <http://rstl.royalsocietypublishing.org/content/155/459.short>. *Cité page 5*
- P. D. MEERBURG, J. P. VAN DER SCHAAR et P. S. CORASANITI : Signatures of initial state modifications on bispectrum statistics. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 5:18, mai 2009. *Cité page 36*
- 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 pages 174 et 175*
- Jean-Baptiste MELIN : *Amas de galaxies et effet Sunyaev-Zel'dovich : observations et étude des effets de sélection des sondages*. These, Université Paris-Diderot - Paris VII, juin 2004. *Cité page 60*
- RA MEWALDT, AJ DAVIS, KA LAVE, RA LESKE, EC STONE, ME WIEDENBECK, WR BINNS, ER CHRISTIAN, AC CUMMINGS, GA de NOLFO *et al.* : Record-setting cosmic-ray intensities in 2009 and 2010. *The Astrophysical Journal Letters*, 723(1):L1, 2010. URL <http://stacks.iop.org/2041-8205/723/i=1/a=L1>. *Cité page 147*
- A. A. MICHELSON et E. W. MORLEY : On the Relative Motion of the Earth and of the Luminiferous Ether. *Sidereal Messenger*, vol. 6, pp.306-310, 6:306–310, novembre 1887. *Cité page 6*

- H. MINKOWSKI : Die grundgleichungen für die elektromagnetischen vorgänge in bewegten körpern<sup>5</sup>. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1908:53–111, 1908. URL <http://eudml.org/doc/58707>. *Cité page 6*
- C. W. MISNER : Mixmaster Universe. *Physical Review Letters*, 22:1071–1074, mai 1969. *Cité page 18*
- M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES, G. LAGACHE, F. BOULANGER et J.-L. PUGET : Statistical properties of dust far-infrared emission. *A&A*, 469:595–605, juillet 2007. *Cité page 69*
- H. MIYATAKE *et al.* : The Weak Lensing Signal and Clustering of SDSS-III CMASS Galaxies I. Probing Matter Content. *ArXiv e-prints*, novembre 2013. *Cité page 175*
- S. MOLLERACH : Isocurvature baryon perturbations and inflation. *Phys. Rev. D*, 42:313–325, juillet 1990. *Cité page 34*
- V. F. MUKHANOV et G. V. CHIBISOV : Quantum fluctuations and a nonsingular universe. *ZhETF Pisma Redaktsiiu*, 33:549–553, mai 1981. *Cité page 26*
- D. MUNSHI et A. HEAVENS : A new approach to probing primordial non-Gaussianity. *MNRAS*, 401:2406–2418, février 2010. *Cité page 102*
- I. NEWTON : *Philosophiae naturalis principia mathematica*. J. Societatis Regiae ac Typis J. Streater, 1687. URL <http://books.google.fr/books?id=-dVKAQAAIAAJ>. *Cité page 5*
- M. NOVELLA : *Cosmology and Gravitation Two*. Numéro vol. 2. Editions Frontières, 1996. ISBN 9782863321928. URL <http://books.google.fr/books?id=kyDU4p3xrjQC>. *Cité page 22*
- J. H. OORT : The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 6:249, août 1932. *Cité page 15*
- J. P. OSTRIKER et E. T. VISHNIAC : Generation of microwave background fluctuations from nonlinear perturbations at the ERA of galaxy formation. *ApJ*, 306:L51–L54, juillet 1986. *Cité page 171*
- N. PADMANABHAN, X. XU, D. J. EISENSTEIN, R. SCALZO, A. J. CUESTA, K. T. MEHTA et E. KAZIN : 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. *Cité page 87*
- L. PAGE : Wmap, planck and the future of experimental cosmology. Presented at the 47th ESLAB symposium, 2-5 April 2013 at ESA/ESTEC, Noordwijk, The Netherlands. *Cité page 71*

---

5. une traduction en Anglais peut être trouvée ici : [http://en.wikisource.org/wiki/Translation:The\\_Fundamental\\_Equations\\_for\\_Electromagnetic\\_Processes\\_in\\_Moving\\_Bodies](http://en.wikisource.org/wiki/Translation:The_Fundamental_Equations_for_Electromagnetic_Processes_in_Moving_Bodies)

- E. PAJER et M. ZALDARRIAGA : New Window on Primordial Non-Gaussianity. *Physical Review Letters*, 109(2):021302, juillet 2012. *Cité page 41*
- J. Beringer et al. PARTICLE DATA GROUP : Particle Data Group, 2013 update for 2014 version. *Phys. Rev. D*, 86, 2014. *Cité page 14*
- Guillaume PATANCHON : *Analyse multi-composantes d'observations du fond diffus cosmologique*. These, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, octobre 2003. URL <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00004512>. PCC 03 24 PCC 03 24. *Cité page 61*
- J. A. PEACOCK : *Cosmological Physics*. janvier 1999. *Cité page 30*
- P. J. E. PEEBLES et J. T. YU : Primeval Adiabatic Perturbation in an Expanding Universe. *ApJ*, 162:815, décembre 1970. *Cité page 7*
- A. A. PENZIAS et R. W. WILSON : A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, 142:419–421, juillet 1965. *3 citations pages 7, 13, et 49*
- W. J. PERCIVAL, B. A. REID, D. J. EISENSTEIN *et al.* : Baryon acoustic oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 galaxy sample. *MNRAS*, 401:2148–2168, février 2010. *Cité page 87*
- S. PERLMUTTER, G. ALDERING, G. GOLDHABER, R. A. KNOP, P. NUGENT *et al.* : Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 High-Redshift Supernovae. *ApJ*, 517:565–586, juin 1999. *Cité page 16*
- P. PETER et J.P. UZAN : *Primordial cosmology*. Oxford graduate texts. Oxford University Press, 2009. ISBN 9780199209910. URL <http://books.google.fr/books?id=FZXvAAAAMAAJ>. *4 citations pages 23, 25, 28, et 47*
- G. W. PETTINARI : The intrinsic bispectrum of the Cosmic Microwave Background (Ph.D. thesis). *ArXiv e-prints*, mai 2014. *Cité page 66*
- G. W. PETTINARI, C. FIDLER, R. CRITTENDEN, K. KOYAMA et D. WANDS : The intrinsic bispectrum of the cosmic microwave background. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 4:3, avril 2013. *Cité page 66*
- A. PILLEPICH, C. PORCIANI et S. MATARRESE : The Bispectrum of Redshifted 21 Centimeter Fluctuations from the Dark Ages. *ApJ*, 662:1–14, juin 2007. *Cité page 43*
- C. PITROU, J.-P. UZAN et F. BERNARDEAU : The cosmic microwave background bispectrum from the non-linear evolution of the cosmological perturbations. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 7:3, juillet 2010. *Cité page 66*
- PLANCK COLLABORATION : Planck early results : XVIII. The power spectrum of cosmic infrared background anisotropies. *A&A*, 536:A18, décembre 2011. *Cité page 173*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : I. Overview of products and scientific results. *ArXiv e-prints*, mars 2013a. *8 citations pages 8, 62, 71, 73, 77, 85, 89, et 90*

- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results X : Energetic particle effects : characterization, removal, and simulation. *ArXiv e-prints*, mars 2013b. *5 citations pages 148, 149, 150, 151, et 152*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XII. Component separation. *ArXiv e-prints*, mars 2013c. *Cité page 117*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XIV. Zodiacal emission. *ArXiv e-prints*, mars 2013d. *Cité page 61*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XIX. The integrated Sachs-Wolfe effect. *ArXiv e-prints*, mars 2013e. *3 citations pages 133, 145, et 188*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XVI. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*, mars 2013f. *9 citations pages 12, 14, 15, 16, 17, 53, 87, 89, et 113*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XVII. Gravitational lensing by large-scale structure. *ArXiv e-prints*, mars 2013g. *2 citations pages 58 et 87*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XVIII. Gravitational lensing-infrared background correlation. *ArXiv e-prints*, mars 2013h. *Cité page 68*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 Results : XXIV. Constraints on primordial non-Gaussianity. *ArXiv e-prints*, mars 2013i. *12 citations pages 33, 40, 63, 97, 100, 113, 114, 120, 138, 144, 145, et 188*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XXVIII. The Planck Catalogue of Compact Sources. *ArXiv e-prints*, mars 2013j. *Cité page 61*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XXV. Searches for cosmic strings and other topological defects. *ArXiv e-prints*, mars 2013k. *3 citations pages 19, 32, et 38*
- PLANCK COLLABORATION : Planck intermediate results : CV. Constraints on the missing baryons from the kinetic Sunyaev-Zeldovich effect. *En préparation*, 2014a. *Cité page 186*
- PLANCK COLLABORATION : Planck intermediate results : XIII. Constraints on peculiar velocities. *A&A*, 561:A97, janvier 2014b. *Cité page 171*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : II. The Low Frequency Instrument data processing. *A&A*, *in press*, 2014c. *Cité page 78*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : VI. High Frequency Instrument Data Processing. *A&A*, *in press*, 2014d. *3 citations pages 71, 78, et 150*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : VIII. HFI calibration and Mapping. *A&A*, *in press*, 2014e. *Cité page 82*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XV. CMB power spectra and likelihood. *A&A*, *in press*, 2014f. *2 citations pages 86 et 90*
- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2013 results : XXVII. Constraints on inflation. *A&A*, *in press*, 2014g. *3 citations pages 24, 30, et 39*

- PLANCK COLLABORATION : *Planck* 2014 results : CV. Constraints on primordial non-Gaussianity. *En préparation*, 2014h. *Cité page 189*
- PLANCK COLLABORATION ES : *The Explanatory Supplement to the Planck 2013 results*. ESA, 2013. *2 citations pages 76 et 134*
- PLANCK HFI CORE TEAM : Planck early results : IV. First assessment of the High Frequency Instrument in-flight performance. *A&A*, 536:A4, 2011. *Cité page 71*
- Henri POINCARÉ : Sur la dynamique de l'électron. *Rendiconti del circolo matematico di Palermo*, 21:129–176, 1906. *Cité page 6*
- 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. *Cité page 41*
- J.-L. PUGET, A. ABERGEL, J.-P. BERNARD, F. BOULANGER, W. B. BURTON, F.-X. DESERT et D. HARTMANN : Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE. *A&A*, 308:L5, avril 1996. *Cité page 60*
- M. J. REES : Polarization and Spectrum of the Primeval Radiation in an Anisotropic Universe. *ApJ*, 153:L1, juillet 1968a. *Cité page 7*
- M. J. REES : Polarization and Spectrum of the Primeval Radiation in an Anisotropic Universe. *ApJ*, 153:L1, juillet 1968b. *Cité page 54*
- C. L. REICHARDT, L. SHAW, O. ZAHN *et al.* : A Measurement of Secondary Cosmic Microwave Background Anisotropies with Two Years of South Pole Telescope Observations. *ApJ*, 755:70, août 2012. *Cité page 86*
- B. REICHBORN-KJENNERUD *et al.* : EBEX : a balloon-borne CMB polarization experiment. *In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7741 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, juillet 2010. *Cité page 40*
- Sébastien RENAUX-PETEL : *Inflation cosmologique et théorie des cordes : aspects multichamps et non-gaussianités primordiales*. These, Université Paris-Diderot - Paris VII, juin 2010. URL <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00724157>. 377 pages. *Cité page 33*
- M.M.G. RICCI et T. LEVI-CIVITA : Méthodes de calcul différentiel absolu et leurs applications. *Mathematische Annalen*, 54(1-2):125–201, 1900. ISSN 0025-5831. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01454201>. *Cité page 6*
- A. G. RIESS, A. V. FILIPPENKO *et al.* : Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, 116:1009–1038, septembre 1998. *2 citations pages 16 et 17*
- A. G. RIESS, L. MACRI, S. CASERTANO, H. LAMPEITL, H. C. FERGUSON, A. V. FILIPPENKO, S. W. JHA, W. LI et R. CHORNOCK : A 3% Solution : Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3. *ApJ*, 730:119, avril 2011. *Cité page 88*

- H. P. ROBERTSON : Kinematics and World-Structure. ApJ, 82:284, novembre 1935. *Cité page 10*
- Matthieu ROMAN : *Amas de galaxies détectés par Planck avec l'effet Sunyaev-Zel'dovich thermique : contraintes cosmologiques et spectre angulaire*. These, Université Paris-Diderot - Paris VII, septembre 2014. *Cité page 59*
- Romain RONCIN : *From the measurement of the  $\theta_{13}$  mixing angle to the search for geo-neutrinos : studying  $\nu_e$  with Double Chooz and Borexino*. These, Université Paris-Diderot - Paris VII, septembre 2014. *Cité page 15*
- Cyrille ROSSET : *Contribution à la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique dans le cadre des programmes ARCHEOPS et PLANCK*. These, Université Paris-Diderot - Paris VII, octobre 2003. URL <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00004455>. PCC 03 34 PCC 03 34. *Cité page 55*
- Gaël ROUDIER : *Contraintes sur la biréfringence cosmique à partir de l'analyse des données polarisées du fond diffus cosmologique de Planck*. These, Université Paris-Diderot - Paris VII, novembre 2011. *Cité page 56*
- V. C. RUBIN, N. THONNARD et W. K. FORD, Jr. : Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV - Systematic dynamical properties, SA through SC. ApJ, 225:L107–L111, novembre 1978. *Cité page 16*
- 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 pages 7 et 57*
- J. SAYERS, T. MROCKZKOWSKI, M. ZEMCOV, P. M. KORNGUT *et al.* : A Measurement of the Kinetic Sunyaev-Zel'dovich Signal Toward MACS J0717.5+3745. ApJ, 778:52, novembre 2013. *Cité page 171*
- N. SEHGAL *et al.* : Simulations of the Microwave Sky. ApJ, 709:920–936, février 2010. *Cité page 181*
- U. SELJAK et M. ZALDARRIAGA : A Line-of-Sight Integration Approach to Cosmic Microwave Background Anisotropies. ApJ, 469:437, octobre 1996a. *Cité page 53*
- U. SELJAK et M. ZALDARRIAGA : A Line-of-Sight Integration Approach to Cosmic Microwave Background Anisotropies. ApJ, 469:437, octobre 1996b. *Cité page 56*
- L. SENATORE, K. M. SMITH et M. ZALDARRIAGA : Non-Gaussianities in single field inflation and their optimal limits from the WMAP 5-year data. J. Cosmology Astropart. Phys., 1:28, janvier 2010. *Cité page 36*
- L. SENATORE, S. TASSEV et M. ZALDARRIAGA : Cosmological perturbations at second order and recombination perturbed. J. Cosmology Astropart. Phys., 8:31, août 2009. *Cité page 66*
- J. SHAO, P. ZHANG, W. LIN, Y. JING et J. PAN : Kinetic Sunyaev-Zel'dovich tomography with spectroscopic redshift surveys. MNRAS, 413:628–642, mai 2011. *Cité page 170*

- M. SHIRAISHI, E. KOMATSU, M. PELOSO et N. BARNABY : Signatures of anisotropic sources in the squeezed-limit bispectrum of the cosmic microwave background. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 5:2, mai 2013. *Cité page 37*
- J. SILK : Cosmic Black-Body Radiation and Galaxy Formation. *ApJ*, 151:459, février 1968. *2 citations pages 7 et 51*
- V. M. SLIPHER : Spectrographic Observations of Nebulae. *Popular Astronomy*, 23:21–24, janvier 1915. *Cité page 7*
- A. SLOSAR, C. HIRATA, U. SELJAK, S. HO et N. PADMANABHAN : Constraints on local primordial non-Gaussianity from large scale structure. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 8:31, août 2008. *Cité page 42*
- G. F. SMOOT, C. L. BENNETT, A. KOGUT, E. L. WRIGHT *et al.* : Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *ApJ*, 396:L1–L5, septembre 1992. *2 citations pages 7 et 49*
- A. A. STAROBINSKY : A new type of isotropic cosmological models without singularity. *Physics Letters B*, 91:99–102, mars 1980. *Cité page 21*
- Alexei A. STAROBINSKY : A New Type of Isotropic Cosmological Models Without Singularity. *Phys. Lett.*, B91:99–102, 1980. *Cité page 30*
- R. STOMPOR et G. EFSTATHIOU : Gravitational lensing of cosmic microwave background anisotropies and cosmological parameter estimation. *MNRAS*, 302:735–747, février 1999. *Cité page 58*
- K. T. STORY, C. L. REICHARDT, Z. HOU, R. KEISLER *et al.* : A Measurement of the Cosmic Microwave Background Damping Tail from the 2500-Square-Degree SPT-SZ Survey. *ApJ*, 779:86, décembre 2013. *Cité page 86*
- R. A. SUNYAEV et Y. B. ZELDOVICH : Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation. *Ap&SS*, 7:3–19, avril 1970. *2 citations pages 7 et 58*
- 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. *Cité page 58*
- M. TAKADA, E. KOMATSU et T. FUTAMASE : Cosmology with high-redshift galaxy survey : Neutrino mass and inflation. *Phys. Rev. D*, 73(8):083520, avril 2006. *Cité page 42*
- J. A. TAUBER, N. MANDOLESI, J.-L. PUGET, T. BANOS, M. BERSANELLI, F. R. BOUCHET, R. C. BUTLER, J. CHARRA, G. CRONE, J. DODSWORTH et *et al.* : Planck pre-launch status : The Planck mission. *A&A*, 520:A1, septembre 2010a. *2 citations pages 71 et 72*
- J. A. TAUBER, H. U. NORGAARD-NIELSEN *et al.* : Planck pre-launch status : The optical system. *A&A*, 520:A2, septembre 2010b. *4 citations pages 71, 73, 75, et 81*
- THE CORE COLLABORATION : CORe (Cosmic Origins Explorer) A White Paper. *ArXiv e-prints*, février 2011. *Cité page 41*

- THE ELISA COLLABORATION : <https://www.elisascience.org/>. *Cité page 42*
- THE 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. *Cité page 58*
- THE SKA COLLABORATION : <https://www.skatelescope.org/>. *Cité page 42*
- J. TINKER, A. V. KRAVTSOV, A. KLYPIN, K. ABZAJIAN, M. WARREN, G. YEPES, S. GOTTLÖBER et D. E. HOLZ : Toward a halo mass function for precision cosmology : The limits of universality. *ApJ*, 688:709–728, dec 2008. URL [http://iopscience.iop.org/0004-637X/688/2/709/pdf/0004-637X\\_688\\_2\\_709.pdf](http://iopscience.iop.org/0004-637X/688/2/709/pdf/0004-637X_688_2_709.pdf). *Cité page 127*
- L. TOFFOLATTI, F. ARGUESO GOMEZ, G. DE ZOTTI, P. MAZZEI, A. FRANCESCHINI, L. DANESE et C. BURIGANA : Extragalactic source counts and contributions to the anisotropies of the cosmic microwave background : predictions for the Planck Surveyor mission. *MNRAS*, 297:117–127, juin 1998. *Cité page 61*
- M. TONG : Relic gravitational waves in the frame of slow-roll inflation with a power-law potential, and their detection. *Classical and Quantum Gravity*, 30(5):055013, mars 2013. *Cité page 42*
- M. TRISTRAM, C. FILLIARD, O. PERDEREAU, S. PLASZCZYNSKI, R. STOMPOR et F. TOUZE : Iterative destriping and photometric calibration for Planck-HFI, polarized, multi-detector map-making. *A&A*, 534:A88, octobre 2011. *Cité page 153*
- S. TSUJIKAWA : Introductory review of cosmic inflation. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, avril 2003. *Cité page 24*
- M. TUCCI, L. TOFFOLATTI, G. DE ZOTTI et E. MARTÍNEZ-GONZÁLEZ : High-frequency predictions for number counts and spectral properties of extragalactic radio sources. New evidence of a break at mm wavelengths in spectra of bright blazar sources. *A&A*, 533:A57, septembre 2011. *Cité page 61*
- E. TZAVARA et B. VAN TENT : Bispectra from two-field inflation using the long-wavelength formalism. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 6:26, juin 2011. *Cité page 34*
- T. VINCENTY : Direct and inverse solutions of geodesics on the ellipsoid with application of nested equations. *Survey Review*, 23(176):88–93, 1975. *Cité page 178*
- A. G. WALKER : On milne’s theory of world-structure. *Proceedings of the London Mathematical Society*, s2-42(1):90–127, 1937. URL <http://plms.oxfordjournals.org/content/s2-42/1/90.short>. *Cité page 10*
- M. WHITE *et al.* : The Clustering of Massive Galaxies at  $z \sim 0.5$  from the First Semester of BOSS Data. *ApJ*, 728:126, février 2011. *Cité page 175*
- J.-Q. XIA, C. BACCIGALUPI, S. MATARRESE, L. VERDE et M. VIÉL : Constraints on primordial non-Gaussianity from large scale structure probes. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 8:33, août 2011. *Cité page 42*

- A. P. S. YADAV, E. KOMATSU et B. D. WANDEL : Fast Estimator of Primordial Non-Gaussianity from Temperature and Polarization Anisotropies in the Cosmic Microwave Background. *ApJ*, 664:680–686, août 2007. *Cité page 99*
- A. P. S. YADAV, E. KOMATSU, B. D. WANDEL, M. LIGUORI, F. K. HANSEN et S. MATTARRESE : Fast Estimator of Primordial Non-Gaussianity from Temperature and Polarization Anisotropies in the Cosmic Microwave Background. II. Partial Sky Coverage and Inhomogeneous Noise. *ApJ*, 678:578–582, mai 2008. *Cité page 97*
- A. P. S. YADAV et B. D. WANDEL : Primordial Non-Gaussianity in the Cosmic Microwave Background. *Advances in Astronomy*, 2010, 2010a. *Cité page 33*
- A. P. S. YADAV et B. D. WANDEL : Primordial Non-Gaussianity in the Cosmic Microwave Background. *Advances in Astronomy*, 2010, 2010b. *Cité page 101*
- Y. B. ZELDOVICH : A hypothesis, unifying the structure and the entropy of the Universe. *MNRAS*, 160:1P, 1972. *Cité page 7*
- P. ZHANG et A. STEBBINS : Confirmation of the Copernican Principle at Gpc Radial Scale and above from the Kinetic Sunyaev-Zel’dovich Effect Power Spectrum. *Physical Review Letters*, 107(4):041301, juillet 2011. *2 citations pages 170 et 171*
- W. ZHAO, Y. ZHANG, X.-P. YOU et Z.-H. ZHU : Constraints of relic gravitational waves by pulsar timing arrays : Forecasts for the FAST and SKA projects. *Phys. Rev. D*, 87(12):124012, juin 2013. *Cité page 42*
- F. ZWICKY : Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln<sup>6</sup>. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, 1933. *Cité page 15*

---

6. une traduction en Anglais de certains passage peut être trouvée ici : <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/9904251.pdf>