

La mesure de la polarisation avec Planck HFI: Calibration, effets systématiques et sources compactes Loïc Maurin

▶ To cite this version:

Loïc Maurin. La mesure de la polarisation avec Planck HFI: Calibration, effets systématiques et sources compactes. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Diderot (Paris 7), 2013. Français. NNT: . tel-01478043

HAL Id: tel-01478043 https://theses.hal.science/tel-01478043

Submitted on 27 Feb 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

ÉCOLE DOCTORALE PARTICULES, NOYAUX, COSMOS

La mesure de la polarisation avec Planck HFI : Calibration, effets systématiques et sources compactes

Loïc MAURIN

Thèse présentée en vue de l'obtention du grade de DOCTEUR de l'université PARIS DIDEROT

Spécialité : Champs, Particules, Matières

Soutenue le 23 septembre 2013, devant le jury composé de :

Pierre Binétruy .	Président
François COUCHOT	Examinateur
Brendan Crill \ldots	Rapporteur
Cyrille ROSSET	Directeur de thèse
Jean-Loup Puget	Examinateur
Helmut WIESEMEYI	ERRapporteur

ii

A la mémoire de Marie-Rose et Roger.

ii

Remerciements

On ne va pas se mentir, les remerciements constituent la partie la plus délicate de la thèse à écrire, ne serait-ce que parce que c'est la seule partie qui sera lue par 90% des gens qui tomberont sur ce manuscrit¹. Qui plus est, une fraction non-négligeable desdits gens souhaiteraient y voir apparaître leur nom au détour d'une phrase; et une fraction non-moins-négligeable de cette fraction non-négligeable le mérite sans doute. Autant dire qu'écrire des remerciements convenables n'est pas chose aisée, et je m'excuse donc par avance auprès des oubliés et de ceux pour lesquels la brève mention faite ici ne reflète pas l'étendue de ma gratitude.

Je dois bien entendu commencer ces remerciements par Cyrille, qui a su me laisser la liberté à laquelle j'aspirais et m'a permis de faire de cette thèse un apprentissage de la cosmologie et de la recherche, là où d'autres ne voient en leur thésard qu'un ouvrier de leur propre recherche. Cette liberté accordée, associée à une disponibilité jamais mise en défaut, m'ont permis de m'épanouir pleinement dans mon travail.

Il me faut ensuite remercier Yannick, pour m'avoir accueilli au sein du groupe Cosmologie et Gravitation de l'APC, et pour faire de ce groupe un environnement idéal pour effectuer une thèse.

Cette thèse, j'ai eu la chance et l'honneur de l'effectuer dans le cadre de l'expérience Planck, et je tiens à remercier Jean-Loup de m'avoir offert cette opportunité extraordinaire d'apporter ma toute petite pierre - que dis-je, mon gravillon! - à cette formidable aventure.

I want to thank Brendan and Helmut for spending their summer reading my thesis (in French, sorry about that), and making very useful comments. Merci aussi aux autres membres de mon jury, François et Pierre.

Si le groupe Cosmologie et Gravitation (et, soyons fous, je vais aussi inclure les gens du groupe ADAMIS pour lesquels la frontière entre les groupes est tellement floue qu'on l'oublie volontiers) est un environnement si agréable, c'est aussi parce qu'il est peuplé de gens passionés et passionant, avec qui j'ai eu le plaisir de partager ces trois années . Je pense en particulier à JC, pour les nombreuses mais néanmoins trop rares discussions que nous ayons eues, à Ken, qui propage sans cesse sa bonne humeur et son expertise scientifique, à Jean, pour ses conseils avisés, et avec qui j'aurais aimé avoir l'occasion de collaborer plus souvent, à Cécille, grâce à qui mon année d'enseignement fût aussi riche, à Martin, à Guillaume, à Jacques, à Maude,

^{1.} Qui soit dit en passant n'est pas manuscrit. Depuis le temps que plus personne n'écrit sa thèse à la main, il faudrait peut-être penser à trouver un nom plus adéquat ...

à Nicolas, à Michel, qui ont tous à un moment ou à un autre répondu aux questions que je me posais.

I would also like to thank the JPL Planck team for the month I spent there.

Enfin, le laboratoire APC, c'est aussi de nombreux thésards (et stagiaires) avec qui j'ai partagé bien plus que quelques semaines, quelques mois, quelques années de travail. Je remercie donc, en vrac (plus ou moins par ordre d'apparition, d'âge, d'importance, alphabétique, ou aucun de ces critères) Sébastien, qui a eu la bienveillance de quitter rapidement le laboratoire, sans quoi j'aurais sans doute passé plus de temps à jouer à QPUC qu'à travailler sur ma thèse, Silvia, HBM (dont je ne révèlerai pas ici l'identité), qui fût mon guide spirituel dans les méandres parfois labyrinthiques planckés (ou planckiens, je ne suis pas sûr ...), Mariana, la fresa zapatiste, qui a eu la gentillesse de prolonger sa thèse quelques mois durant pour ne pas nous quitter, Joseph, sans qui je serais aujourd'hui toujours piéton, Josquin, Guillaume C., George, pour avoir rendu supportables (voir presque agréables) les dimanches au labo, Giulio, Florian, Guillaume B., le fantôme de l'APC, qui hantait ses couloirs bien avant mon arrivée et continuera de les hanter après mon départ, Ben, pour m'avoir posé plein de questions que je ne me serais jamais posées, et qui m'ont offert autant d'échappatoires à mon propre travail, Julian, le beau-gosse argentinobrasiliano-polytechnicien qu'on aime bien quand même, Matthieu, Romain, Julien, Anne-Sylvie, une fois, Henri, Jibril et Alexis, qui a fait honneur à la transversalité de son groupe en étant l'ambassadeur du rassemblement hebdomadaire de (presque) tous les thésards à la PhD - puisse-t'elle perdurer longtemps!

Je réserve bien entendu une place particulière, les autres m'en excuseront, aux deux acolytes qui ont partagé à la fois trois années de thèse, un bureau, la souffrance d'une rédaction et tant d'autres choses avec moi. Un immense merci à Marie-Anne et Alexandre!

Ces remerciements commencent dangereusement à s'éterniser mais je ne peux malheureusement pas oublier ceux qui m'ont permis de me réconcilier avec une physique pour laquelle je dois honteusement avouer que j'avais développé une certaine condescendance, la physique de tous les jours, celle que j'avais apprise il y a bien longtemps, au lycée ou durant mes premières années d'études. *Travailler* - mais, n'ayons pas peur des clichés, plus qu'un travail, ce fût une passion ! - au Palais de la Découverte durant près de deux ans m'a rappelé qu'on pouvait s'émerveiller devant des phénomènes bien plus prosaïques que ceux ayant lieu dans l'univers primordial. Pour cela, je remercie Kamil et Hassan de m'avoir offert la possibilité d'entrer dans la grande famille du Palais, Alain, d'être Alain, et l'ensemble des médiateurs que j'y ai rencontré. Merci aussi à ceux avec qui j'ai partagé mes vendredis et mes week-ends, à Pascal, Pierre, Ana, Yohan, Anne-Laure et Maryline.

On y est presque, plus que les amis et la famille et ce sera terminé!

Je remercie donc tous mes amis, d'ici et d'ailleurs (la frontière collègue/amis étant parfois poreuse, un certain nombre d'entre eux a déjà été cité). Ceux qui m'ont accompagnés durant mon année de master, à commencer par celles avec qui j'ai passé un mois enfermé dans une pièce (Sandra, ma binome et prof d'espagnol - ¡Vale, vale! -, Sophie, Marine, Joany et Lan), et puis tous les autres, Timothée, Nadir, Emilien, Stéphane, Nicolas, Driss ... Les planckés, Clément, Anne, Fabien, Marta la timide ... L'ensemble des membres du JKP, pour m'avoir quelque peu sorti de la grisaille parisienne. Kiitos paljon Aili, Henna, Tuomo, Antti, Alisa ja Jiri for offering me some time in paradise every once in a while.

Et pour ne vexer personne par un oubli malencontreux et forcément involontaire, un grand merci à {*insère ici ton nom, toi ami lecteur*}!

Last but not least, je remercie toute ma famille, mon grand-père, mes tantes et mes oncles, mes cousines et cousins. Vous êtes trop nombreux pour être cités individuellement, mais je n'en pense pas moins. Merci à mon frère Jérémy, d'avoir choisi de faire quelque chose d'utile pour la société (je peux ainsi continuer à être inutile la conscience tranquille, d'autres se chargent de réparer le monde), et à mon frère Max, de m'avoir (presque) attendu, même si la tentation fût trop forte. Merci à mon Papa et à ma Maman, pour leur soutien indéfectible au cours de toutes ces années.

Je voudrais enfin dédier cette thèse à la mémoire de ma Mamie, à sa générosité, et à la mémoire de mon Papi, à sa curiosité infinie; ils ont été et seront à jamais une source d'inspiration.

vi

L'origine de l'univers

"Il était dans l'air une vierge, La superbe Luonnatar; Très longtemps elle resta pure Et vécut dans la chasteté Au fond des vastes cours de l'air, Dans les plaines unies du ciel.

Elle finit par s'ennuyer, Par se fatiguer de sa vie, De rester toujours solitaire, De vivre toujours chaste et pure Au fond des vastes cours de l'air, Dans les plaines unies du ciel.[...]

Le vent berça la jeune fille, La vague ballota la vierge Sur le dos bleuissant des ondes, A travers les flots écumeux; Le vent vint féconder son sein, La vague la rendit enceinte.[...]

Il s'écoula quelques instants, Un petit moment se passa : Vint un canard, un bel oiseau,¹ Il volait d'un vol saccadé, Cherchant un endroit pour son nid, Songeant à batir sa demeure.[...]

Il ralentit alors son vol, Puis descendit sur le genou; Il construisit vite son nid, Y déposa ses œufs chéris, Six de ces œufs étaient en or, Mais le septième était en fer.[...]

Elle secoua son genou, Etendit brusquement ses membres; Les œufs roulèrent dans les ondes, Disparurent au sein des vagues; Ils se brisèrent en morceaux, furent réduits en mille miettes.

Ils ne churent pas dans la vase, Ne restèrent point dans les flots; Tous les morceaux se transformèrent En choses bonnes et utiles : Le bas de la coque de l'œuf Fut le fondement de la terre, Le haut de la coque de l'œuf Forma le firmament sublime, Le dessus de la partie jaune Devint le soleil rayonnant, Le dessus de la partie blanche Fut au ciel la lune luisante; Tout débris taché de la coque Fut une étoile au firmament, Tout morceau foncé de la coque Devint un nuage de l'air."

LE KALEVALA, Elias Lönnrot (trad J-L. Perret)

La question de l'origine de l'univers étant ici résolue, elle ne sera nullement abordée dans le reste de cette thèse.

^{1.} Ledit volatile est bien entendu le dieu suprême, Ukko.

viii

Résumé

L'étude des anisotropies de température du rayonnement fossile durant les vingt dernières années a permis d'assoir notre modèle standard cosmologique, et de contraindre fortement ses paramètres. En dépit de la robustesse du modèle proposé, de nombreuses questions persistent, et la mesure de la polarisation de ce rayonnement pourrait permettre de répondre à certaines de ces questions. En particulier, une détection des modes B de polarisation permettrait de sonder la phase d'inflation qui se serait produite dans l'univers primordial.

Mesurer la polarisation du fond diffus cosmologique est l'un des objectifs de la mission spatiale européenne Planck. En raison de l'échelle d'amplitude relative du signal en température, modes E et modes B de polarisation, cette mesure requiert un contrôle drastique des effets systématiques liés à l'instrument. Cette thèse présente mon travail sur la calibration et l'étude des effets systématiques affectant la mesure de polarisation pour l'instrument Planck HFI, ainsi que l'étude de sources compactes.

Une nouvelle méthode de photométrie des sources, basée sur les données temporelles plutôt que sur les cartes, est proposée et utilisée pour étudier la polarisation et les variations temporelles de sources astrophysiques observées par Planck (en particulier la nébuleuse du Crabe). Cette étude de sources compactes a aussi permis de tester la calibration de l'instrument et d'étudier certains effets systématiques (forme des lobes, bandes passantes des détecteurs, fonction de transfert des bolomètres ...) pouvant affecter cette calibration. Enfin, une méthode pour la calibration polarisée est proposée et testée sur des simulations.

Mots-Clés : Cosmologie, Rayonnement fossile, Fond diffus cosmologique, Polarisation, Planck, HFI, Calibration, Effets ssytématiques, Sources compactes, Crabe

Abstract

During the last couple of decades, studying the cosmic microwave background (CMB) temperature anisotropies has been the most powerful probe to establish our current standard cosmological model and to constrain its parameters. In spite of the impressive agreement between the model and a large variety of observations, there are still some remaining issues that polarization measurement of the CMB could help disentangle. In particular, primordial B-modes of polarization are widely considered as being a *smoking gun* of the hypothetical period of inflation, and detecting them is one of the most important goal in cosmology for the next few years.

The measurement of CMB polarization is one of Planck's ESA mission goals. Measuring polarization is challenging though; the relative amplitudes of the signals in temperature and polarization require a strict control of systematic effects. This thesis present my work on calibration and characterization of the systematic effects for the Planck HFI instrument, as well as a study of compact sources.

I propose a new method to extract compact sources photometry, based on time domain analysis instead of maps, and apply it to study polarization and time variability of astrophysical sources seen by Planck; a particular attention is dedicated to the Crab nebula. This analysis is also used to test the HFI calibration and study various systematic effects, such as beam shapes or bandpass effects, that can affect this calibration. A method to calibrate the polarization parameters of HFI detectors (polarization efficiencies and orientations in the focal plane) is also proposed and tested on simulations.

Keywords : Cosmology, Cosmic Microwave Background, CMB, Polarization, Planck, HFI, Calibration, Systematic effects, Compact sources, Crab

xii

Table des matières

Tab	ole o	des fig	ures	xix
List	e d	les tab	leaux x	cxiii
Intr	od	uction		1
Ι	Co	ntexte	général	5
1 I	Hist	toire d	e la cosmologie moderne	9
1	1.1	Les fo	ndements de la cosmologie moderne	9
		1.1.1	Relativité générale	9
		1.1.2	Principe Cosmologique	11
1	1.2	Un un	ivers en expansion	12
		1.2.1	Des solutions dynamiques à l'équation d'Einstein	12
		1.2.2	La loi de Hubble	13
		1.2.3	La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker $\ . \ . \ .$	15
1	1.3	Vers la	a théorie du Big-Bang	17
		1.3.1	"L'hypothèse de l'atome primitif"	17
		1.3.2	Nucléosynthèse primordiale	17
		1.3.3	Le rayonnement fossile	19
1	1.4	La dé	couverte du rayonnement fossile	20
		1.4.1	Etude du rayonnement centimétrique au cours des années $50-60$.	20
		1.4.2	Transitions moléculaires	21
		1.4.3	Les années 60	22
1	1.5	L'acce	ptation du Big-Bang	22
		1.5.1	Le spectre de corps-noir	23
		1.5.2	Les fluctuations de température du rayonnement fossile	23
		1.5.3	Contenu énergétique de l'univers	26

2	Leı	nodèle	e standard cosmologique	29
	2.1	Le mo	dèle Λ -CDM	29
		2.1.1	Cadre général	29
		2.1.2	Quelques remarques sur le contenu énergétique de l'univers	32
	2.2	Inflati	on	35
		2.2.1	Motivations	35
		2.2.2	Conditions générales	36
		2.2.3	Slow-Roll	37
		2.2.4	Reheating	38
		2.2.5	Perturbations	38
	2.3	Au-de	là du modèle standard	41
		2.3.1	Extensions de Λ -CDM	41
		2.3.2	Défaults et alternatives du modèle Λ -CDM	41
	2.4	Sonde	s observationnelles	45
		2.4.1	Mesures locales de l'accélération de l'univers	45
		2.4.2	Abondances primordiales des éléments légers	46
		2.4.3	Rayonnement fossile	47
		2.4.4	Structures à grande échelle	47
3	Leı	rayonn	ement fossile et ses anisotropies	49
	3.1	Recon	binaison, découplage et surface de dernière diffusion	49
	3.2	Tempé	érature et spectre du rayonnement fossile	51
	3.3	Anisot	tropies de température et outils statistiques	53
		3.3.1	Dipôle	53
		3.3.2	Oscillations dans le fluide cosmique	53
		3.3.3	Des perturbations cosmologiques aux anisotropies en température	54
		3.3.4	Spectre de puissance angulaire	55
		3.3.5	Anisotropies primordiales	56
		3.3.6	Anisotropies secondaires	60
	3.4	Avant	-plans	63
4	La j	polaris	ation du rayonnement fossile	67
	4.1	Préam	bule : paramètres de Stokes	68
	4.2	Origin	e physique de la polarisation du CMB	69
		4.2.1	Polarisation par diffusion Thomson	69
		4.2.2	Anisotropies quadrupolaires à la recombinaison	72
		4.2.3	Sources non-primordiales de polarisation	74
	4.3	D'une	description locale à une description globale : modes E et B	76
		4.3.1	Définition	77
		4.3.2	Spectres de puissance	78
	4.4	Contra	aintes cosmologiques et observations	81
		4.4.1	Contraintes cosmologiques	81

		4.4.2 Observations	81
5	La 1 5.1 5.2 5.3 5.4	mission Planck Objectifs scientifiques et premiers résultats Le système optique Quelques informations sur HFI Stratégie d'observation	85 85 86 88 93
Bi	bliog	graphie	95
11	Et	tude de sources compactes avec HFI	105
6	Pho	otométrie à partir des données temporelles	111
	6.1	Photométrie à partir de cartes	111
		6.1.1 Méthodes usuelles	111
		6.1.2 Inconvénient de la photométrie à partir d'une carte	112
	6.2	Estimation de densité de flux dans le domaine temporel	113
	6.3	Conversion d'unités et correction couleur	115
		6.3.1 Conversion d'unités	115
		6.3.2 Correction couleur	117
	6.4	Modèles de lobe	119
	6.5	Détermination des paramètres de Stokes	120
7	Pol	arisation et variabilité de sources compactes	123
	7.1	Sélection des sources	123
	7.2	Extraction des flux	125
	7.3	Variabilité	126
	7.4	Polarisation	129
		7.4.1 Biais d'estimation de P du au bruit	129
		7.4.2 Calibration relative des détecteurs	129
		7.4.3 Limite supérieure sur P	131
		7.4.4 Résultats	131
	7.5	Description du catalogue	132
8	La	nébuleuse du Crabe vue par Planck HFI	137
	8.1	Description du crabe	137
		8.1.1 Emission en intensité entre 1 Ghz et 10^6 GHz	138
		8.1.2 Emission polarisée	140
		8.1.3 Géométrie du Crabe	141
	8.2	Le crabe vu par Planck HFI	143
		8.2.1 Extraction des densités de flux	143
		8.2.2 Mesures individuelles	145

		8.2.3	Paramètres de Stokes du Crabe		147
	8.3	Résulta	ıts		149
		8.3.1	Choix de la méthode		149
		8.3.2	Intensité		150
		8.3.3	Polarisation		152
	8.4	Conclus	sions		158
Bi	bliog	raphie			161
II	I C	alibrat	tion et effets systématiques		163
9	Cali	bration	n relative à l'aide de sources ponctuelles		169
	9.1	Méthod	le : comparaison des flux mesurés par les différents détecteurs		169
	9.2	Interpre	étation des résultats		172
		9.2.1	Lobes		172
		9.2.2	Version des données		172
		9.2.3	Bandes-passantes et corrections couleurs		174
		9.2.4	Conclusion		177
10	Cali	brotior	nolarisán		170
10	10 1	Deserin	tion de la méthode		170
	10.1	10.1.1	Modélisation des données	•	179
		10.1.1 10.1.2	Fabrication de cartes	•	181
		10.1.2	10.1.2.1 Projection	•	181
			10.1.2.1 Projection $10.1.2.1$ Projection $10.1.2.1$	•	182
		10.1.3	Calibration	•	18/
	10.2	Simulat	tions	•	185
	10.2	10.2.1	Description	•	185
		10.2.1 10.2.2	Résultats	•••	186
	10.3	Perspec	tive d'application aux données		189
	10.4	Vers ur	pe fabrication de cartes polarisées		190
	10.1	10.4.1	Principe général		191
		10.4.2	Soustraction de l'intensité		192
		10.4.3	Résolution du système		194
		10.4.4	Premiers résultats		195
		10.4.5	Conclusion		199
<u> </u>	- .				
11	Inte	rcalibra	ation Planck HFI/Herschel SPIRE		201
	11.1	Hersche		•	202
		11.1.1	Characteristiques techniques	••	202
	11.0	11.1.2	Unamps d'observation	•	203
	11.2	Method	10		205

	11.2.1 Sélection des sources \ldots	205
	11.2.2 Méthode d'estimation de la densité de flux	205
	11.2.3 Correction couleur \ldots	206
	11.3 Résultats	208
Bi	bliographie	213
Co	onclusion	215
\mathbf{A}	Réponse d'un bolomètre de Planck HFI à un signal polarisé	22 1
в	Polarisation et variabilité de sources compactes	223
С	La nébuleuse du Crabe vue par Planck HFI	227
D	Sources	231
\mathbf{E}	Fabrication de cartes polarisées	237
	E.1 Relations utiles dans le cas du bruit blanc	237
	E.1.1 $V_r V_r^t = P$	237
	E.1.2 $V_r^t \tilde{N} V_r = \sigma^2 \mathbb{1} \dots \dots$	237

Table des figures

1.1	Isotropie et homogénéité	12
1.2	Loi de Hubble	15
1.3	Nucléosynthèse primordiale	18
1.4	Découverte du rayonnement fossile	22
1.5	Mesures du spectre du rayonnement fossile de 1965 à 2006	24
1.6	Carte des anisotropies du rayonnement fossile mesurée par COBE-DMR	25
2.1	Evolution des densités d'énergie au cours du temps	34
2.2	Inflation <i>slow-roll</i>	37
2.3	Comportement des perturbations pendant l'inflation	39
2.4	Contraintes jointes SNe, BAO, CMB sur les paramètres $\Omega_{\Lambda}, \Omega_{m}, w. \dots$	46
3.1	Mesures du spectre du rayonnement fossile	52
3.2	Schéma des contributions au spectre de puissance du rayonnement fossile	58
3.3	Spectre de puissance en température	59
3.4	Influence de la courbure de l'univers sur l'échelle angulaire des anisotro-	
	pies du rayonnement fossile	60
3.5	Influence des densités d'énergie sur le spectre de puissance	61
3.6	Dépendance spectrale des avant-plans	65
4.1	Diffusion Thomson	70
4.2	Figures de polarisation	73
4.3	Structure multipolaire observée à un instant donné pour une fluctuations	
	données	76
4.4	Modes E et B de polarisation du rayonnement fossile	77
4.5	Effet de la ré-ionisation sur les spectres (C_l^E, C_l^B)	79
4.6	Spectres de puissance en température et polarisation des anisotropies du	
	rayonnement fossile prédit par le modèle Λ -CDM	80
4.7	Mesures actuelles des spectres C_l^E et C_l^{TE} et limites sur les modes B .	82
4.8	Mesures préliminaires des spectres TE et EE par Planck	84
4.9	Figures de polarisation autour des points chauds/froids mesurées par	
	Planck	84

TABLE DES FIGURES

5.1	Schéma du télescope
5.2	Système cornets/bolomètres
5.3	(a) Plan focal HFI / (b) Système cornets/bolomètres
5.4	Strategie d'observation de Planck
61	Exemple de photométrie dans le domaine temporel 116
6.2	Correction coulour 118
0.2 6.2	Madèles de labor
0.3	Modeles de lobes
7.1	Distribution des indices spectraux
7.2	Indices spectraux
7.3	Flux mesurés sur les TOIs en fonction des flux PCCS 126
7.4	Exemples de sources variables
7.5	Exemples de sources variables
7.6	Incertitude sur la mesure de (Q, U)
7.7	Biais de $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ du à l'erreur sur la mesure de (Q, U) 130
7.8	Limite supérieure sur la mesure de polarisation d'une source
7.9	Flux polarisé P en fonction de l'intensité I
7.10	Mesure de polarisation des sources obervées dans le plan (Q,U) 134
7.11	Exemple de source polarisée
8 1	La nébuleuse du Crabe 138
8.2	Récapitulatif des observations de la nébuleuse du Crabe entre 1 Gbz et
0.2	10^6 GHz denuis 50 ans 130
83	Mesures de densité de flux de la nébuleuse du Crabe entre 1 Chr. et
0.0	10^6 GHz
8.4	Mesures du Crabe avec l'IRAM.(2)
8.5	Mesures du Crabe avec l'IRAM.(1)
8.6	Forme du Crabe observée en fonction du détecteur et de l'angle de passage. 144
8.7	Ajustement du Crabe par le modèle IRAM/lobe
8.8	Mesures individuelles de densité de flux du Crabe
8.9	Facteurs de correction couleur pour le Crabe
8.10	Variations de mesures de flux du Crabe par passage
8.11	Densité d'énergie spectrale du Crabe mesurée par Planck HFI, WMAP.
-	Archeops et l'IRAM entre 20 GHz et 353 GHz
8.12	Densité d'énergie spectrale du Crabe entre 1 GHz et 500 GHz 154
8.13	Densité d'énergie spectrale du Crabe entre 1 GHz et 10^6 GHz 155
8.14	Mesures polarisées du Crabe par passage.
8.15	Caractéristiques de polarisation du Crabe
0.1	Eastour de calibration à partir des sources penetuelles
9.1 0.9	Facteur de calibration a partir des sources policidelles
9.2	racteur de calibration en fonction du modele de lobe
~ ~ ~ ~	

9.4 Effet de la correction d'ADC	175
9.5 Distribution des indices spectraux des sources utilisées	176
9.6 Facteur de calibration et correction couleur	176
10.1 Spectre de bruit du bolomètre 143-5 de Planck HFI 1	183
10.2 Exemple d'une source utilisée pour la simulation	186
10.3 Calibration des paramètres de polarisation : simulation du nombre de	
sources	187
10.4 Calibration des paramètres de polarisation : simulation du nombre de	
sources	188
10.5 Vecteurs propres associés à $(A^t N^{-1} A)$ pour le détecteur 100-2a 1	192
10.6 Fuites de température vers la polarisation	193
10.7 Cartes des valeurs propres du système	196
10.8 Comparaison entre les paramètres (Q,U) reconstruit par la méthode	
« classique » et la méthode polarisée. $\dots \dots \dots$	196
10.9 Cartes de polarisation pour les détecteurs 100-2a/b 1	197
10.10Cartes de polarisation pour les détecteurs 143-1a/b 1	198
11.1 Desition des champs d'absorbation H ATLAS en geordonnées selectiques S	204
11.2 Transmissions spectrales des bolomètres de Planck HEL et de Herschel	204
SDIDE	207
11.2 Correction coulour HEL/SDIDE	207
11.4 Calibration relative HEL/SPIRE sur los sources ponctuelles	200 210
11.5 Résidus du gain pour les sources ponctuelles par rapport au gain estimé	210
à partir de l'émission diffuse)11
	211 1
D.1 Rapport flux mesuré / attendu en fonction du flux attendu pour l'en-	
semble des sources et passages, à 100 GHz.	232
D.2 Rapport flux mesuré / attendu en fonction du flux attendu pour l'en-	
ample des sources et resserves à 142 CUL	
semble des sources et passages, a 143 GHZ	233
D.3 Rapport flux mesuré / attendu en fonction du flux attendu pour l'en-	233
 D.3 Rapport flux mesuré / attendu en fonction du flux attendu pour l'ensemble des sources et passages, à 217 GHz. 	233 234
 D.3 Rapport flux mesuré / attendu en fonction du flux attendu pour l'ensemble des sources et passages, à 217 GHz. D.4 Rapport flux mesuré / attendu en fonction du flux attendu pour l'ensemble des sources et passages. 	233 234

Liste des tableaux

2.1	Paramètres du modèles Λ-CDM	33
5.1	Caractéristiques de HFI	89
5.2	Paramètres de polarisation des PSB	91
5.3	Paramètres de polarisation des SWB	92
7.1	Sources variables	128
7.2	Nombre de sources polarisées par fréquence	132
7.3	Description du catalogue polarisé	136
8.1	Mesures de l'angle et du degré de polarisation du Crabe à différentes	
	fréquences.	142
8.2	Ajustement de la densité d'énergie du Crabe par une loi de puissance	153
8.3	Ajustement de la densité d'énergie spectrale du Crabe par une loi de	
	puissance d'indice spectral variable	154
8.4	Caractéristiques de polarisation du Crabe	159
9.1	Flux seuil sources ponctuelles	171
11.1	Caractéristiques des canaux d'observations de la caméra SPIRE	203
11.2	Champs H-ATLAS utilisés pour l'intercalibration HFI/SPIRE	204
11.3	Caractéristiques du lobe HFI	206
11.4	Température et facteurs de correction couleur des sources utilisées pour	
	l'inter-calibration Planck/Hershel.	209
B.1	Caractéristiques des sources polarisées à 353 GHz	226
C.1	Mesures de densité de flux du Crabe par passage	228
C.2	Mesures de polarisation du Crabe	229



Introduction

"C'était l'univers il y a 13,8 milliards d'années!"

C'est par ces mots que Le Monde a présenté les premiers résultats cosmologiques de la mission Planck il y a quelques mois¹. Une expérience de physique en une du Monde, c'est dire la fascination qu'engendre la cosmologie pour un grand public à la recherche de réponses métaphysiques sur l'origine de l'Univers!

Cette question, certes passionante, ne relève cependant pas (encore?) du domaine de la cosmologie; si tant est qu'elle ait lieu d'être, l'existence même d'une origine étant hautement spéculative ... Cela dit, les informations apportées par Planck, et par les nombreuses expériences cosmologiques ayant eu lieu depuis quelques années/décennies, n'en restent pas moins extraordinaires, ne serait-ce qu'au regard de la jeunesse de la cosmologie moderne. Il y a à peine plus d'un siècle, on ignorait l'existence même d'objet extragalactiques et le cadre physique permettant de décrire les objets astrophysiques était la mécanique Newtonienne. En un siècle, notre compréhenseion de l'univers aura été bouleversée, grâce à des avancées conceptuelles et observationnelles majeures, pour aboutir à la théorie du Big-Bang, qui nous fournit un cadre général bien défini pour expliquer le contenu, et l'évolution de l'univers. Si la grande majorité du XX^e siècle a permis d'établir ce cadre, sa fin a vu la cosmologie entrer dans ce que l'on appelle communément son ère de précision; il s'agit maintenant, au sein du cadre du Big-Bang, de mesurer précisément les paramètres de la théorie, et de la faire évoluer en accord avec les observations. Les deux premiers chapitres de cette thèse ont pour but de retracer certains des événements clés de cette histoire, et d'exposer le modèle standard actuel de la cosmologie.

^{1.} Je me suis néanmoins permis de changer l'image par une image plus en accord avec cette affirmation, le journal m'en excusera.

INTRODUCTION

L'une des prédictions majeures de la théorie du Big-Bang est l'existence d'un bain de photons thermalisés, emplissant l'univers de manière homogène, véritable fossile de l'univers primordial, tel qu'il était il y a près de quatorze milliards d'années, dense et chaud. La détection de ce rayonnement fossile dans les années 60 a permis d'asseoir la légitimité de la théorie du Big-Bang, et il est depuis l'une des sondes cosmologiques les plus puissantes : non seulement il nous offre une *photographie* de l'univers au moment de son émission, mais il permet aussi de sonder l'univers avant son émission (à travers les prédictions des différents modèles sur ses propriétés) et après son émission (au travers des interactions des photons durant leur voyage jusqu'à nous). Dans les chapitres 3 et 4, je récapitulerai les caractéristiques importantes du rayonnement fossile, en m'attardant particulièrement sur sa polarisation, l'un des enjeux majeurs de la cosmologie actuelle.

La satellite Planck est une mission de l'ESA dédiée à l'étude du rayonnement fossile, et c'est dans le cadre de la collaboration HFI, l'un des deux instruments du satellite, que cette thèse a été effectuée. Je décrirai brièvement la mission dans le chapitre 5.

La température du rayonnement fossile a été étudiée extensivement durant les 20 dernières années, et la majorité de l'information cosmologique primordiale qu'elle contient en a été extraite. Sa polarisation en revanche, dont le signal est bien plus faible, devrait permettre dans les années à venir de considérablement améliorer notre connaissance du modèle standard. Les modes E ont été détectés, puis mesurés ces 10 dernières années et nous permettent par exemple de contraindre la période de réionisation, période à laquelle se sont formées les premières structures de notre univers. Le détection des modes B, signature des ondes gravitationnelles, procurerait une forte indication de l'existence de l'inflation, modèle qui prédit, entre autre, leur existence, ainsi que l'échelle d'énergie à laquelle elle se serait produite. Cette recherche constitue l'une des priorités de la cosmologie observationnelle, comme en atteste le nombre d'expériences actuelles ou futures qui lui est dédiée.

Cette détection constitue un défi technologique et requiert un contrôle drastique des effets systématiques, tant liés à l'instrument qu'aux signaux astrophysiques contaminant la mesure du rayonnement fossile. Le contrôle de ces effets systématiques dans le cadre de Planck HFI, expérience qui n'a pas été optimisée pour l'étude de la polarisation, se révèle crucial. En particulier, une mauvaise calibration des paramètres de polarisation des détecteurs de HFI entrainerait des fuites de température vers la polarisation, fuites dramatiques en raison de la faiblesse du signal des modes B par rapport à la température et aux modes E. Le point de départ de ce travail était donc de réfléchir à cette calibration, et aux divers effets systématiques pouvant affecter la mesure de la polarisation.

Dans le chapitre 10, je décrirai une méthode envisagée pour effectuer cette calibration à partir de petites zones du ciel où le signal est fortement polarisé, et présenterai des résultats obtenus sur simulation.

Ce travail m'a naturellement conduit à étudier des sources compactes que l'on pourrait utiliser pour effectuer cette calibration, comme la nébuleuse du Crabe, dont l'étude constituera le chapitre 8.

Pour cette étude, j'ai été amené à développer une méthode de photométrie à partir des données temporelles, que je décrirai au chapitre 6, méthode que j'ai utilisée pour étudier la polarisation et la variabilité de sources compactes (chapitre 7). Cela m'a aussi permis, en utilisant ces sources, d'étudier des effets systématiques liés au lobe de l'instrument et à ses bandes-passantes, dont l'impact sur la mesure de la polarisation peut poser problème (chapitre 9).

Enfin, je me suis intéressé à la calibration relative des canaux haute-fréquences de HFI avec l'instrument SPIRE de l'observatoire Herschel, à l'aide de sources compactes. Ce travail fera l'objet du chapitre 11.

L'ensemble de ces chapitres est ordonné en deux grandes parties, pour plus de clarté : *Etude de sources compactes avec HFI* et *Calibration et effets systématiques*. Il est évident que ces deux parties sont fortement liées, et se sont développées conjointement. J'essaierai autant que possible d'organiser cet exposé dans un ordre logique à la compréhension, mais il pourra m'arriver de faire appel à des résultats décrits ultérieurement pour éclairer certains passages, en raison justement de cette forte intrication des différents chapitres.

L'ensemble de ce travail est évidemment le fruit de collaborations multiples, tant au sein du groupe Planck de l'APC que de la collaboration Planck HFI. Première partie

Contexte général

Table des matières

1	His	stoire de la cosmologie moderne	9
	1.1	Les fondements de la cosmologie moderne \hdots	9
	1.2	Un univers en expansion	12
	1.3	Vers la théorie du Big-Bang	17
	1.4	La découverte du rayonnement fossile	20
	1.5	L'acceptation du Big-Bang	22
2	\mathbf{Le}	modèle standard cosmologique	29
	2.1	Le modèle Λ -CDM	29
	2.2	Inflation	35
	2.3	Au-delà du modèle standard	41
	2.4	Sondes observationnelles	45
3	Le	rayonnement fossile et ses anisotropies	49
	3.1	Recombinaison, découplage et surface de dernière diffusion	49
	3.2	Température et spectre du rayonnement fossile	51
	3.3	Anisotropies de température et outils statistiques	53
	3.4	Avant-plans	63
4	La	polarisation du rayonnement fossile	67
	4.1	Préambule : paramètres de Stokes	68

Bi	ibliog	graphie	95
	5.4	Stratégie d'observation	93
	5.3	Quelques informations sur HFI	88
	5.2	Le système optique	86
	5.1	Objectifs scientifiques et premiers résultats	85
5	La	mission Planck	85
	4.4	Contraintes cosmologiques et observations	81
	4.3	D'une description locale à une description globale : modes E et B	76
	4.2	Origine physique de la polarisation du CMB	69

De cette particule considérée comme centre, supposons, irradié sphériquement, dans toutes les directions, à des distances non mesurables, mais cependant définies, dans l'espace vide jusqu'alors, un certain nombre innombrable, quoique limité, d'atomes inconcevablement mais non infiniments petits.

E.A. Poe (1848)

Histoire de la cosmologie moderne

Je voudrais commencer cet exposé du contexte général de mon travail par une introduction historique de la cosmologie moderne. Une compréhension basique de la façon dont notre modèle cosmologique actuel a été élaboré me semble important pour mieux le comprendre, et en appréhender les enjeux. Ce chapitre introductif rappellera donc les éléments historiques importants ayant abouti à notre compréhension actuelle de l'univers. Il sera nécessairement subjectif, au sens où la vision des événements présentés ici est forcément biaisé par les connaissances actuelles (et par mon ignorance de certains faits), mais aussi parce qu'il est volontairement orienté vers le rayonnement fossile, sujet central de mon travail (les autres aspects de la cosmologie s'en trouveront par conséquent injustement négligés). Ce chapitre s'inspire principalement, outre les articles historiques, de trois livres : L'invention du Big-Bang (Luminet, 2004), The Cosmic Century (Longair, 2006) et Finding the Big-Bang (Peebles et al., 2009).

1.1 Les fondements de la cosmologie moderne

1.1.1 Relativité générale

La relativité générale est une théorie de la gravitation élaborée par Einstein durant les années 1910 (Einstein, 1915). Elle repose sur le principe d'équivalence entre la masse inertielle m_I , qui caractérise la résistance d'un objet à sa mise en mouvement par une

1
force dans le cadre Newtonien, et la masse grave m_G , qui caractérise l'intensité de la force gravitationnelle subite par un objet. Ces deux masses, sans raison fondamentale, se trouvent être identiques ¹, ce qui fait de l'interaction gravitationnelle une interaction à part parmi les quatres interactions fondamentales généralement considérées (gravitation, électromagnétisme, interaction faible, interaction forte). Ce constat amène Einstein à ne plus considérer les effets gravitationnels comme la conséquence d'une force agissant entre deux objets massifs, mais comme la conséquence d'une déformation de l'espace-temps. En mécanique newtonienne, un objet qui n'est soumis à aucune force se déplace en ligne droite ; la relativité générale étend cette notion : la trajectoire d'un objet entre deux points dans un espace-temps courbe est donnée par les intervalles d'espace-temps extremum entre ces deux points (les géodésiques). Si un objet ne se déplace pas en ligne droite au voisinnage d'un autre objet massif, ce n'est pas que celui-ci l'attire, mais que l'espace-temps est courbé. De plus, cette courbure locale de l'espace-temps est la conséquence de la présence d'objets massifs.

Einstein relie ainsi la géométrie de l'espace-temps à son contenu énergétique, au travers de son équation éponyme :

$$G_{\mu\nu}[g_{\mu\nu}] = 8\pi G T_{\mu\nu},\tag{1.1}$$

où $G_{\mu\nu}$ est une fonctionnelle de $g_{\mu\nu}$, la métrique, représentant la courbure locale de l'espace-temps, G est la constante gravitationnelle de Newton, et $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion. Autrement dit, la présence d'énergie courbe l'espace-temps, et la courbure de l'espace-temps détermine les trajectoires des objets.

Cette interpération de la gravitation change radicalement la cosmologie : avant la relativité générale, l'étude de l'univers signifiait l'étude du contenu de l'univers - l'espace et le temps n'étant que les coordonnées qui permettaient de le décrire ; avec la relativité générale, l'espace-temps lui-même devient un objet dynamique interdépendant du contenu de l'univers. Etudier l'univers revient donc à étudier sa structure (son espacetemps) en même temps que son contenu. C'est en ce sens qu'on associe généralement l'origine de la cosmologie moderne à la naissance de la relativité générale.

Cette équation, malgré son esthétique compacité, se révèle en réalité impossible à résoudre dans le cas général, puisque la courbure et le tenseur énergie-impulsion sont définis en tout point de l'espace-temps. La relativité générale nous fournit donc un

^{1.} Newton, à l'aide de pendules, estime dès 1686 que $\frac{|m_G - m_I|}{m_G + m_I} < 10^{-3}$.

cadre pour étudier l'univers, mais il est nécessaire d'y adjoindre des hypothèses pour pouvoir l'utiliser.

1.1.2 Principe Cosmologique

Le second pilier de la cosmologie moderne, le Principe Cosmologique, repose sur une observation, et sur une hypothèse qui relève (ou du moins relevait à l'époque) plus de l'argument philosophique que de l'argument scientifique.

La situation observationnelle du début du vingtième siècle, largement confirmée depuis, indique que l'univers est statistiquement *isotrope* : quelle que soit la direction où l'on regarde, on voit la même répartition d'objets dans le ciel¹. Si l'on ajoute à cette observation le Principe Copernicien, qui stipule que notre position n'est pas une position privilégiée (si nous étions situés ailleurs dans l'univers, nous observerions la même chose), l'*homogénéité* de l'univers en découle. Ces deux caractéristiques, homogénéité et isotropie, forment le Principe Cosmologique. Il est évident que ce principe est à concevoir au sens statistique, une homogénéité parfaite n'étant pas compatible avec notre présence. L'échelle de distance sur laquelle moyenner les densités pour vérifier le Principe Cosmologique reste encore sujette à discussion et est confrontée aux observations.

Il est important de noter la différence entre l'isotropie et l'homogénéité. L'hypothèse d'isotropie de l'univers est fondée sur les observations, alors que son homogénéité est la conséquence de l'isotropie et du principe Copernicien. La figure 1.1 explique comment une distribution de points isotrope peut ne pas être homogène. A l'inverse, on peut aisément concevoir une distribution homogène mais non isotrope en considérant des grandeurs vectorielles : si l'ensemble des objets de l'univers se déplacait dans une même direction, à une même vitesse, la distribution des vitesses serait alors homogène (quelque soit l'objet que l'on considère, la vitesse est la même) mais non isotrope (le déplacement des objets se fait selon une direction privilégiée).

Le Principe Cosmologique va maintenant nous permettre de pouvoir appliquer l'équation d'Einstein à l'univers. Puisque l'univers est homogène et isotrope, on va pouvoir considérer non plus les grandeurs locales, en chacun des points de l'univers, mais les moyenner spatialement sur l'échelle de l'univers, et considérer ainsi l'équation

^{1.} A condition de regarder suffisamment loin, la répartition des étoiles dans notre galaxie n'étant par exemple pas isotrope.



Figure 1.1: A gauche, une distribution de points isotrope et homogène. A droite, une distribution isotrope autour du point P mais pas autour du point Q, donc non homogène. Schéma tiré de Ellis (1975).

d'Einstein sous la forme

$$G_{\mu\nu}[\langle g_{\mu\nu}\rangle] = 8\pi G \langle T_{\mu\nu}\rangle \tag{1.2}$$

où $\langle \rangle$ dénote une moyenne spatiale. Dans la suite, on ommettra de noter l'opération de moyennage dans la notation de l'équation d'Einstein. La résolution de cette équation s'en retrouve grandement facilitée et permettra de décrire l'évolution temporelle d'un univers homogène et isotrope. Les déviations à petite échelle à cette homogénéité seront traitées comme des perturbations de cette évolution.

1.2 Un univers en expansion

1.2.1 Des solutions dynamiques à l'équation d'Einstein

Dès 1917, Einstein propose comme solution un modèle d'univers homogène, rempli de matière sans pression, statique, de courbure spatiale positive, c'est à dire à géométrie sphérique (Einstein, 1917). Son univers est intellectuellement attirant, dans le sens où il ne bouscule pas les croyances culturelles et philosophiques de l'époque : l'univers est statique, il a toujours été et sera toujours identique, et fini, sans pour autant avoir de limites. Son modèle nécessite néanmoins une modification de l'équation originale, par l'ajout d'une constante λ : $G_{\mu\nu} + \lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$. Cet ajout sera motivé deux ans plus tard, indépendemment de toute considération cosmologique, comme constante d'intégration (précedement considérée comme nulle) dans l'établissement des équations de la relativité générale (Einstein, 1919).

Parallèlement à Einstein, de nombreux physiciens s'intéressent à la résolution de ces équations. De Sitter (1917) propose notamment une solution dans le cas d'un univers vide de matière¹, avec là aussi une constante cosmologique. Qui plus est, dans son système de coordonnées, les composantes de la métriques tendent vers zéro lorsque la distance à l'origine tend vers l'infini. Il en déduit ce que l'on appellera l'*effet de Sitter*, à savoir le décalage vers le rouge des objets lointains, leur fréquence lumineuse étant d'autant plus attenuée que les objets sont loins de l'origine.

Friedman (1922) donne une solution générale en fonction d'un facteur d'échelle a(t)décrivant la dynamique de la partie spatiale de la métrique, et explore certains cas particuliers, notamment celui d'un univers fermé qui s'effondrerait vers une singularité « finale ». Lemaître, quelques années plus tard et indépendamment ², aboutit aux mêmes solutions que Friedmann, dans un article publié initialement en français en 1927, puis traduit en anglais en 1931 (Lemaître, 1927, 1931).

Ces solutions se heurtent néanmoins à un vif rejet, nottamment de la part d'Einstein; la publication de l'article de Friedmann de 1922 sera suivi d'une note dans le même journal de la part d'Einstein, remettant en cause ses résultats, avant d'accepter finalement leur validité mathématique en 1923. La mort de Friedmann en 1925 ne lui permettra pas non plus de défendre son travail. Einstein conteste aussi la validité physique de ces solutions, comme l'illustre sa remarque à Lemaître au congrès de Solvay de 1927 : "Les calculs sont justes, mais votre compréhension de la physique est abominable."³ En effet, ces solutions, qui contiennent des singularités mathématiques, semblent difficilement acceptables d'un point de vue physique.

1.2.2 La loi de Hubble

Jusqu'ici, on s'est contenté d'évoquer une cosmologie théorique, sa contrepartie observationnelle n'en étant qu'à ses balbutiements. C'est néanmoins l'observation des

 $^{1. \} La \ matière \ que \ l'on \ observe \ dans \ l'univers \ se \ comporte \ alors \ comme \ des \ \ll \ particules \ test \ \gg, \ sans \ impact \ sur \ la \ métrique \ fixée \ par \ ailleurs. Ce \ concept \ est \ cependant \ en \ conflit \ avec \ l'hypothèse \ de \ Mach.$

^{2.} De manière étonnante, l'article de Lemaître ne fait pas mention des articles de Friedmann. Lu-

minet (2004) avance comme tentative d'explication la non connaissance de l'Allemand par Lemaître.3. "The calculations are right but your understanding of physics is abominable." Midbon (2000)

galaxies qui viendra trancher le débat. En 1917, Slipher mesure le décalage spectral de 25 galaxies spirales, dont il déduit la vitesse propre en interprétant ce décalage comme un effet Doppler. Il constate (et s'en étonne, étant donné la tendance des galaxies à se regrouper en amas) que la majorité de ces galaxies s'éloignent de nous (Slipher, 1917).

En 1921, Wirtz essaie de relier la vitesse de ces galaxies à d'autres propriétés, et conclue à une *"dépendance linéaire approximative entre la vitesse et la magnitude apparente"*¹ (Wirtz, 1922).

En 1925, Lundmark montre "une corrélation entre les dimensions apparentes et la vitesse radiale, dans le sens où les [galaxies] spirales les plus petites, et sans doute les plus lointaines, ont la plus grande vitesse."² (Lundmark, 1925).

Enfin, Lemaître, dans son article de 1927, fait le lien entre son modèle d'univers en expansion et les observations disponibles :

"Utilisant les 42 nébuleuses extragalactiques figurant dans les listes de Hubble et de Strömberg, et tenant compte de la vitesse propre du soleil, on trouve une distance moyenne de 0.95 millions de parsecs et une vitesse radiale de 600 km/s, soit 625 km/s à 10^6 parsecs. Nous adopterons donc

$$R'/R = v/rc = 0.68 \times 10^{-27} \text{ cm}^{-1} \text{ (Eq.24)}$$
" (1.3)

R est ici le facteur d'échelle, et R'/R la constante de proportionnalité entre la vitesse de récession et la distance des objets observés.

Mais c'est finalement Hubble, grâce à son travail sur les propriétés des galaxies et le recoupement des observations existantes (notamment celles de Slipher), qui laissera son nom à la relation vitesse de récession/distance. Ses mesures à partir de 24 galaxies, sont reproduites sur la figure 1.2.

Au-delà du débat sur l'antérioté de la découverte, l'interprétation de ce résultat est bien plus intéressante. Lundmark remarque en effet que les effets Doppler observés pourraient être des « conséquences de la relativité générale », et l'article de Lemaître met directement en relation ses observations avec la prédiction d'un tel effet dans son modèle d'univers en expansion (prédiction aussi réalisée par Robertson (1928)). Hubble,

^{1. &}quot;... an approximate linear dependance of velocity upon apparent magnitude is visible."

^{2. &}quot;A rather definite correlation is shown between apparent dimensions and radial velocity, in the sense that the smaller and presumably more distant spirals have the higher space-velocity."



Figure 1.2: Relation vitesse/distance présentée par Hubble (1929), à partir de l'analyse de 24 galaxies.

lui, l'attribue plutôt à l'effet de Sitter. La loi de Hubble, à défaut de convaincre son auteur, est considérée aujourd'hui comme l'une des preuves de l'expansion de l'univers. Le décalage spectral vers le rouge ($redshift^1$ dans la suite) observé s'interprète alors comme une conséquence de l'expansion de l'univers et non plus comme un effet Doppler du à la vitesse propre de l'objet observé : durant son trajet, la longueur d'onde de la lumière émise par un objet au repos subit l'expansion, et est donc décalée vers le rouge².

Cette interprétation convaincra notamment Einstein et de Sitter qui acceptent finalement l'idée d'un univers non statique, qu'ils décrivent ensemble en 1931 (Einstein & De Sitter). Cet article, qui ne cite ni Friedmann ni Lemaître, et ne propose qu'une version simplifiée des solutions plus générales trouvées par ces derniers, sera, en raison du statut de ses auteurs, considéré comme l'un des articles majeurs de la construction du modèle de Big-Bang.

1.2.3 La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

La découverte de la loi de Hubble asseyant un peu plus l'idée d'un univers en expansion, l'étude des modèles proposés par Friedmann et Lemaître va s'intensifier. Robertson (1935) et Walker (1937), indépendemment, vont démontrer l'unicité de la

^{1.} Définit par $z = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e}$ avec λ_e la longueur d'onde émise, et λ_o la longueur d'onde observée.

^{2.} Une interprétation en terme d'effet Doppler est néanmoins possible en intégrant les effets Doppler locaux le long du trajet.

métrique solution des équations d'Einstein dans le cas d'un univers homogène isotrope, que l'on peut mettre sous la forme :

$$ds^{2} = dt^{2} - a^{2}(t) \left[\frac{dr^{2}}{1 + kr^{2}} + r^{2} d\Omega^{2} \right], \qquad (1.4)$$

où k est la courbure spatiale des sections spatiales (géométrie hyperbolique, plate et sphérique pour des valeurs respectivement positive, nulle et négative de k), et a(t) est appelé facteur d'échelle. On appelle usuellement cette métrique la métrique Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker¹ (FLRW dans la suite).

On peut noter quelques caractéristiques intéressantes de cette métrique :

- on peut définir un temps cosmologique, noté ici t, dans lequel chaque section spatiale est homogène isotrope;
- le facteur d'échelle a(t) représente l'échelle relative au temps t par rapport à aujourd'hui (on considère a = 1 aujourd'hui), qui peut être directement reliée au redshift

$$a(t) = \frac{1}{1+z};$$
 (1.5)

- l'expansion ou la contraction de l'univers se fait de manière isotrope.

En considérant cette métrique, et en supposant que le contenu de l'univers peut être modélisé par un fluide parfait, c'est à dire dont le tenseur énergie-impulsion vaut

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0\\ 0 & -p & 0 & 0\\ 0 & 0 & -p & 0\\ 0 & 0 & 0 & -p \end{pmatrix},$$
 (1.6)

avec ρ la densité d'énergie du fluide, et p sa pression, l'équation d'Einstein se résume alors aux équations

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2},\tag{1.7}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p).$$
(1.8)

A ces deux équations, on peut ajouter une équation de continuité

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0.$$
 (1.9)

Ces trois équations sont appelées équations de Friedmann et déterminent l'évolution temporelle du facteur d'échelle a et du fluide cosmologique (ρ, p) .

^{1.} Même si, selon le côté de l'Atlantique où l'on se trouve, on entendra parfois parler de métrique Friedmann-Lemaître ou de métrique Robertson-Walker.

1.3 Vers la théorie du Big-Bang

1.3.1 "L'hypothèse de l'atome primitif"

A partir des bases théoriques décrivant un univers en expansion exposées ci-dessus, Lemaître, au cours des années 30, a développé sa théorie de l'"atome primitif" (Lemaître, 1946). Si l'univers est en expansion, cela signifie qu'il a connu, dans le passé une phase où sa densité était extrêmement élevée. Lemaître propose l'idée d'un « atome primitif », constitué de protons, électrons et particules α , instable, et dont la désintégration aurait engendré une phase d'expansion et donné naissance à l'ensemble des particules observées aujourd'hui.

Ce modèle, embryon de la théorie moderne du Big-Bang, est cependant loin de faire l'unanimité. Lemaître, durant sa carrière scientifique, s'est heurté à une certaine indifférence et son importance dans le développement de la cosmologie moderne a long-temps été négligée, pous plusieurs raisons. L'une de ces raisons est qu'une partie de ses travaux ont été rédigés en français (Lemaître étant belge), et publiée dans des revues peu prestigieuses; on a notamment déjà évoquée son implication dans la découverte de la loi de Hubble, mentionnée dès 1927 mais traduite en anglais en 1931.

Sa qualité de théologien (Lemaître était un abbé) lui a aussi causé du tort, ses détracteurs ne manquant pas de remarquer que la présence d'une origine de l'univers dans sa théorie laisse astucieusement une place vacante pour un « créateur ». S'il est vrai que l'église a, une fois n'est pas coutume, été particulièrement prompte a accepter cette théorie scientifique, le procès d'intention fait à Lemaître semble peu pertinent, tant il s'est efforcé de séparer sa carrière scientifique de ses convictions spirituelles.

1.3.2 Nucléosynthèse primordiale

Il faudra attendre les années 40 pour voir d'autres physiciens apporter une contribution majeure au développement de la théorie du Big-Bang. C'est notamment le cas de Gamow, qui se penche sur la question de l'origine des éléments chimiques présents dans l'univers. Son célèbre article « Expanding Universe and the Origin of Elements » (Gamow, 1946) commence de la manière suivante :

1. HISTOIRE DE LA COSMOLOGIE MODERNE



Figure 1.3: Extraits de l'article original de Alpher et al. (1948) prédisant l'abondance des éléments.

"Il est généralement¹ accepté que les abondances relatives de différents éléments chimiques ont été déterminées par les conditions physiques de l'univers durant les premiers moments de son expansion, quand la température et la densité étaient suffisamment élevées pour assurer des taux de réaction non-négligeables pour la lumière et les noyaux lourds."

Si l'article ne contient pas de prédiction quantitative de l'abondances des éléments, Gamow se place explicitement dans le cadre décrit par Lemaître. Deux ans plus tard, il publie avec son étudiant Alpher (et l'un de ses collègues, Bethe²), une prédiction de l'abondance des éléments chimiques produits dans l'univers primordial en fonction du numéro atomique en excellent accord avec les observations de l'époque (Alpher *et al.* (1948), *cf.* figure 1.3). Alpher publiera dans les années suivantes, notamment avec Herman, plusieurs autres articles pour affiner ces prédictions, en incluant jusqu'à 28 réactions nucléaires impliquant les atomes dont le nombre de masse pouvait aller jusqu'à 7 (les éléments plus lourds ne pouvant être formés, faute de noyaux intermédiaires stables).

Cette théorie, la *nucléosynthèse primordiale*, s'oppose à celle qui prédit la synthèse des éléments dans les étoiles. L'abondance relative des éléments observée dans l'univers

^{1.} Il conviendrait peut-être de tempérer un peu cette affirmation à une époque où la théorie du Big-Bang est encore très discutée.

^{2.} Dont le nom fut ajouté à l'initiative de Gamow uniquement dans le but reconstituer le début de l'alphabet grec : Alpher (α), Bethe (β), Gamow (γ).

se prononce clairement en faveur de la nucléosynthèse primordiale. Un calcul relativement trivial, uniquement fondée sur l'évolution de la température, l'abondance relative de protons et de neutrons dans l'univers primordial, et l'énergie de liaison des noyaux légers permet de prédire la présence de 75 % d'H et de 25 % d'He, quantités très proches de ce que l'on observe, et difficilement reproductible dans le cadre de la nucléosynthèse stellaire.

1.3.3 Le rayonnement fossile

Les contributions de Gamow et Alpher à l'établissement de la théorie du Big-Bang ne s'arrêtent pas à la prédiction de l'abondance des éléments chimiques dans l'univers. Le cadre dans lequel la nucléosynthèse primordial s'est produit est celui d'un plasma chaud dans lequel cohabitent les photons, les atomes et les électrons, en interaction permanente. Lorsque la température diminue suffisamment, les photons cessent d'interagir et on devrait pouvoir observer la trace de ce gaz de photons thermalisé, refroidi par l'expansion de l'univers. Alpher et Herman (1948) prédisent son existence et sa température actuelle : ~ 5 K. Ils affineront cette prédiction dans une série d'article les années suivantes.

La présentation faite ici de la théorie du Big-Bang en construction pourrait laisser croire à un certain consensus. C'est très loin d'être le cas, et de nombreuses réserves existent à l'époque, le modèle dit de *steady-state*, présentant un univers globalement statique, mais où une création perpétuelle de matière mime une expansion locale, proposé entre autres par Hoyle, étant au moins aussi populaire parmi la communauté cosmologique. Ces réserves sont d'ailleurs loin d'être toutes infondées. Quid en effet de l'age de l'univers, par exemple, dont l'estimation dans le cadre du modèle de Lemaître se révèle être inférieur à l'age estimé de la Terre ? Cette estimation était fondée sur la mesure du paramètre de Hubble H_0 , l'age approximatif de l'univers étant alors donné par H_0^{-1} . Cette mesure, longtemps surestimée, a mis un frein considérable à l'acceptation de la théorie du Big-Bang, comme en atteste la remarque de Bondi (1960) :

"it is not easy to appreciate now the extent to which for more than fifteen years all work in cosmology was affected and indeed oppressed by [its] short value". Et que faire de la constante cosmologique, introduite puis retirée par Einstein, dont il dit lui même (Einstein *et al.*, 1945) qu'elle est *"une complication de la théorie, qui en réduit sérieusement sa simplicité logique"*?

Toujours est-il que c'est aussi à cette période que le terme de *Big-Bang* fut introduit, par Hoyle, au cours d'une émission radiophonique de la BBC, en 1948, pour décrire les modèles d'univers en expansion. Ce terme, depuis adopté par les partisans de la théorie, reflète pourtant assez mal le modèle proposé, renvoyant dans l'imaginaire populaire à une explosion initiale créatrice de l'univers. Il sera ici employé uniquement pour désigner une famille de modèles d'univers, décrivant un univers en expansion ayant connu dans le passé une phase dense et chaude.

1.4 La découverte du rayonnement fossile

La découverte fortuite d'un excès de rayonnement, d'une température de 3.5 ± 1 K, par Penzias & Wilson (1965), interprété par Dicke *et al.* (1965) comme étant le rayonnement fossile prédit par Alpher et Herman, est une histoire que l'on aime à raconter pour montrer le caractère facétieux de la recherche, et l'intérêt de chercher, sans toujours savoir ce que l'on cherche. Cette histoire est évidemment bien plus complexe que cela, et on essaiera ici de rappeller quelques événements important ayant précédé cette découverte.

1.4.1 Etude du rayonnement centimétrique au cours des années 50-60

La recherche active d'un rayonnement fossile était loin d'être un test cosmologique privilégié durant les années 50, notamment par rapport aux tests concernant l'abondance des éléments chimiques (créés dans l'univers primordial pour les éléments légers, puis dans les étoiles pour les éléments plus lourds dans le cadre de la théorie du Big-Bang, uniquement dans les étoiles dans la théorie *steady-state*), ou les propriétés des galaxies (dans le modèle *steady-state*, les galaxies proches de nous sont jeunes, car proches de leur lieu de création, et sont d'autant plus vieilles que l'on regarde loin).

On retrouve néanmoins une contrainte sur la température d'un rayonement cosmique dès 1946 (Dicke) : $T_0 < 20$ K pour des longueurs d'ondes de 1-1.5 cm. On peut aussi citer la mesure de Tanaka & Kakinuma (1953), effectuée en 1951 à 8 cm : $T_0 < 5$ K. Tanaka déclarera en 1979 "I understand that 0-5 K and 3.5 ± 1 K are completely different values and meanings. However, had someone like Gamow or Dicke notified us of the significance of our measurement, it would not have taken us 14 years. This is a bit of regret."

D'autres mesures de ce type ont été réalisées dans les années 50 (voir Peebles et al. (2009) pour une liste plus complète).

L'ensemble de ces mesures n'avait pas pour but de détecter le rayonnement fossile, mais s'insérait dans le cadre de recherches sur la transmission du rayonnement centimétrique dans l'atmosphère, domaine extrèmement porteur à l'époque. Leur mention ici n'a pas pour but de minimiser la découverte de Penzias et Wilson, mais de montrer la continuité de la recherche et du progrès technique ayant permis d'aboutir à cette découverte.

1.4.2 Transitions moléculaires

Un autre domaine de recherche lié à la découverte du rayonnement fossile est l'étude des transitions entre les états d'excitation des molécules interstellaires. Si l'on considère une molécule possédant deux états d'excitation 1 et 2 baignées dans un rayonnement thermalisé de température T, le rapport entre le nombre de molécules dans ces deux états est donné par

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{-(E_1 - E_2)/kT}.$$
(1.10)

Ainsi, mesurer les rapports d'état nous fournit directement la température du bain de photons. Evidemment, cette mesure est plus complexe qu'elle en a l'air, les transitions entre les états d'énergie pouvant être causées par des interactions avec d'autres particules que les photons du CMB, mais en choisissant bien les molécules à observer, en l'occurence des molécules de cyanure CN, McKellar (1941) détermine une température

$$T \simeq 2.3 \text{ K.}$$
 (1.11)

Cette mesure n'est néanmoins par prise au sérieux, étant donné les incertitudes associées au modèle et à la mesure.

1. HISTOIRE DE LA COSMOLOGIE MODERNE



Figure 1.4: Extraits des articles de Penzias & Wilson (1965) et Dicke et al. (1965) annoncant la découverte du rayonnement fossile.

1.4.3 Les années 60

En dépit des observations mentionnées ci-dessus, il faudra attendre le milieu des années 60 pour enfin détecter significativement le rayonnement fossile. Les raisons à cela sont multiples. Si les faits analysés à la lumière de la postérité semblent suggérer qu'une découverte plus rapide était possible, il ne faut pas omettre le contexte de l'époque. Pour aboutir à cette découverte, il aura fallu que les contextes théoriques et technologiques soient favorables. En effet, on a vu les progrès techniques réalisées dans le domaine centimétrique au cours des années 50, et le début des années 60 verra le retour d'un certain intérêt pour les modèles de Big-Bang (par exemple en URSS, autour de Zel'dovich), et donc la recherche active du rayonnement fossile, en particulier à Princeton, autour de Dicke, Peebles, Roll et Wilkinson.

Ainsi, lorsque Penzias et Wilson observent et peinent à comprendre l'origine d'un excès de rayonnement, équivalent à une température 3.5 ± 1 K, le groupe de Princeton, qui lui recherchait ce rayonnement mais ne bénéficiait pas d'un instrument aussi abouti que celui de Penzias et Wilson, comprend qu'il pourrait s'agir du rayonnement fossile. Ils publient conjointement, dans *Astrophysical Journal*, deux articles pour annoncer la mesure (Penzias & Wilson, 1965) et l'interprétation (Dicke *et al.*, 1965) de la découverte du rayonnement fossile (voir figure 1.4).

1.5 L'acceptation du Big-Bang

La découverte du rayonnement fossile en 1965 est considéré comme le troisième pilier observationnel de la théorie du Big-Bang, avec le *redshift* des galaxies (Loi de Hubble) et l'abondance des éléments légers dans l'univers (nucléosynthèse primordiale). Si cette découverte ne constitue pas une preuve irréfutable de la théorie du Big-Bang, elle a néanmoins convaincu une bonne partie de la communauté cosmologique et le modèle de Big-Bang est devenu le modèle standard.

1.5.1 Le spectre de corps-noir

Il faudrait ajouter à la découverte du rayonnement fossile lui-même ses caractéristiques, notamment son spectre, comme évidence de la théorie du Big-Bang. En effet, dans le cadre de la théorie de *steady-state*, on a vu que les éléments chimiques étaients produits dans les étoiles. Au cours de ce processus, qui se rapporoche finalement des conditions physiques de l'univers primordial, on peut aussi imaginer l'émission d'un bain de photons qui emplirait l'univers. Néanmoins, seules les conditions de température et d'homogénéité offertes par la théorie du Big-Bang permettent de prédire le spectre de corps noir et l'homogénéité observée. La mesure du spectre du rayonnement fossile a donc été un objectif majeur de la cosmologie à partir des années 70, et jusqu'à l'extraordinaire mesure par l'instrument FIRAS de COBE au milieu des années 90¹ (Fixsen *et al.*, 1996). La figure 1.5 tirée de *Finding the Big-Bang* (Peebles *et al.*, 2009) retrace ces mesures sur près de 40 ans.

1.5.2 Les fluctuations de température du rayonnement fossile

La seconde caractéristique du rayonnement fossile, outre son spectre de corps-noir, est son homogénéité : sa température est la même quelque soit la direction d'observation. Ce constat fondamental vient valider l'hypothèse initiale d'homogénéité de l'univers sur laquelle repose la théorie du Big-Bang. Il pose néanmoins une question essentielle : comment, à partir d'un univers homogène, les sur-densités de matière que l'on observe partout autour de nous (amas de galaxies, galaxies, étoiles, planètes, nous même ...) ont pu se former ?

Pour que de telles surdensités puissent se former, il est nécessaire qu'il y ait eu dans l'univers primordial des inhomogénéités, aussi petites soient-elles, qui par interaction

^{1.} La mesure du spectre semble redevenir un enjeu comsologique, près de 20 ans après la mesure de FIRAS, pour rechercher des infimes distortions spectrales dues à des injections d'énergie dans le fluide primordial; on pense par exemple au projet de mission PIXIE.







Figure 1.6: Carte des anisotropies du rayonnement fossile mesurée par COBE-DMR. (Smoot et al., 1992)

gravitationnelle aient été amplifiée jusqu'à aboutir à l'univers tel qu'on l'observe aujourd'hui. La détection d'un rayonnement fossile globalement homogène, évidence de la théorie du Big-Bang, n'est donc que le commencement de la recherche en son sein de petites fluctuations, sources des structures observées. Faire ici la liste des expériences ayant cherché, détecté, puis mesuré ces fluctuations depuis les années 60 jusqu'à aujourd'hui, au sol, en ballon ou dans l'espace, serait bien trop long, je me contenterais donc de renvoyer une fois de plus à l'ouvrage *Finding the Big-Bang* (p 487-509) pour une description des expériences, des technologies utilisées et des résultats obtenus.

Je citerais uniquement l'expérience qui, la première, après 30 ans de recherches infructueuses, a détecté ces anisotropies : COBE-DMR (Smoot *et al.*, 1992). La carte des fluctuations qu'ils ont obtenue est représentée sur la figure 1.6.

L'analyse statistique de ces cartes, et surtout de celles obtenues par les expériences

qui ont suivis, procure aujourd'hui l'une des sondes observationnelles les plus puissantes en cosmologie, et a permis de faire entrer la cosmologie dans ce qu'on appelle communément son *ère de précision* : la théorie du Big-Bang, et plus particulièrement le modèle Λ -CDM, qui fera l'objet du chapitre suivant, sont aujourd'hui admis par la majorité de la communauté scientifique, et il s'agit maintenant d'en mesurer, avec une grande précision, l'ensemble des paramètres.

1.5.3 Contenu énergétique de l'univers

Avant d'entrer dans les détails du modèle standard cosmolgique actuel, il me faut évoquer brièvement le contenu énergétique de l'univers, dont je me suis permis jusqu'ici de ne pas parler. Dans le cadre de la métrique FLRW, on a vu que la dynamique du facteur d'échelle était donnée par les équations de Friedmann, qui font intervenir la densité d'énergie et la pression d'un *fluide cosmique* parfait, dont je n'ai pour l'instant rien dit, et qu'en estimant le taux d'expansion de l'univers, on pouvait remonter à cette densité d'énergie.

Matière noire

Il se trouve que pour être en accord avec les observations, le contenu énergétique de l'univers ne peut se résumer à la matière visible : on nommera la matière restante *matière noire*, puisqu'elle nous est invisible.

L'existence de cette matière noire est en fait postulée très tôt, par Zwicky (1933), pour expliquer la courbe de rotation des galaxies : il estime le profile radial de vitesse de rotation des galaxies, et remarque que ce profil est en désaccord avec la masse visible. La masse manquante, invisible, est la matière noire. Je passerai rapidement sur l'historique de la matière noire pour en arriver directement à la fin des années 70/début des années 80. La nature de la matière noire est encore mystérieuse est discutée, mais une contribution baryonique est écartée. La matière noire interagit principalement gravitationnellement, et très peu électromagnétiquement (d'où l'absence de lumière émise). La formation des structures et l'amplitude des fluctuations du rayonnement fossile (ou, jusqu'aux années 90, les limites supérieures sur ces fluctuations) ont permis de contraindre ses caractéristiques (matière noire dite froide) et son abondance par rapport à la matière baryonique.

Énergie noire

À la fin des années 90, les mesures de la loi de Hubble sur les supernovae révèlent une accélération récente de l'expansion de l'univers (Perlmutter *et al.*, 1999; Riess *et al.*, 1998). Une telle acceleration n'est possible que pour une composante énergétique dont l'équation d'état respecte la relation $\rho/p < -1/3$. On appelle énergie noire toute composante respectant cette équation d'état. La combinaison des données supernovae et des autres sondes observationnelles (en particulier le rayonnement fossile) permet aujourd'hui de contraindre l'équation d'état de cette énergie noire autour d'une valeur compatible avec une constante cosmologique $\rho = -p$ (*cf.* figure 2.4).

Le rôle de la constante cosmologique au cours du développement de la cosmologie moderne est intéressant : introduite par Einstein dans la relativité générale pour obtenir des solutions statiques, puis abandonnée face à l'évidence d'un univers en expansion (mais néanmoins encombrante, puisque présente dans la théorie), et enfin ré-introduite pour expliquer l'accélération de l'expansion. Sa nature fondamentale (énergie du vide ?) comme sa valeur (étonnament petite, ne devenant dominante que dans l'univers très récent) continuent de poser beaucoup de questions.

Je concluerais ici cette brève histoire de la construction du modèle standard cosmologique, que je vais maintenant essayer de décrire de manière un peu plus quantitative. Il est évident que je n'ai pu présenter ici que des fragments de cette histoire, laissant (parfois volontairement, parfois par ignorance) de côté des éléments sans doute essentiels. Il me semble néanmoins que ces rappels permettent d'éclairer notre compréhension de l'univers, et de mieux appréhender les enjeux actuels de la cosmologie.

1. HISTOIRE DE LA COSMOLOGIE MODERNE

Cosmologists are often wrong, but never in doubt.

Lev Landau

Le modèle standard cosmologique

Ce chapitre ne se veut pas être une description exhaustive du modèle standard cosmologique actuel, mais plutôt une synthèse de ses éléments essentiels à la compréhension du travail qui sera présenté dans cette thèse. Il accorde donc volontairement une place majeure au rayonnement fossile et à la physique qui l'entoure, et néglige d'autres aspects néanmoins essentiels de l'histoire de l'univers (je pense en particulier à la formation et à l'évolution des structures, dont je parlerais uniquement dans le cadre de leur impact sur le rayonnement fossile). De plus, je me contenterai de décrire le modèle tel qu'il est actuellement envisagé, ainsi que les observations qui le soutiennent, sans développer la construction de ce modèle, qui a été abordée de manière qualitative et historique dans le chapitre précédent.

2.1 Le modèle Λ -CDM

2.1.1 Cadre général

Un univers homogène ...

Le modèle Λ -CDM est un modèle fondé sur la théorie du Big-Bang, en ce sens qu'il décrit un univers en expansion, qui a connu dans le passé une phase extrêmement dense et chaude. La métrique utilisée est la métrique FLRW, qui décrit un univers homogène isotrope et qui possède deux inconnues : le facteur d'échelle et la courbure de l'univers. L'équation d'Einstein appliquée à cette métrique donne les équations de Friedmann décrivant la dynamique du facteur d'échelle. Cette dynamique dépend notamment du contenu de l'univers, que l'on peut décomposer en :

- rayonnement (photons et neutrinos), dont la contribution globale aujourd'hui est négligeable¹,
- matière baryonique ($\Omega_b \sim 5\%$),
- matière noire froide, dont la nature est inconnue mais dont les effets gravitationnels sont observés et les propriétés physiques relativement bien contraintes $(\Omega_{cdm} \sim 25\%),$
- énergie noire, responsable de l'accélération observée de l'expansion de l'univers mais dont la nature exacte est encore inconnue ($\Omega_{\Lambda} \sim 70\%$).

Elle dépend aussi de la courbure de l'univers Ω_K , qui est nulle dans le modèle Λ -CDM². On a aussi besoin d'une condition aux limites décrivant l'expansion de l'univers; par exemple le taux d'expansion actuel H_0 .

On reviendra par la suite un peu plus en détail sur ces paramètres, notamment sur ceux décrivant le contenu énergétique de l'univers.

... ou presque

Jusqu'à présent, on a considéré un univers homogène, ce qui n'est vrai que statistiquement, à grande échelle. Dans notre modèle, les structures observées aujourd'hui sont issues de fluctuations présentes dans le fluide cosmique primordial ³ ayant évoluées gravitationnellement. Il est donc nécessaire de décrire ces fluctuations primordiales pour compléter notre modèle. On peut décomposer les fluctuations en fluctuations scalaires, vectorielles et tensorielles. En théorie on devrait donc considérer trois spectres différents pour décrire chaque type de fluctuation. Les modèles classiques prédisent néanmoins une contribution négligeable des perturbations vectorielles ⁴. Dans le cadre de Λ -CDM , on suppose une dépendance spectrale en loi de puissance, qui peuvent être décrit par

^{1.} Dans le cas des photons, cette contibution est, en outre, mesurée directement avec une très grande précision via le rayonnement fossile.

^{2.} On verra par la suite que cette hypothèse est testée dans le cadre des extensions au modèle Λ-CDM et que les observations n'indiquent pas de déviation.

^{3.} La question de la génération de ces fluctuations sera abordée dans partie consacrée à l'inflation (2.2).

^{4.} Les solutions à l'équation d'Euler pour les modes vectoriels décroissent très rapidement; voir par exemple Peter & Uzan, p. 254.

une amplitude A, et un indice spectral n

$$P(k) = A_{k_*} \left(\frac{k}{k_*}\right)^n \tag{2.1}$$

où k est l'échelle des perturbations. On a donc a priori besoin de quatre paramètres pour décrire les fluctuations scalaires et tensorielle. En pratique, plutôt que d'utiliser directement les deux amplitudes et les deux indices spectraux, on utilise une amplitude et un indice spectral pour les fluctuation scalaires,

$$P_s(k) = A_s \left(\frac{k}{k_*}\right)^{n_s - 1},\tag{2.2}$$

le rapport des spectres tensoriels et scalaires

$$r = \frac{P_r(k_*)}{P_s(k_*)},$$
(2.3)

et l'indice spectral tensoriel

$$n_t = \frac{d\ln P_t(k)}{d\ln k}.$$
(2.4)

Dans toutes ces définitions, k_* est une échelle fixée par convention (généralement, on choisit $k_* = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$). On notera la différence de convention pour les indices spectraux scalaires et tensoriels, puisque un spectre invariant d'échelle correspond respectivement à $n_s = 1$ et $n_t = 0$.

On peut ajouter à cela d'autres paramètres décrivant l'effet de ces structures dans l'univers *récent*, par exemple la profondeur optique τ et le *redshift* z_r pour décrire la ré-ionization (*cf.* section 4.2.3), ou le biais *b* qui décrit la différence de répartition entre la matière noire et la matière baryonique.

Paramètres cosmologiques

Globalement, le modèle Λ -CDM peut être décrit avec une douzaine de paramètres, qui permettent de donner une description relativement complète de notre compréhension actuelle de l'univers, de son contenu, de son évolution et de l'origine de ses structures. Certains d'entre eux sont néanmoins redondants (par example, l'équation de Friedmann impose $\Omega_k = 1 - \Omega_{\Lambda} - \Omega_b - \Omega_{cdm} - \Omega_r$), ou mesurés avec suffisamment de précision pour qu'on ne les considère plus comme des paramètres libres du modèle Λ -CDM (Ω_k, Ω_r). Il est aussi possible de construire des combinaisons de paramètres qui correspondent mieux à ce que l'on observe directement (par exemple la taille de l'horizon sonore à la recombinaison dans le cadre du rayonnement fossile). Donner un unique jeu de paramètre indépendants décrivant le modèle Λ -CDM n'est donc pas forcément pertinent. Le tableau 2.1 récapitule les paramètres essentiels, ainsi que leurs valeurs.

2.1.2 Quelques remarques sur le contenu énergétique de l'univers

Evolution dans le temps des densités d'énergie

Les différentes densités d'énergie présentes dans le modèles (rayonnement, matière, énergie noire) évoluent avec l'expansion de l'univers. Les paramètres Ω_i donnés plus haut correspondent à la densité d'énergie de l'espèce *i* aujourd'hui. Si l'on veut la densité d'énergie à un *redshift z* donné, il faut tenir compte du comportement de cette espèce durant l'expansion. La matière subit une simple dilution et évolue donc proportionnellement à a^{-3} . Le rayonnement, en plus de cette dilution, est *redshifté*, et évolue donc proportionnellement à a^{-4} . La constante cosmologiqe, par définition, est constante. On a donc :

$$\Omega_r(z) = \Omega_r (1+z)^4, \tag{2.5}$$

$$\Omega_m(z) = \Omega_m (1+z)^3, \qquad (2.6)$$

$$\Omega_{\Lambda}(z) = \Omega_{\Lambda}, \qquad (2.7)$$

et on peut tracer l'évolution de la contribution de chacune de ces quantités au cours du temps (*cf.* figure 2.1). L'univers primordial était dominé par le rayonnement, puis a connu une longue période de domination de la matière avant d'entrer récemment dans la période de domination de l'énergie noire.¹

Matière noire

Comme son nom l'indique, la matière noire de Λ -CDM est *froide*, c'est à dire qu'elle était non-relativiste au début du processus de formation des galaxies. Cette caractéristique de la matière noire est imposée par l'amplitude des fluctuations du rayonnement fossile et par la formation des grandes structures selon un scénario de type *Bottom-Up*, dans lequel les petites structures se forment d'abord avant de s'agréger

^{1.} Le fait que nous vivions si proche de cette transition matière/énergie noire soulève d'ailleurs quelques questions, voir suspicions, que nous aborderons un peu plus tard.

Paramètre	Symbole	Valeur	Remarque
		Densités d'énergie	
Matière noire	Ω_{cdm}	$\Omega_{cdm}h^2=0.1187\pm0.0017$	CMB+BAO
Baryons	Ω_b	$\Omega_b h^2 = 0.02214 \pm 0.00024$	CMB+BAO
Rayonnement	Ω_r	$\Omega_r h^2 = 1.22^{-5}$	CMB
Constante cosmologique	Ω_{Λ}	0.692 ± 0.010	CMB+BAO (déduit)
Courbure	Ω_k	0	A-CDM
		Perturbations	
Amplitude scalaire	A_s	$\ln(10^{10}A_s) = 3.091 \pm 0.025$	CMB+BAO
Indice spectral scalaire	n_s	0.9608 ± 0.0054	CMB+BAO
Rapport tenseur-scalaire	r	< 0.13 (95% C.L.)	$CMB+BAO+H_0$
Indice spectral tensoriel	n_t	I	Pas de contraintes
		Réionisation	
Profondeur optique	τ	0.092 ± 0.013	CMB+BAO
Redshift	z_r	11.3 ± 1.1	CMB+BAO (déduit)
		Neutrinos	
Nombre <i>effectif</i> d'espèces	$N_{ m eff}$	3.046	Modèle standard des particules
Masse	$\sum m_{\nu}$	0	A-CDM
		Divers	
Constante de Hubble	H_0	$67.80\pm0.77/73.8\pm2.4~{\rm km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$	CMB+BAO (déduite)/Mesure directe HST
Toblo 9 1. Dammidtane de «	∩_∧_lobom	DM – Les indenne indianizes cont les internals	do ambana à 6800 amb indication contenier

de Ω_r , déterminée à partir de la mesure de température du CMB par FIRAS (Particle Data Group, 2012) et la contrainte sur r issue de Bennett et al. (2012). La mesure directe de H_0 vient d'un projet du Hubble Space Telescope utilisant des Cephéides (Riess Les mesures CMB utilisent les résultats Planck, WMAP, SPT et ACT et sont issues de Planck Collaboration (2013a), sauf la valeur et al., 2011). Certains paramètres ne sont pas mesurés directement mais déduits des autres mesures.



Figure 2.1: Evolution des densités d'énergie en fonction du facteur d'échelle.

pour former de plus grosses structures.¹ Cette matière noire interagit principalement gravitationnellement. En particulier, son interaction électromagnétique avec la matière ordinaire, et avec elle-même est très faible, ce qui explique qu'elle n'émette pas de lumière.

Énergie noire

L'accélération de l'expansion de l'univers suggère la présence d'une énergie noire, de pression négative (on doit avoir $p < -\rho/3$ pour garantir l'accélération de l'expansion d'après les équations de Friedmann). Le modèle Λ -CDM fait intervenir une énergie noire d'équation d'état $p = -\rho$ constante au cours du temps : la constante cosmologique Λ . La nature et l'origine de cette constante cosmologique posent un certain nombre de questions, mais elle reste néanmoins la meilleure façon d'expliquer l'ensemble des observations cosmologiques actuelles.

^{1.} Dans le cas de la matière noire *chaude*, relativiste (par exemple des neutrinos), le *Free-Streaming* empeche la formation de structures en deçà d'une certaine échelle; typiquement l'ordre de grandeur d'un super-amas de galaxies. La présence de structures plus petites aujourd'hui est alors expliquée par une fragmentation des grandes structures initiales, on parle dans ce cas de scénario *Top-Down*.

Neutrinos

Dans le modèle Λ -CDM, l'impact des neutrinos n'est pas un effet de premier ordre, et on fait donc des hypothèses sur leurs propriétés plutôt que de les laisser comme paramètres libres du modèle. Le nombre *effectif* d'espèces de neutrinos ¹ N_{eff} vaut 3.046, prédit par le modèle standard de la physique des particules, et on considère des neutrinos sans masse.

2.2 Inflation

Si l'inflation ne fait pas partie du modèle Λ -CDM à proprement parler, on a besoin de mécanismes permettant de fixer les conditions initiales des perturbations présentes, et l'inflation est le modèle² généralement utilisé et associé à Λ -CDM pour expliquer les observations. On se contentera ici de rappeler quelques notions importantes sur l'inflation et ses prédictions observables. Pour plus de détails, on pourra se repporter aux excellentes notes de cours de Baumann (2011) ou Langlois (2010).

2.2.1 Motivations

Guth (1981) introduit le concept d'inflation pour résoudre deux problèmes de la théorie du Big-Bang de l'époque :

- le problème de l'horizon : le temps disponible avant l'émission du rayonnement fossile est trop court pour que le fluide cosmique ait eu le temps de s'homégénéiser sur les échelles de distances observées;
- le problème de la platitude : la densité totale de l'univers aujourd'hui est proche de la densité critique (Guth estime $0.01 < \Omega < 10$). Deux possibilités s'offrent à nous; soir $\Omega_k = 0$, et il faut comprendre pourquoi, soit $\Omega_k \neq 0$, et il est étonnant que nous vivions exactement à l'époque où la densité totale est si proche de la densité critique.

La réponse que Guth apporte à ces deux problèmes est la suivante : l'univers primordial aurait connue une phase d'expansion accelerée, qui permet à la fois d'augmenter la taille

^{1.} On parle de nombre *effectif* d'espèce de neutrinos car il englobe en fait toutes les espèces relativistes qui pourraient contribuer, et plus généralement tout ce qui pourrait affecter le taux d'expansion dans la période de domination du rayonnement.

^{2.} On devrait plutôt parler de famille de modèles pour parler de l'inflation.

de l'horizon causal au moment de l'émission du rayonnement fossile (et donc d'expliquer son homogénéité), et de diluer la courbure, expliquant sa faible valeur aujourd'hui.

L'introduction de ce scénario d'inflation a ensuite permis de répondre à d'autres questions qui se posent dans cadre du modèle Λ -CDM : quelle est l'origine des fluctuations observées? Pourquoi n'observe-t'on pas de défauts topologiques, comme les monopôles?

Les théories d'inflations reposent donc sur certaines faiblesses du modèle Λ -CDM auxquelles elles proposent des solutions séduisantes. Il n'y a néanmoins aujourd'hui aucune preuve que l'univers ait subi une phase d'inflation, et il existe un nombre considérable de variantes à la théorie originellement proposée par Guth (raison pour laquelle je parlerai parfois de familles de modèles). Je resterai ici dans des considérations générales et ne présenterai que les concepts les plus généralement admis.

2.2.2 Conditions générales

L'inflation étant une période d'expansion accelérée, elle doit avant tout satisfaire à la condition

$$\frac{d^2a}{dt} > 0. \tag{2.8}$$

Cette condition peut être réécrite sous la forme

$$-\frac{\dot{H}}{H^2} < 1,$$
 (2.9)

ce qui nous amène naturellement à définir le paramètre ϵ

$$\epsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2} \tag{2.10}$$

dont la valeur doit être strictement inférieure à 1 pour que l'inflation puisse se produire.

Pour que l'inflation permette de répondre aux problèmes cosmologiques (platitude, homogénéité ...), il faut qu'elle dure suffisamment longtemps. On quantifie généralement cette durée à l'aide d'une quantité appellée *nombre d'e-folds* N définie par N = Hdt = $d \ln a$. On peut alors définir le paramètre η qui caractérise les variations de η , et donc le temps que dure l'inflation :

$$\eta = \frac{\dot{\epsilon}}{H\epsilon} = \frac{d\ln\epsilon}{dN}.$$
(2.11)

Pour $|\eta| < 1$, les variations de ϵ par *e-fold* sont faibles et l'inflation perdure. En pratique, on a besoin d'une durée de l'ordre de 40 à 60 *e-folds*.



Figure 2.2: Potentiel d'un champ scalaire en régime de roulement lent. Lorsque le champ est dans la zone « plate » du potentiel, l'univers subit une expansion accelérée, puis lorsque le champ arrive dans le puit du potentiel, il oscille et se désintègre pour former les particules du modèle standard.

2.2.3 Slow-Roll

Dans les modèles les plus simples d'inflation, on considère un unique champ scalaire Φ en roulement lent (*slow-roll*) dans un potentiel $V(\Phi)$ (*cf.* figure 2.2). Pour un tel champ, on peut écrire sa pression et sa densité d'énergie sous la forme :

$$p_{\Phi} = \frac{\dot{\Phi}^2}{2} + V(\Phi),$$
 (2.12)

$$\rho_{\Phi} = \frac{\Phi^2}{2} - V(\Phi).$$
 (2.13)

On voit que dans les conditions de roulement lent ($\dot{\Phi}^2/2 \ll V(\Phi)$), *ie.* lorsque le champ est dans la partie plate du potentiel, on a bien

$$\frac{p_{\Phi}}{\rho_{\Phi}} = -1, \tag{2.14}$$

ce qui correspond à une phase d'expansion accelérée.

L'évolution dans le temps du champ d'inflation est donné par l'équation de Klein-Gordon, et on peut montrer que dans ces conditions, les paramètres (ϵ, η) s'écrivent sous la forme

$$\epsilon = \frac{M_{pl}^2}{2} \left(\frac{V'}{V}\right)^2, \qquad (2.15)$$

$$|\eta| = M_{pl}^2 \frac{|V''|}{V}, \qquad (2.16)$$

où M_{pl} est la masse de Planck, et satisfont aux conditions

$$\epsilon \ll 1, \tag{2.17}$$

$$|\eta| \ll 1. \tag{2.18}$$

On rappelle que cette condition sur ϵ , d'après sa définition, revient à dire que H est constant durant cette période, ce qui impose pour le facteur d'échelle une évolution exponentielle

$$a(t) \propto \exp(Ht). \tag{2.19}$$

2.2.4 Reheating

D'après la figure 2.2, la phase de *slow-roll* se termine lorsque le champ « tombe » dans la partie pentue du potentiel (son énergie cinétique devient dominante par rapport à son énergie potentielle), ce qui permet à la fois de mettre un terme à la phase d'expansion accelerée, et d'offrir un processus de création des particules que l'on observe dans l'univers. En effet, en tombant dans le potentiel, le champ oscille autour du minimum, et se désintègre pour former les particules du modèle standard des particules. Cette création de particule dépend du couplage du champ d'inflation avec les champs du modèle standard. Dans le cas d'un unique champ scalaire, toutes les particules sont créées dans des proportions équivalentes, on parle alors de perturbations adiabatiques, alors que dans des scénarios d'inflation à plusieurs champs, la proportion de chaque espèce peut varier en fonction de l'amplitude locale de chacun des champs (on parle de perturbations isocourbes).

2.2.5 Perturbations

Outre les problèmes de platitude et d'homogénéité, l'inflation permet aussi de résoudre le problème de la présence de perturbations dans le fluide cosmique, en convertissant les fluctuations quantiques en fluctuations classiques. On vient de voir que la présence d'un champ d'inflaton en régime de roulement lent produit une phase d'expansion accelérée. Ce champ, quantique, possède naturellement des fluctuations spatiales, ce qui implique qu'une région de l'espace va subir une période d'inflation légèrement différente de la région voisine. Les fluctuations quantiques locales du champ d'inflaton lui-même vont donc être imprimées classiquement dans le fluide cosmique durant l'inflation.



Figure 2.3: Durant l'inflation, la taille comobile de l'horizon décroit, et une perturbations d'échelle k sort de l'horizon pour k = aH; elle est alors gelée et n'évolue plus. Une fois l'inflation terminée, l'horizon re-croit et les perturbations ressortent de l'horizon, et commencent à évoluer.

L'inflation permet aussi de faire des prédictions sur la forme du spectre des perturbations produites. On peut montrer (Baumann (2011), § 2.4) que dans le cas d'une inflation qui ne dure pas éternellement (inflation quasi-De Sitter), le développement au premier ordre des paramètres (ϵ, η) de l'indice spectral scalaire s'écrit

$$n_s - 1 = -2\epsilon - \eta. \tag{2.20}$$

Autrement dit, pour l'inflation « standard », n_s devrait être légèrement inférieur à 1. On peut essayer de comprendre cela de la façon suivante. Pour une échelle k donnée, l'amplitude est fixée au moment où la perturbation sort de l'horizon et est gelée (lorsque k = aH), et elle est proportionelle à H^2 . Dans le cas où H est effectivement constant (inflation éternelle), on a donc un spectre invariant d'échelle. Dans le cas où l'inflation se termine, H n'est en fait plus constant lorsque l'on sort du régime de *slow-roll*, il diminue. Les dernières échelles à sortir de l'horizon (les plus petites, qui ont les plus grandes valeurs de k) « voient » donc un H comparativement plus faible que celui qu'elles auraient « vues » dans le cas d'une inflation éternelle. Leur amplitude, proportionnelle à H^2 est donc plus faible, et le spectre doit donc prévoir un déficit de puissance à grand k. Cette déviation par rapport à un spectre invariant d'échelle est une prédiction importante de l'inflation dont on reparlera dans la partie consacrée aux observations.

Revenons maintenant à la forme des spectres eux-mêmes. Dans l'inflation que nous venons de décrire, on peut écrire (voir par exemple la thèse de S. Renaux-Petel) les spectres scalaires et tensoriels sous la forme

$$P_{s}(k) = \frac{1}{8\pi^{2}\epsilon} \frac{H^{2}}{M_{p}^{2}} \Big|_{k=aH}, \qquad (2.21)$$

$$P_t(k) = \frac{2}{\pi^2} \frac{H^2}{M_p^2} \Big|_{k=aH}, \qquad (2.22)$$

ce qui nous donne pour le rapport tenseur-scalaire l'expression

$$r = 16\epsilon. \tag{2.23}$$

De la même manière que pour les perturbations scalaires, on peut aussi développer l'indice spectral tensoriel au premier ordre des paramètres (ϵ, η) et on obtient

$$n_t = -2\epsilon. \tag{2.24}$$

Enfin, on utilise souvent pour r la normalisation

$$V^{1/4} = 1.06 \times 10^{16} \text{GeV} \left(\frac{\text{r}}{0.01}\right)^{1/4}$$
 (2.25)

qui permet de relier directement l'amplitude relative des perturbations tensorielles et scalaires à l'échelle d'énergie de l'inflation V.

En résumé

Pour récapituler, les modèles d'inflation « standard » offrent un mécanisme provoquant une expansion accélérée permettant de résoudre un certain nombre de problèmes du modèle Λ -CDM (platitude de l'univers, homogénéité) ainsi que la génération de perturbations dans le fluide cosmique. Ces perturbations peuvent se décomposer en perturbations scalaires et tensorielles décrites par des lois de puissances. Pour les perturbations scalaires, cette loi de puissance possède un indice spectral légèrement différent d'une loi invariante d'échelle en raison de la durée limitée de l'inflation, avec un déficit de puissance aux plus petites échelles. L'amplitude des perturbations tensorielles quant à elle est directement reliée à l'échelle d'énergie de l'inflation.

2.3 Au-delà du modèle standard

En dépit de l'excellent accord du modèle avec la majorité des observations cosmologiques, A-CDM ne permet pas d'expliquer tous les phénomènes observés. Il est important de questionner ce modèle, que ce soit en y envisageant des extensions, ou en testant ses hypothèses fondatrices et son cadre général.

2.3.1 Extensions de A-CDM

Les extensions du modèle Λ -CDM usuellement testées sont les suivantes :

- Géométrie de l'univers : la courbure de l'univers peut être non nulle $\Omega_k \neq 0$.
- Neutrinos : on laisse libre le nombre d'espèces de neutrinos ($N_{\text{eff}} \neq 3.046$) et leur masse ($\sum m_{\nu} \neq 0$).
- − Perturbations : l'indice spectral scalaire peut dépendre de l'échelle $(dn_s/d \ln k \neq 0)$.
- Énergie noire : on considère pour l'énergie noire d'autres solutions qu'une constante cosmologique ($w \neq -1$).
- Nucléosynthèse primordiale : l'abondance d'Hydrogène (Y_p) est mesurée.

Chacune de ces contraintes peut être relachée individuellement ou colletivement. Les laisser libres par défaut n'est néanmoins pas forcément pertinent en raison des dégénerescences qui peuvent exister entre ces paramètres et ceux de bases de Λ -CDM d'une part, et de la précision de leur mesure indépendante ou de leur prédiction théorique d'autre part.

2.3.2 Défaults et alternatives du modèle A-CDM

Les extensions de Λ -CDM décrites ci-dessus ne sont néanmoins que des adaptations à la marge du modèle, qui ne remettent pas en cause ses fondations. Il existe aussi de nombreuses propositions d'alternatives au modèle standard pour essayer d'expliquer les observations en désaccord, ou simplement pour proposer une explication plus « simple » aux observations. S'il est important de considérer et de tester ces alternatives, il faut garder en mémoire que le modèle standard, malgré ses défauts, est actuellement le seul modèle cohérent permettant d'expliquer la grande majorité des observations faites en utilisant différentes sondes. Dans ce paragraphe, on essaiera de lister quelque uns des phénomènes inexpliqués dans le cadre Λ -CDM ou pour lesquels d'autres explications sont proposées.

Abondance des éléments

Le premier *problème* concerne la prédiction de l'abondance des éléments léger par la nucléosynthèse primordial. Si l'accord avec les mesures pour l'abondance d'hydrogène, de deutérium et d'hélium est excellent, la quantité de lithium-7 observée est sensiblement plus faible que la prédiction. La mesure de l'abondance primordiale de ⁷Li n'est néanmoins pas aisée, et une explication du déficit mesurée pourrait être sa combustion dans les étoiles. Ce désaccord n'est généralement pas considéré comme un danger réel pour Λ -CDM, en raison de la précision des prédictions de l'abondance des autres éléments légers, et du manque de connaissance de l'évolution de l'abondance de ⁷Li au cours du temps, et donc de la mesure de son abondance primordiale.

Gravitation à petite échelle

Un désaccord plus génant pour Λ -CDM concerne les observations aux plus petites échelles. On peut citer par exemple la vitesse de l'onde de choc dans le bullet clus ter^1 (Lee & Komatsu, 2010), le nombre de galaxies satellites locales (Kravtsov *et al.*, 2004), la relation Tully-Fischer 2 ou encore le profil de densité au centre des galaxies. Tous ces exemples montrent un désaccord entre les observations et les prédictions. Néanmoins, ces prédictions relèvent de simulations numériques dans lesquelles les approximations faites pour pouvoir traiter le problème, éminemment complexe (dynamique à N-corps, hydrodynamique ...), restent incertaines. Il semble donc prématuré d'attribuer ces désaccords au modèle A-CDM plutôt qu'aux simulations elles mêmes. Celà étant, certaines théories proposent de modifier la gravité aux petites échelles pour expliquer plus naturellement ces observations. On pense notamment aux théories MOND³, introduites dans les années 80 qui proposent une alternative à la matière noire et permettent d'expliquer certaines observations à petite échelle. Leur incapacité à expliquer la physique aux plus grandes échelles, ainsi que le manque de fondement théorique, n'en font néanmoins pas des alternatives favorisées à la matière noire du modèle Λ -CDM .

^{1.} qui se trouve paradoxalement être aussi l'une des meilleures preuve de l'existence de la matière noire ...

^{2.} Relation entre la luminosité intrinsèque des galaxies et la vitesse de rotation de leurs étoiles (Tully

[&]amp; Fisher, 1977)

^{3.} MOdified Newtonian Dynamics

Accélération de l'univers et énergie noire

L'accéleration de l'expansion de l'univers mesurée à partir de l'observation des supernovae Ia est attribuée, dans Λ -CDM, à la présence d'une énergie noire sous la forme d'une constante cosmologique. On a vu qu'on pouvait envisager une forme d'énergie noire qui n'est pas une constante cosmologique ($w \neq -1$, éventuellement variable dans le temps), mais il n'en reste pas moins que la nature de cette énergie reste mystérieuse et pose des problèmes de *fine-tuning*¹. La plupart des explications alternatives à la présence d'énergie noire remettent en cause l'une (ou plusieurs) des hypothèses fondamentales du modèle Λ -CDM comme la relativité générale ou l'homogénéité de l'univers.

La relativité générale, bien que testée à un niveau de précision inégalé localement (à l'échelle du système solaire), peut (et doit) être questionnée. La présence d'une énrgie noire pour expliquer l'accéleration de l'univers est nécessaire dans le cadre de la relativité générale mais on peut imaginer des modifications de la gravité qui permettraient d'expliquer l'accélération de l'univers, en même temps que certains des problèmes à petite échelle mentionnés plus haut. Etant donné le nombre d'observations en accord avec la relativité générale, il est intéressant de noter qu'une théorie de la gravité autre que la relativité se doit d'en être très proche. La plupart des tentatives de modification de la gravité se heurtent à des problèmes de stabilité, et il n'existe pas encore de théorie candidate permettant à la fois d'expliquer les observations en accord avec la relativité générale, et celles en désaccord.

On peut aussi s'intéresser à l'hypothèse d'homogénéité de l'univers. La metrique FLRW, dans laquelle on développe le modèle, suppose un univers homogène pour calculer son évolution. On perturbe ensuite cette métrique pour tenir compte de la présence des inhomogénéités que l'on observe, mais la dynamique globale de l'univers reste celle d'un univers homogène. Dans l'équation d'Einstein

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}, \qquad (2.26)$$

le terme géométrique $G_{\mu\nu}$ est une fonction de la métrique $g_{\mu\nu}$, en tout point de l'espace. Supposer un univers homogène permet de moyenner spatialement $g_{\mu\nu}$ pour étudier son évolution, avant de considérer des perturbations autour de cette univers homogène. Or ce que l'on devrait faire, mais qui n'est techniquement pas possible, c'est faire

^{1.} Que faire de l'énergie du vide ? Est-ce une coincidence que nous vivions si proche de la transition entre un univers dominé par la matière et la domination de l'énergie noire ?

évoluer l'univers inhomogène, avant éventuellement de moyenner spatialement si l'on ne s'intéresse qu'aux grandes échelles. Autrement dit, on suppose dans Λ -CDM que moyenne spatiale et évolution temporelle commutent, ce qui n'est généralement pas vrai. Ce constat est à l'origine des théories dites de *backreaction*, introduites par Buchert (2000), dans lesquelles le terme provenant de cette opération de commutation peut provoquer, sous certaines conditions, une accéleration de l'expansion. En pratique, même si l'idée est séduisante, le calcul exact de ce terme se relève extrèmement compliqué et les estimations actuelles de son amplitude sont très loin d'expliquer l'accéleration observée.

On peut aussi considérer un univers inhomogène, où l'on serait, par exemple, situés dans une bulle de vide. La métrique que l'on doit considérer alors n'est plus la métrique FLRW mais la métrique Lemaître-Tolman-Bondi (LTB), et on peut montrer qu'une telle configuration peut, dans une certaine mesure, reproduire une apparente accéleration de l'expansion¹. Cette idée nécessite néanmoins un niveau de *fine-tuning* (notamment par rapport à notre position dans le vide, et à la taille du vide) qui ne joue pas en sa faveur.

Une autre approche, toujours fondée sur l'inhomogénéité de l'univers, remet en cause notre interprétation de la propagation des photons dans un univers inhomogène. Ce n'est pas la relativité générale qui est incorrecte, ce sont les approximations que nous appliquons pour calculer la propagation des photons qui sont inexactes, et les effets des inhomogénéités sur cette propagation miment une accéleration de l'univers si on interprète les observations dans le cadre de Λ -CDM (Räsänen, 2009, 2010).

Aussi séduisantes soient ces propositions d'un point de vue théorique, il est important de garder en mémoire qu'aucune d'entre elle n'est actuellement capable de prédire les observations actuelles avec la précision du modèle Λ -CDM .

Anomalies du rayonnement fossile

Après avoir été l'un des succès majeurs du modèle standard cosmologique, le rayonnement fossile est entré depuis une dizaine d'année dans une phase d'étude de grande précision qui a mis au jour certaines *anomalies*, réelles ou supposées, qui témoignent aussi bien des progès observationnels extraordinaires survenus récemment que d'éventuels défauts du modèle Λ -CDM . Le niveau d'attention porté au rayonnement fossile depuis

^{1.} Les galaxies proches de nous, situées à l'intérieur du vide, *tombent* vers la paroi du vide et paraissent donc s'éloigner plus vite que prédit par Λ -CDM.

10 ans conjugué à la précision des mesures obligent aujourd'hui à une rigueur scientifique (pour tenir compte de tous les effets physiques qui peuvent affecter nos mesures) et statistique (pour séparer ce qui relève de la physique de ce qui relève de la simple fluctuation statistique) nouvelle en cosmologie. La publication des données de l'expérience WMAP a ainsi été suivie d'un nombre incalculable d'articles (publiés dans des revues ou simplement sur arXiv) révélant la découverte d'anomalies dans les fluctuations du rayonnement fossile, une bonne partie d'entre elles n'étant rien d'autres que des effets systématiques de l'instrument ou des fluctuations statistiques attendues dans le cas d'un champ aléatoire gaussien. On pense par exemple à la présence a priori étonnante des initiales de Stephen Hawking.

Néanmoins, les données WMAP contiennent, avec une significativité toujours débattue (même au sein des membres de la collaboration), des *anomalies* inexpliquées par notre modèle standard : la faible amplitude du quadrupole, l'alignement des bas multipoles (couramment appelé *axis of evil*), une asymétrie entre les hémisphéres, la présence d'une zone froide (*cold spot*). Si la position officielle de la collaboration est prudente (Bennett *et al.*, 2011) et n'exclue pas de simples fluctuations statistiques, les récents résultats de Planck allant dans la même direction (Planck Collaboration, 2013d) commencent à susciter un certain interêt, en dépit de l'absence de motivation théorique évidente permettant de les expliquer.

2.4 Sondes observationnelles

Le modèle standard cosmologique a été bâti en lien avec les observations et est systématiquement testé au regard des nouvelles observations. On peut distinguer plusieurs grandes catégories d'observations permettant de contraindre le modèle.

2.4.1 Mesures locales de l'accélération de l'univers

La mesure de la vitesse d'éloignement des galaxies par Hubble a marqué le début de la cosmologie observationnelle moderne, et s'est averée l'un de piliers du modèle du Big-Bang. Encore aujourd'hui, la mesure du taux d'expansion locale à l'aide des supernovae Ia et des Céphéides fournit la mesure directe la plus précise de H_0^{-1} . Mesurer les supernovae à un redshift un peu plus élevé permet aussi de contraindre les autres

^{1.} Même si les derniers résultats Planck+BAO indiquent une tension avec cette mesure.


Figure 2.4: Contraintes jointes SNe, BAO, CMB sur les paramètres $\Omega_{\Lambda}, \Omega_m, w$. On remarque que si chacune des sondes possède des dégénérescence, la combinaison des trois permet de les lever. La figure de gauche suppose w = -1 alors que celle de droite suppose $\Omega_k = 0$. Les figures sont tirées de Kowalski et al. (2008).

paramètres du modèle standard à travers H(z), et cette mesure à bas *redshift* est intéressante car les dégénérescences entre les différents paramètres intervenant dans l'expression de H(z) dépendent du *redshift*, comme le montre la figure 2.4. Il est donc essentiel de faire des mesures de H à bas *redshift*.

2.4.2 Abondances primordiales des éléments légers

La mesure de l'abondance des éléments légers et l'excellent accord avec les prédictions de la nucléosynthèse primordiale est le deuxième pilier observationnel du modèle du Big-Bang. Le niveau de précision atteint, la difficulté d'améliorer cette précision et le faible impact des autres paramètres cosmologiques sur ces abondances n'en font cependant plus une sonde privilégiée, si ce n'est pour la mesure du nombre d'espèces de neutrinos.

2.4.3 Rayonnement fossile

Le troisième pilier du modèle du Big-Bang a été la découverte du rayonnement fossile par Penzias et Wilson en 1965, qui a permis d'imposer définitivement ce modèle. Plus récemment, les mesures de ces anisotropies ont fait entrer la cosmologie dans une ère de précision. Un chapitre entier sera consacré à sa description, puisqu'il s'agit du sujet central de cette thèse.

2.4.4 Structures à grande échelle

Les structures à grandes échelles permettent de contraindre efficacement une grande partie des paramètres cosmologiques, de ceux permettant de décrire les fluctuations primordiales qui leur ont donné naissance (n_s, A_s) au contenu énergétique de l'univers $(\Omega_m,$ énergie noire), qui joue un rôle important sur l'évolution de l'univers au moment où ses structures se forment. Au sein des grandes structures, il existe plusieurs familles d'observations. On en mentionnera ici deux qui jouent ou joueront un rôle essentiel en cosmologie observationnelle, notamment dans notre compréhension de la matière et de l'énergie noire.

Oscillations accoustiques de baryons

Les oscillations accoustiques de baryons, ou BAO, sont l'empreinte dans les structures actuelles des oscillations dans le fluide primordial. Avant le découplage matière rayonnement, le fluide cosmique oscille autour des sur/sous-densités¹; lorsque les photons découplent, la matière ne subit plus la pression et s'effondre gravitationnellement pour former les structures. L'échelle caractéristique de l'onde qui parcourait le fluide au moment du découplage reste néanmoins imprimée dans la matière et fournit un étalon que l'on peut mesurer à différentes époques de l'évolution de l'univers. On peut mesurer cette échelle, de l'ordre de 100 Mpc h⁻¹ en distance comobile, en mesurant les corrélations entre les structures dans l'univers récent. Elle a été mesurée pour des

^{1.} On en parlera plus en détail dans le chapitre suivant.

redshift < 1 en utilisant des galaxies de plusieurs relevés (SDSS BOSS, WiggleZ), et audelà de 2 en utilisant les forêts Ly- α des quasars par SDSS BOSS. Certaines contraintes apportées par les BAO apparaissent sur la figure 2.4.

Lentillage gravitationnel

A proximité des grandes structures, la trajectoire des photons est déviée par la gravité. Lorsque l'on observe le ciel, on observe donc une image déformée par la matière présente entre nous et les sources de lumière. En étudiant ces déformations, on peut ainsi étudier l'évolution de l'univers récent. Le lentillage gravitationnel permet notamment de contraindre les paramètres liés à la matière et l'énergie noire. On reviendra sur ce phénomène un peu plus tard, dans la partie consacrée à la polarisation du rayonnement fossile, car il affecte aussi la trajectoire des photons du CMB.

Et Dieu dit alors : - Quel la lumière soit ! Et la lumière fut.

Genèse, 1.3

Le rayonnement fossile et ses anisotropies

On a décrit le modèle standard cosmologique au chapitre précédent, ainsi que certaines sondes observationnelles permettant de le contraindre. Le rayonnement fossile est l'une de ces sondes et fera l'objet de deux chapitres, puisqu'il s'agit du sujet central de ce travail. Le premier de ces deux chapitres est consacré aux mécanismes physiques à l'origine de son émission, et à ses caractéristiques en température. Sa polarisation sera abordée dans le second chapitre.

3.1 Recombinaison, découplage et surface de dernière diffusion

On associe généralement et de manière un petit peu abusive l'émission du rayonnement fossile à la recombinaison, c'est-à-dire la formation des atomes à partir des noyaux et électrons libres présent dans le plasma lorsque l'énergie des photons devient suffisamment faible pour permettre aux électrons de se lier aux noyaux. Ce processus a pourtant lieu en deux étapes, certes liées, mais dues à des processus physiques différents :

- la recombinaison, durant laquelle l'univers passe d'un état ionisé à un état majoritairement neutre
- le découplage, moment où le libre parcours moyen des photons devient supérieur

3

à l'horizon, à partir duquel on peut donc considérer que les photons se propagent librement, sans interagir avec le fluide baryonique.

Recombinaison

Tant que l'énergie des photons est suffisamment importante (par rapport à l'énergie de liaison de l'atome d'hydrogène - on négligera ici les atomes plus lourds présents), l'univers est ionisé et les atomes ne peuvent être formés par la réaction :

$$p + e^- \rightleftharpoons H + \gamma.$$
 (3.1)

Tant que l'équilibre est maintenu, l'abondance des protons, électrons et atomes d'hydrogène est donné par :

$$\frac{n_p n_e}{n_H} = \left(\frac{m_e T}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-B/T} \tag{3.2}$$

avec n_i la densité de l'espèce i, m_e la masse de l'électron, T la température et B l'énergie de liaison de l'hydrogène (-13.6 eV). En notant X_e la fraction d'ionisation définie par

$$X_e = \frac{n_e}{n_p + n_H} = \frac{n_e}{n_b},\tag{3.3}$$

on obtient l'équation dite de Saha

$$\frac{X_e^2}{1 - X_e} = \left(\frac{m_e T}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{e^{-B/T}}{n_b}.$$
(3.4)

Il est important de noter que la recombinaison n'a pas lieu lorsque la température est de l'ordre de l'énergie de liaison de l'hydrogène $(T \sim B)$, et qu'il faut attendre $T \ll B$, en raison du nombre important de photons par rapport au nombre de baryons. A cause de ce déséquilibre, même pour $T \sim B$, le nombre de photons suffisamment énergétique (dans la queue de la distribution) pour empêcher la recombinaison reste important. On peut évaluer à partir de l'équation 3.4 que la fraction d'ionisation X_e connait une chute rapide entre z = 1400 et z = 1200.

Découplage

Suite à la recombinaison, la fraction d'électron libre devient faible et le taux de diffusion des photons sur les électrons libres $\Gamma_T = n_e \sigma_T$, où σ_T est la section efficace de diffusion Thomson, chute parallèlement. On peut définir le découplage comme le

moment où le libre parcours moyen des photons devient comparable à la taille de l'univers $\Gamma_T \sim H$. On obtient une valeur de *redshift* pour le découplage de l'ordre de $z_{dec} \sim 1100$.

Surface de dernière diffusion

On définit la surface de dernière diffusion comme l'hypersurface correspondant à l'instant où les photons ont diffusé sur un électron pour la dernière fois. Un observateur particulier ne reçoit bien entendu pas tous ces photons, mais uniquement ceux provenant d'une sphère centré sur lui-même, et de rayon correspondant au redshift z_{dec} . Il est évident que recombinaison et découplage ne sont pas des événements instantanés, et qu'il faudrait plutôt parler de couche de dernière diffusion. L'épaisseur de la surface de dernière diffusion est de l'ordre de $\Delta z \sim 200$.

3.2 Température et spectre du rayonnement fossile

Avant le découplage, les interactions photons-électrons permettent de thermaliser la distribution de photon et, sauf injection d'énergie, les photons devraient présenter un spectre de corps noir

$$I(\nu) = \frac{\nu^3}{e^{\nu/T} - 1}$$
(3.5)

dont la température actuelle est donnée par

$$T_0 = \frac{T_{dec}}{1 + z_{dec}}.\tag{3.6}$$

Les mesures par l'instrument FIRAS du satellite COBE ont confirmé ce spectre de corps noir avec une précision remarquable (Mather *et al.*, 1999), et estiment sa température à

$$T_{cmb} = 2.7255 \pm 0.0006 \text{ K.} \tag{3.7}$$

Ces mesures, ainsi que celles d'autres expériences depuis le sol ou en ballon, sont représentées sur la figure 3.1.

Distorsions spectrales

L'écart entre le spectre observé et celui d'un corps noir permet de contraindre les processus pouvant injecter de l'énergie dans le fluide cosmique depuis la nucléosynthèse



Figure 3.1: Mesures du spectre du rayonnement fossile.

primordiale. On peut notamment distinguer trois types de déformations du spectre :

- la distorsion Compton, qui a lieu après la recombinaison, lorsque les photons rencontrent des électrons plus chauds et diffusent dessus, mesurée par le paramètre y;
- la diffusion Compton ayant lieu avant la recombinaison mais suffisamment tard pour que les photons n'aient plus le temps de se thermaliser, mesurée par le paramètre $\tilde{\mu}$;
- les distorsions *free-free*, provoquées par l'émission de photons par les éléctrons diffusant sur des particules chargées, mesurée par le paramètre $Y_{\rm ff}$.

Ces distorsions sont actuellement fortement contraintes par les mesures FIRAS (Peter & Uzan, 2005) :

$$|y| < 1.9 \times 10^{-5}, \tag{3.8}$$

 $|\tilde{\mu}| < 9 \times 10^{-5},$ (3.9)

$$|Y_{\rm ff}| < 1.5 \times 10^{-5}.$$
 (3.10)

Par ailleurs, dans notre description de la recombinaison, nous avons négligé deux aspects pouvant affecter le spectre du rayonnement fossile : les transitions moléculaires de l'hydrogène d'une part, ainsi que la contribution des autres noyaux présents dans l'univers, en particulier l'hélium, pour lesquels la recombinaison n'a pas lieu en même temps que pour l'hydrogène. La physique de la recombinaison reste encore largement méconnue, notamment en raison de la faible amplitude des effets considérés. On trouve néanmoins mention de ces effets dès les années 60 (Peebles, 1968; Zeldovich *et al.*, 1968). Plus récemment, Sunyaev et Chluba se sont de nouveau penchés sur la question ; on pourra notamment lire leur compte-rendu *Signals From the Epoch of Cosmological Recombination* (Sunyaev & Chluba, 2009) ainsi que les références incluses, pour une description détaillée de ces effets.

Notons enfin que le rayonnement fossile observé est isotrope, avec une précision de l'ordre de 0.1%. Cette isotropie est la preuve de l'homogénéité de l'univers au moment du découplage, et c'est à ce jour l'unique test de l'homogénéité statistique aux plus grandes échelles cosmologiques, hypothèse fondatrice des modèles de Big-Bang.

3.3 Anisotropies de température et outils statistiques

3.3.1 Dipôle

Au-delà de l'homogénéité du rayonnement fossile, la première anisotropie observée est un dipôle, à un niveau relatif de l'ordre de 10^{-3} . L'origine de ce dipôle n'est pas cosmologique, puisqu'il s'agit simplement de l'effet Doppler associé à notre déplacement par rapport au référentiel propre du CMB. Dans la suite, cette anisotropie dipolaire sera généralement oubliée, puisque sa cause est purement locale et qu'on peut facilement la soustraire. On peut néanmoins l'utiliser, notamment pour calibrer les instruments.

3.3.2 Oscillations dans le fluide cosmique

On a vu dans la section 2.2 que l'univers était parcouru par des perturbations générées durant l'inflation. Tant que l'échelle de ces perturbations dépasse l'échelle de l'horizon, elles sont causalement gelées et ne peuvent pas évoluer. Après l'inflation, la taille comobile de l'horizon augmente et les perturbations rentrent sous l'horizon, et commencent à évoluer (*cf.* figure 2.3). Les perturbations vont affecter les différentes espèces de manières différentes ; on s'intéressera ici uniquement aux photons, aux baryons et à la matière noire. Les photons et les baryons sont couplés et évoluent de la même façon, jusqu'au découplage, alors que la matière noire n'interagit pas avec les photons, et ne ressent donc pas la pression radiative. Le cas de la matière noire est donc relativement trivial puisqu'elle tombe rapidement dans les puits de potentiel. Le cas du fluide photons/baryons est plus intéressant puisqu'il subit d'une part la pression

radiative, qui tend à repousser le fluide des puits de potentiel, et d'autre part la gravité, qui elle l'attire vers les puits : le fluide se met à osciller. Il oscille tant que les photons et les baryons sont couplés, c'est à dire jusqu'à l'émission du rayonnement fossile. Lorsque les photons découplent, ils portent donc directement la trace de ces oscillations.

Pour une échelle k donnée, on peut évaluer sa période d'oscillation par rapport au temps conforme η qui vaut ~ $2\pi/kc_s$ où c_s est la vitesse du son dans le fluide. On peut ainsi estimer le nombre de cycles de compression/dilatation subit par chaque échelle entre son entrée sous l'horizon et le découplage. Les plus grandes échelles n'ont pas eu le temps d'évoluer et portent en elles la trace des conditions initiales. Viennent ensuite les échelles qui ont eu le temps d'effectuer une compression complète ($\eta_{dec} = \pi/kc_s$), puis une compression/dilatation ($\eta_{dec} = 2\pi/kc_s$) ... Ces échelles sont directement imprimées dans le rayonnement fossile. Une échelle angulaire k nous apparait sur le ciel sous un angle

$$\theta = \frac{2\pi}{k \times (\eta_0 - \eta_{dec})} \tag{3.11}$$

où $\eta_0 - \eta_{dec}$ est le temps écoulé entre le découplage et aujourd'hui. Ainsi, mesurer les extrema des fluctuations (pics de compression/dilatation) nous renseigne directement sur la taille de l'horizon sonore au moment du découplage ηc_s .

3.3.3 Des perturbations cosmologiques aux anisotropies en température

Les fluctuations de températures du rayonnement fossile sont reliées aux perturbations présentes au moment de la recombinaison par plusieurs mécanismes physiques. On peut distinguer trois contributions primordiales :

 la température des photons est directement liée au potentiel gravitationnel, selon l'expression

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{2}{3}\delta\Phi; \tag{3.12}$$

les photons à l'intérieur d'une surdensité sont plus chauds.

 Un photon qui découple au fond d'un puit de potentiel gravitationnel perd de l'énergie pour en sortir, et nous apparait donc comme plus froid. Cette perte d'énergie (ou gain d'énergie dans le cas d'une sous-densité) s'exprime

$$\frac{\Delta T}{T} = -\delta\Phi. \tag{3.13}$$

- Enfin, un photon diffusant sur un électron possédant une vitesse propre subit un effet Doppler. L'intensité de cet effet dépend de la phase d'oscillation des fluctuations. Pour une fluctuations ayant atteint un extremum de densité, le fluide est quasiment au repos, et l'effet Doppler est minimal; au contraire, une fluctuation de densité moyenne est en phase de compression ou de dilatation et la vitesse du fluide est maximale.

Les deux premiers effets sont directement liés à la densité du fluide, et constituent ce que l'on appelle l'*effet Sachs-Wolf*. Leur contribution respective à l'effet Sachs-Wolf sont néanmoins opposées et la résultante de ces contributions vaut

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{1}{3}\delta\Phi; \tag{3.14}$$

une sur-densité ($\delta \Phi > 0$) nous apparait comme plus froide $\Delta T/T < 0$ et une sousdensité ($\delta \Phi > 0$) nous apparait comme plus chaude $\Delta T/T > 0$. Le troisième effet quant à lui est lié à la vitesse du fluide, qui est anti-correlée avec la densité, et son amplitude est faible par rapport aux deux autres.

Ces fluctuations de température observées sont de l'ordre de la dizaine de μ K, soit un niveau relatif de 10⁻⁵ par rapport à la température moyenne. On parle donc de toutes petites fluctuations qui ne remettent pas en cause l'hypothèse d'homogénéité de l'univers à cette époque.

3.3.4 Spectre de puissance angulaire

Les anisotropies en température du rayonnement fossile $\Theta(\mathbf{n}) = \Delta T/T$ sont directement reliées aux perturbations cormologiques, que l'on peut considérer comme une variable aléatoire gaussienne. Par conséquent, elles sont entièrement décrite par la fonction de corrélation

$$C(\mathbf{n_1}, \mathbf{n_2}) = \langle \Theta(\mathbf{n_1})\Theta(\mathbf{n_2}) \rangle.$$
(3.15)

L'isotropie et l'homogénéité de l'univers impose que cette fonction de $(\mathbf{n_1}, \mathbf{n_2})$ ne peut en fait être qu'une fonction de l'angle θ entre ces deux directions, et on peut donc décomposer la fonction de corrélation sur la base des polynômes de Legendre

$$C(\theta) = \sum_{l} \frac{2\ell + 1}{4\pi} C_{\ell} P_{\ell}(\theta); \qquad (3.16)$$

on définit ainsi naturellement le spectre de puissance C_{ℓ} , qui contient toute l'information sur les anisotropies de températures.

Pour construire ce spectre à partir d'une carte, il est utile de décomposer les anisotropies sur la base des harmoniques sphériques

$$\Theta(\mathbf{n}) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_l^m(\mathbf{n}).$$
(3.17)

On peut alors inverser cette relation pour construire les coéfficients a_{lm} à partir des anisotropies $\Theta(\mathbf{n})$

$$a_{lm} = \int \Theta(\mathbf{n}) Y_l^{m*}(\mathbf{n}) d^2 \mathbf{n}$$
(3.18)

et en utilisant la propriété des polynômes de Legendre

$$\sum_{m} Y_{l}^{m}(\mathbf{n_{1}}) Y_{l}^{m*}(\mathbf{n_{2}}) = \frac{2\ell+1}{4\pi} P_{\ell}(\theta), \qquad (3.19)$$

on obtient

$$C_{\ell} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m} \langle a_{lm} a_{lm}^* \rangle = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m} \langle |a_{lm}|^2 \rangle.$$
(3.20)

On peut noter dès maintenant que pour chaque ℓ , la puissance correspondante est la moyenne des $2\ell + 1$ coefficients $|a_{lm}|^2$ associés, et que l'incertitude statistique associée à l'évaluation de C_l est donc donnée par

$$\Delta C_{\ell} = \frac{C_{\ell}}{\sqrt{2\ell+1}};\tag{3.21}$$

il s'agit de la variance cosmique. On voit apparaitre ici une limite fondamentale à notre capacité à contraindre la cosmologie à partir des anisotropies du rayonnement fossile liée à notre position d'observateur, et au fait que nous n'ayons accès qu'à un seul ciel. En particulier, pour les petits ℓ , c'est à dire les plus grandes échelles angulaires, cette variance cosmique devient particulièrement importante et domine largement les autres erreurs d'observation.

3.3.5 Anisotropies primordiales

Les deux paragraphes précédent nous fournissent les outils nécessaire pour construire le spectre de puissance attendu pour les anisotropies de température du rayonnement fossile. Il faut néanmoins ajouter trois effets qui viennent affecter les contributions décrites précédemment (effet Sachs-Wolf et effet Doppler). On a considéré ici le fluide comme un oscillateur parfait. La présence de baryons, à travers leur inertie, va avoir trois conséquences principales sur le spectre de puissance :

- une augmentation de l'amplitude des oscillations;
- un déplacement du point d'équilibre des fluctuations de densité (leur valeur moyenne n'est plus nulle mais positive), ce qui se traduit dans le spectre de puissance par une amplification des pics de compression et un amortissement des pics de dilatation¹;
- un déplacement général des pics vers les petites échelles angulaires.

La présence de matière noire, qui n'est pas couplée au fluide photons/baryons, va aussi accentuer les pics de compression par rapport aux pics de dilatation. En effet, la matière noire n'est pas sensible à la pression, et s'effondre dans les puits de potentiel. En attirant ensuite gravitationnellement le fluide dans ces puits, elle déséquilibre la *compétition* gravité/pression qui engendre les oscillations.

Le dernier effet est l'amortissement de Silk. La diffusion collisionelle des photons sur les baryons à petite échelle (cette échelle est donnée par le libre parcours moyen des photons dans le fluide) va avoir tendance à empêcher la formation de structures à ces échelles. On constate donc un amortissement de la puissance à petite échelle angulaire.

La figure 3.2 propose une construction simplifiée du spectre de puissance du rayonnement fossile en tenant compte des effets physique décrits jusqu'ici, alors que la figure 3.3 montre le spectre réel, ajusté sur les données. L'échelle de cette figure, logarithmique pour les grandes échelles angulaires, laisse apparaître d'une part le plateau Sachs-Wolf, c'est à dire les échelles trop grandes pour avoir été causalement liées avant le découplage, et qui donc n'ont pas évolué, et d'autre part la variance cosmique, discutée précédemment et dont on voit l'importance aux grandes échelles.

La figure 3.5 récapitule l'effet des paramètres de densité d'énergie sur la forme du spectre.

 Courbure : L'influence de la courbure est sans doute l'effet le plus simple à analyser. L'impact principal de la courbure est de modifier les géodésiques, et donc de modifier la distance angulaire sous laquelle nous percevons les anisotropies du rayonnement fossile. Ainsi, dans un univers ouvert/fermé, nous les percevons plus

^{1.} Ceci est dû au fait que le spectre de puissance en température correspond au carré des fluctuations de densité.



Figure 3.2: Schémas des contributions au spectre de puissance du rayonnement fossile. L'amplitude de chacun des effets a été choisie de manière arbitraire de façon à visualiser chaque contribution et ne se veut pas réaliste.

petites/grandes qu'elles ne sont réellement (cf. figure 3.4).

- Baryons : L'abondance de baryons a deux conséquences principales ; l'amplitude générale des oscillations, et le rapport d'amplitude entre les pics de compression/dilatation.
- Matière noire : L'abondance de matière noire a pour effet majeur d'amplifier les pics de compression par rapport aux pics de dilatation.
- Energie noire : L'impact de l'énergie noire sur le spectre est en fait relativement indirect, puisqu'elle est sous-dominante à cette époque de l'univers. Dans la figure, en faisant varier Ω_{Λ} à $\Omega_k = 0$, on fait surtout varier $\Omega_{\rm m} = \Omega_{\rm b} + \Omega_{\rm cdm}$, donc les effets sont ceux décrits pour les baryons et la matière noire.

On peut donc résumer, de manière relativement simplifiée (en réalité il y a de nombreuses dégénérescence entre les paramètres), l'information contenue dans le spectre de puissance de la manière suivante :

 la position des pics nous renseigne d'une part sur la courbure de l'univers, et d'autre part sur son taux d'expansion entre la sortie des perturbations de l'horizon et la recombinaison;



Figure 3.3: Spectre de puissance en température du rayonnement fossile. L'échelle en absisse est logarithmique pour les plus grandes échelles angulaires puis linéaire pour les petites éhelles. On remarque trois régimes : le plateau Sachs-Wolf, où les perturbations, non causalement liées, n'ont pas évoluées, le régime intermédiaire où l'on voit apparaître les oscillations, et enfin l'amortissement Silk aux plus grandes échelles. A noter aussi la varaince cosmique, représenée en vert, qui devient importante aux plus grandes échelles et limitent nos observations. Ce schéma est tiré d'une présentation d'O. Doré (2013).



Figure 3.4: Influence de la courbure de l'univers sur l'échelle angulaire des anisotropies du rayonnement fossile. Une échelle k donnée nous apparait plus petite/grande dans le cas d'un univers ouvert/fermé que dans le cas d'un univers plat en raison de la modification des géodésiques.

- l'amplitude globale des pics nous renseigne sur le rapport d'abondance entre les baryons et la matière noire $\Omega_{\rm b}/\Omega_{\rm cdm}$;
- le rapport d'amplitude des pics nous donne l'abondance de matière $\Omega_{\rm m}=\Omega_{\rm b}+\Omega_{\rm cdm}\,;$
- l'amplitude relative entre les grandes et les petites échelles angulaires nous donne l'indice spectral n_s ;
- l'amplitude globale du spectre nous renseigne sur l'amplitude des perturbations A_s .

3.3.6 Anisotropies secondaires

La propagation du rayonnement fossile entre la surface de dernière diffusion et nous, observateurs, se fait quasiment librement. Une partie des photons est cependant affectée au cours de son trajet, à proximité des grandes structures qui se sont formées dans l'univers récent.



Figure 3.5: Influence des densités d'énergie sur la forme du spectre de puissance. Pour les trois figures correspondant à $\Omega_i = (\Omega_{\Lambda}, \Omega_{\rm b}, \Omega_{\rm cdm})$, on prend $\Omega_k = 0$ et on fait varier Ω_i en gardant les deux autres à rapport constant. Pour la dernière figure, on fait varier Ω_k en gardant constantes les proportions $\Omega_i/\Omega_{\rm tot}$.

Réionisation

Durant la recombinaison, l'univers passe d'un état complètement ionisé à un état neutre (cf. 3.1), l'énergie moyenne des photons devenant trop faible pour arracher les électrons aux noyaux, ce qui conduit au découplage matière-rayonnement. Cet état neutre de l'univers perdure jusqu'à la naissance des première étoiles et des premiers quasars, qui, par des processus thermonucléaires (étoiles) ou par accélération de la matière (quasars), ionisent de nouveau la matière environnante. Cette ré-ionisation n'est pas immédiate, chaque objet naissant commençant par ioniser une sphère autour de lui, sphère dont le rayon augmente avec le temps, jusqu'à ce que les bulles se rejoignent et que l'univers soit de nouveau complètement ionisé. Ce processus ayant lieu suffisemment tard dans l'évolution de l'univers, la densité d'électrons libres est alors faible et le libre parcours moyen des photons n'est que peu affecté (l'univers reste globalement transparent aux photons). Une partie des photons du rayonnement fossile recommence néanmoins à diffuser sur les électrons libres.

Les électrons qui diffusent durant la réionisation sont déviés et cela aboutit à une perte d'information : si l'on regarde dans la direction \mathbf{n} , une fraction des photons provenant de cette direction diffuse durant la réionisation et ne nous parvient pas; en revanche, une fraction des photons provenant de toutes les autres directions nous parvient selon \mathbf{n} après diffusion. On a donc perdu une partie des photons contenant l'information sur $\Theta(\mathbf{n})$, qui ont été remplacés par des photons provenant de toutes les autres directions, donc de température moyenne T_{cmb} . Cette perte d'information aboutit à un amortissement des anisotropies en température

$$\Theta(\mathbf{n}) \to \Theta(\mathbf{n})e^{-\tau}$$
 (3.22)

paramétrisé par τ , la profondeur optique de la réionisation.

On verra par la suite que la réionisation a aussi un impact essentiel sur la polarisation du rayonnement fossile.

Lentillage gravitationnel

Les photons qui se propagent entre la surface de dernière diffusion et nous, observateurs, rencontrent les grandes structures présentes dans l'univers récent. Ces structures, par effet gravitationnel, dévient la trajectoire des photons. On peut montrer que ces déviations aboutissent à un simple décalage de la direction d'observation qui dépend du potentiel gravitationnel integré sur la ligne de visée

$$\Theta^{\text{obs}}(\mathbf{n}) = \Theta^{\text{reel}}(\mathbf{n} + \boldsymbol{\nabla}\Phi) \simeq \Theta^{\text{reel}}(\mathbf{n}) + \boldsymbol{\nabla}\Phi.\boldsymbol{\nabla}\Theta^{\text{reel}}(\mathbf{n}).$$
(3.23)

La conséquence du lentillage gravitationnel sur le spectre de puissance du CMB est un léger lissage aux petites échelles angulaires.

Effet Sunyaev-Zeld'ovich

On a discuté briévement des distorsions au spectre de corps noir du rayonnement fossile dans la section 3.2. L'effet Sunyaev-Zeld'ovich (effet SZ dans la suite) correspond à la distorsion engendrée par la diffusion Compton inverse des photons du CMB sur des électrons chauds présent dans les amas de galaxies. Au-delà de la distorsion du spectre en fréquence, le spectre angulaire est affecté par l'effet SZ pour $\ell \gtrsim 2500$.

Effet Sachs-Wolf intégré

Lorsqu'un photon traverse un puits de potentiel, il subit un *blueshift* lorsqu'il tombe dans le puits, puis un *redshift* lorsqu'il en ressort. Si le puits de potentiel n'évolue pas durant cette traversée, les amplitudes du *blueshift* et du *redshift* subis sont les mêmes; cependant, si le puits de potentiel évolue, il peut en résulter un *blueshift/redshift* pour le photon. L'effet Sachs-Wolf intégré (ISW dans la suite) est non-nul uniquement pour un univers en expansion accelérée, et son amplitude est non-négligeable uniquement aux plus grandes échelles.

Pour le rayonnement fossile, l'effet ISW se manifeste donc aux très bas ℓ , et est difficilement observable en raison de la variance cosmique. Il est néanmoins détecté en corrélant le rayonnement fossile avec les relevés de grandes structures à l'origine des puits de potentiel responsables de l'ISW.

3.4 Avant-plans

Lorsqu'on observe le rayonnement fossile, on est limité par notre position d'observateur (dans la galaxie, dans le système solaire, éventuellement sur la terre ...). On reçoit par conséquent, outre le rayonnement fossile lui-même, l'émission d'un certain nombre d'avant-plans qu'il est nécessaire de caractériser pour pouvoir les soustraire. Aux fréquences d'observations du rayonnement fossile ($\sim 20 - 500$ GHz), on considère généralement trois types d'avant-plans :

- le rayonnement synchrotron : l'accélération de particules chargées par un champ magnétique produit un rayonnement synchrotron. Dans notre cas, les particules chargées sont des électrons, et le champ magnétique nous est fourni par les galaxies (et en particulier la notre). On peut modéliser cette émission par une loi de puissance en $\nu^{-\beta}$ avec $\beta \sim 3$. La contribution du rayonnement synchrotron est donc essentiellement importante aux basses fréquences;
- le free-free : le free-free, ou rayonnement de freinage, est du à la présence d'ions positifs présent dans le gaz galactique. Ces ions freinent les électrons qui emmettent un rayonnement thermiques. Comme pour le rayonnement synchrotron, on utilise une loi de puissance pour décrire le free-free, d'indice spectral $\beta \sim 2$;
- la poussière : Les poussières présentes dans le milieu intergalactique emettent par rayonnement thermique, selon une loi de corps gris à environ 17 K. Elle devient dominante à haute fréquence.

La dépendance spectrale de ces trois avant-plans, ainsi que celle du rayonnement fossile sont représentées sur la figure 3.6.

À ces avant-plans, on peut ajouter la contributions des sources pontuelles (quasars, galaxies radio, galaxies infrarouge ...) qui peuvent émettre dans la gamme de fréquence d'observation du rayonnement fossile. Ces sources apparaissent directement dans les cartes, et sont généralement masquées pour l'analyse statistique. Les sources non détectées car sous le niveau de bruit peuvent néanmoins contribuer, et se manifestent aux plus petites échelles angulaires. On peut enfin mentionner la lumière zodiacale, qui provient de la réflexion de la lumière solaire sur les particules de notre système solaire, et dont la contribution commence à être détectée, notamment par Planck (Planck Collaboration, 2013b).

Enfin, pour les expériences au sol, il faut aussi tenir compte de l'atmosphère. Ce travail ayant été réalisé dans le cadre de Planck, je n'en parlerais pas ici.



Figure 3.6: Température d'antenne des différents avant-plans pour l'observation du rayonnement fossile en fonction de la fréquence. Les trois composantes représentées correspondent au rayonnement synchrotron (en orange), au rayonnement free-free (en bleu) et à l'emmission de la poussière (en vert). Une brève description de l'origine physique de ces trois composantes est donnée dans le texte. Les bandes beige correspondent aux bandes d'observation WMAP. La figure est tirée de http://lambda.gsfc.nasa.gov.

3. LE RAYONNEMENT FOSSILE ET SES ANISOTROPIES

Searches for microwave temperature anisotropies on various scales should be accompanied by attemps to determine polarization with comparable precision.

M.J. Rees (1968)

4

La polarisation du rayonnement fossile

On attribue généralement la prédiction de la polarisation du rayonnement fossile à Rees (1968), même si le contexte de cette prédiction est relativement éloigné de notre compréhension actuelle¹. Dans le modèle standard de la cosmologie, environ 10% du rayonnement fossile est polarisé. L'étude de cette polarisation est l'un sujet essentiel de la comsologie actuelle, puisqu'elle pourrait nous renseigner sur deux périodes mal connues de l'évolution de l'univers, l'inflation et la ré-ionisation.

Dans ce chapitre, nous verrons les mécanismes physiques à l'origine de la polarisation du CMB, puis nous introduirons la décomposition en modes E et B de cette polarisation, nécessaire à son étude statistique, et enfin nous verrons en quoi la polarisation apporte des informations complémentaires à la température dans notre compréhension de l'univers. Néanmoins, avant de s'intéresser au rayonnement fossile, un rappel général sur la polarisation d'une onde élétromagnétique est nécessaire.

^{1.} En fait, M.J. Rees a introduit la polarisation comme conséquence d'une expansion anisotrope.

4.1 Préambule : paramètres de Stokes

Considérons une onde électromagnétique monochromatique de pulsation ω_0 se propageant selon \hat{k} . Dans le repère $(\hat{e}_x, \hat{e}_y, \hat{k})$ orthonormal direct, cette onde peut s'écrire

$$\vec{E}(t) = A_x(t)\cos(\omega_0 t + \phi_x(t))\,\hat{e}_x + A_y(t)\cos(\omega_0 t + \phi_y(t))\,\hat{e}_y \tag{4.1}$$

$$= \vec{E}_x(t) + \vec{E}_y(t) \tag{4.2}$$

où $A_{x,y}$ représente l'amplitude de l'onde selon $\hat{e}_{x,y}$ et $\phi_{x,y}$ sa phase. L'onde est dite polarisée si ses deux composantes $\vec{E}_{x,y}(t)$ sont correlées, et cette polarisation peut être décomposée en deux états :

- la polarisation linéaire, si $E_x(t)$ et $E_y(t)$ sont en phase,
- la polarisation circulaire, si $E_x(t)$ et $E_y(t)$ sont en quadrature de phase et de même norme (l'onde peut-être polarisée circulairement *droite* ou gauche selon le signe de la différence de phase).

La combinaison des deux états de polarisation permet d'obtenir la polarisation elliptique.

Les paramètres de Stokes (I, Q, U, V) définis par :

$$I = \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle, \tag{4.3}$$

$$Q = \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle, \tag{4.4}$$

$$U = \langle 2A_x A_y \cos\left(\phi_x - \phi_y\right) \rangle, \tag{4.5}$$

$$V = \langle 2A_x A_y \sin(\phi_x - \phi_y) \rangle, \qquad (4.6)$$

permettent de caractériser complètement l'état de polarisation de l'onde :

- $-\ I$ mesure l'intensité totale de l'onde,
- Q, U caractérisent la polarisation linéaire de l'onde $(V = 0 \text{ si } \phi_x = \phi_y)$,
- V caractérise la polarisation circulaire de l'onde $(Q = U = 0 \text{ si } |E_x| = |E_y|$ et $\phi_x + \phi_y = \pi/2$).

Si Q = U = V = 0, l'onde est dite *non polarisée* ou *naturelle*. Dans le cadre du rayonnement fossile, on pourra générelement ommettre V, les méchanismes physiques à l'origine de sa polarisation ne permettant pas de génerer de polarisation circulaire.

Si l'on ré-exprime les paramètres de Stokes dans un repère $(\hat{e}'_x, \hat{e}'_y, \hat{k})$ tourné d'un angle ψ autour de \hat{k} , on montre aisément que

$$I' = I, (4.7)$$

$$Q' = Q\cos 2\psi + U\sin 2\psi, \qquad (4.8)$$

$$U' = -Q\sin 2\psi + U\cos 2\psi, \qquad (4.9)$$

$$V' = V. (4.10)$$

Il est important de noter que Q et U sont des quantités qui dépendent du référentiel utilisé, et en particulier qu'une rotation d'angle $\psi = \pi/4$ transforme Q en U et viceversa.

Dans le cadre d'un problème à symétrie circulaire, on peut définir les paramètres de Stokes « radiaux » (Q_r, U_r) dans le référentiel $(\hat{e}_r, \hat{e}_\theta)$ définis sur la figure 4.1. Dans ce référentiel particulier, Q_r est invariant par symétrie par rapport au plan P alors que U_r est transformé en $-U_r$.

4.2 Origine physique de la polarisation du CMB

Avant la recombinaison, les photons, a priori non polarisés, intéragissent avec les électrons libres par diffusion Thomson. Nous allons maintenant voir comment il est possible, à partir d'un rayonnement non-polarisé mais anisotrope, de générer un rayonnement polarisé linéairement.

4.2.1 Polarisation par diffusion Thomson

La section efficace de diffusion Thomson pour une onde incidente polarisée linéairement selon $\hat{\epsilon}^i$ diffusée dans la direction $\hat{\epsilon}^d$ est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\hat{\epsilon}^i . \hat{\epsilon}^d|^2 \tag{4.11}$$

avec σ_T la section efficace totale. Supposons une onde incidente non polarisée d'intensité I^i , que l'on peut décomposer selon $\hat{\epsilon}^i_x$ et $\hat{\epsilon}^i_y$ tels que définis dans la figure 4.1

$$\vec{I^i} = I^i_x \hat{\epsilon}^i_x + I^i_y \hat{\epsilon}^i_y. \tag{4.12}$$

L'onde étant non polarisée, on a par définition $I_x^i = I_y^i = I^i/2$. L'onde diffusée dans la direction $\hat{\epsilon}^d$, que l'on décomposera selon $\hat{\epsilon}^d_x$ et $\hat{\epsilon}^d_y$ définis eux aussi dans la figure 4.1,



Figure 4.1: Définitions des grandeurs utilisées pour la diffusion Thomson.

s'écrit alors $\vec{I^d} = I^d_x \hat{\epsilon}^d_x + I^d_y \hat{\epsilon}^d_y$ avec $I^d_{x,y}$ donnés par :

$$I_{x}^{d} = \frac{3\sigma_{T}}{8\pi} \left(I_{x}^{i} |\hat{\epsilon}_{x}^{i}.\hat{\epsilon}_{x}^{d}|^{2} + I_{y}^{i} |\hat{\epsilon}_{y}^{i}.\hat{\epsilon}_{x}^{d}|^{2} \right)$$
(4.13)

$$= \frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i \tag{4.14}$$

$$I_y^d = \frac{3\sigma_T}{8\pi} \left(I_x^i |\hat{\epsilon}_x^i.\hat{\epsilon}_y^d|^2 + I_y^i |\hat{\epsilon}_y^i.\hat{\epsilon}_y^d|^2 \right)$$
(4.15)

$$= \frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i \cos^2 \theta. \tag{4.16}$$

(4.17)

A partir de I_x^d et I_y^d , on peut reconstruire les paramètres de Stokes I et Q de l'onde diffusée

$$I = I_x^d + I_y^d = \frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i \left(1 + \cos^2\theta\right)$$
(4.18)

$$Q = I_x^d - I_y^d = \frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i \sin^2 \theta.$$
 (4.19)

Pour obtenir U, il suffit de refaire les mêmes opérations dans le repère $(\hat{\epsilon}^d_{x^{45}}, \hat{\epsilon}^d_{y^{45}})$ tourné d'un angle $\pi/4$, et on trouve

$$U = 0. \tag{4.20}$$

La diffusion Thomson n'introduisant pas de déphasage entre les deux composantes de l'onde incidente, elle ne peut générer $V \neq 0$ à partir d'une onde non polarisée. La polarisation induite par diffusion Thomson est donc linéaire, et dans la suite on se restraindra aux paramètres (I, Q, U) pour décrire la polarisation. Ces expressions de (I, Q, U) ne sont valables que dans le repère défini par la figure 4.1, pour lequel on a astucieusement choisi $\hat{\epsilon}_y^d$ dans le plan de diffusion, ce qui n'est possible que dans le cas où l'on considère une seule onde incidente. Pour pouvoir considérer le cas où l'on aurait plusieures ondes incidentes, on peut facilement généraliser ces expressions en remarquant que I reste inchangé pour une rotation d'angle ϕ autour de l'axe de propagation de $\vec{I^d}$, alors que Q et U sont modifiés de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} Q'\\U' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\phi & \sin 2\phi\\ -\sin 2\phi & \cos 2\phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Q\\U \end{pmatrix}.$$
(4.21)

Pour une onde incidente non polarisée de direction que lconque (θ, ϕ) , on obtient donc les paramètres de Stokes suivant pour l'onde diffusée :

$$I = \frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i \left(1 + \cos^2\theta\right) \tag{4.22}$$

$$Q = \frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i \sin^2 \theta \cos 2\phi \qquad (4.23)$$

$$U = -\frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i \sin^2 \theta \sin 2\phi \qquad (4.24)$$

(4.25)

Le cas qui nous intéresse pour le rayonnement fossile est celui où l'onde diffusée résulte de la somme d'ondes incidentes non polarisées venant de toutes les directions; il faut donc intégrer les valeurs de (I, Q, U) pour l'ensemble des (θ, ϕ) :

$$I = \int \frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i(\theta, \phi) \left(1 + \cos^2 \theta\right) d\Omega$$
(4.26)

$$Q = \int \frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i(\theta,\phi) \sin^2\theta \cos 2\phi d\Omega \qquad (4.27)$$

$$U = -\int \frac{3\sigma_T}{16\pi} I^i(\theta,\phi) \sin^2\theta \sin 2\phi d\Omega \qquad (4.28)$$

(4.29)

En décomposant $I^i(\theta, \phi)$ sur la base des harmoniques sphériques

$$I^{i}(\theta,\phi) = \sum a_{lm}Y_{l}^{m}(\theta,\phi)$$
(4.30)

et en utilisant les expressions de $(Y_0^0, Y_2^0, Y_2^0)^1$, on obtient :

$$I = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \left(\frac{8\sqrt{\pi}}{3} a_{00} + \frac{4\sqrt{\pi}}{3\sqrt{5}} a_{20} \right)$$
(4.31)

$$Q = \frac{3\sigma_T}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{15}} Re(a_{22})$$
(4.32)

$$U = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{15}} Im(a_{22}). \tag{4.33}$$

(4.34)

L'onde diffusée est polarisée si et seulement si les ondes incidentes présentent une structure quadrupolaire $(a_{22} \neq 0)$, et cette polarisation est alignée avec le quadrupôle.

4.2.2 Anisotropies quadrupolaires à la recombinaison

On a vu que la diffusion Thomson pouvait générer un rayonnement polarisé à partir d'un rayonnement non-polarisé, à condition que le rayonnement incident ait une structure quadrupolaire. Il faut donc se demander quels sont les mécanismes physiques qui permettent de générer une strusture quadrupolaire dans le fluide cosmique au moment de la dernière diffusion des photons. Les perturbations parcourant le fluide cosmique au moment de la recombinaison peuvent être de trois types :

- scalaires,
- vectorielles,
- tensorielles.

Nous allons maintenant étudier comment chacune de ces perturbations modifie la structure du fluide primordial.

Perturbations scalaires

Aux alentours d'une sur-densité, le fluide tombe dans le puits gravitationnel créé, et il tombe d'autant plus vite qu'il est proche du centre du puits (du moins tant que la pression de radiation est négligeable devant la force gravitationnelle). Si l'on considère

1.
$$\begin{split} & Y_0^0(\theta,\phi) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{\pi}}, \\ & Y_2^0(\theta,\phi) = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{\pi}} \left(3\cos^2\theta - 1\right), \\ & Y_2^2(\theta,\phi) = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{15}{2\pi}}\sin^2\theta e^{2i\phi}. \end{split}$$



Figure 4.2: Génération de polarisation par une perturbation scalaire (a) ou tensorielle (b). Schémas provenant de la thèse de Rosset (2003).

un électron particulier, le volume de fluide situé plus proche du centre de la sur-densité tombe plus vite, tandis que le volume situé plus loin tombe moins vite; il voit donc le reste du fluide s'éloigner de lui dans la direction radiale. Dans la direction transverse en revanche, le fluide situé sur un cercle tombe à la même vitesse, tandis que le rayon du cercle diminue; l'électron voit donc le fluide s'approcher. Dans le référentiel de l'électron tombant dans un puits de potentiel généré par une sur-densité, le fluide environnant présente donc une structure quadrupolaire et génère une polarisation linéaire orientée radialement. Le mécanisme est similaire dans le cas d'une sous-densité, sauf que le quadrupôle est inversé, et la polarisation générée est donc transverse (*cf.* figure 4.2).

Une perturbation scalaire engendre donc une figure de polarisation avec $U_r = 0$, et $Q_r > 0$ ($Q_r < 0$) au voisinnage d'une sur-densité (sous-densité). Ce résultat peut être retrouvé par une simple considération de symétrie : par définition, une perturbation scalaire est invariante par symétrie, la polarisation induite doit donc nécessairement l'être aussi, ce qui implique $U_r = 0$.

Perturbations vectorielles

En théorie, les perturbations vectorielles dans le fluide peuvent induire $Q_r \neq 0$ et $U_r \neq 0$. Néanmoins, les modèles inflationnaires standards prédisent un niveau de perturbations vectorielles négligeable par rapport aux perturbations scalaires (*cf.* 2), on les négligera donc dans la suite.

Perturbations tensorielles

Dans le cas d'une perturbation tensorielle, la métrique est perturbée de manière non-symétrique (*cf.* figure 4.2) et le fluide présente des anisotropies quadrupolaires pouvant générer $Q_r \neq 0$ et $U_r \neq 0$. Les modèles inflationnaires prédisent la présence d'ondes gravitationnelles à l'origine de ce type de perturbations, et l'amplitude de ces ondes gravitationnelle est directement reliée à l'échelle d'énergie de l'inflation.

4.2.3 Sources non-primordiales de polarisation

On vient de voir comment les perturbations scalaires et tensorielles parcourant le fluide au moment de l'émission du rayonnement fossile génèrent de la polarisation. Néanmoins, lorsque l'on observe les photons du fond diffus cosmologique aujourd'hui, on observe des photons qui se sont propagés dans un univers en évolution, dans lequel les perturbations initiales ont donné naissance à des structures pouvant affecter la propagation des photons, et en particulier leur polarisation. Autrement dit, la polarisation que nous observons provient d'une contribution primordiale, mais aussi d'une contribution de l'ensemble des structures situées entre la surface de dernière diffusion et l'observateur. Nous allons maintenant discuter de deux de ces effets qui contribuent fortement à la polarisation du rayonnement fossile : la réionisation et le lentillage gravitationnelle.

Réionisation

Durant la recombinaison, l'univers passe d'un état complètement ionisé à un état neutre (*cf.* 3.1), l'énergie moyenne des photons devenant trop faible pour arracher les électrons aux noyaux, ce qui conduit au découplage matière-rayonnement. Cet état neutre de l'univers perdure jusqu'à la naissance des première étoiles et des premiers quasars, qui, par des processus thermonucléaires (étoiles) ou par accélération de la matière (quasars), ionisent de nouveau la matière environnante. Cette ré-ionisation n'est pas immédiate, chaque objet naissant commençant par ioniser une sphère autour de lui, sphère dont le rayon augmente avec le temps, jusqu'à ce que les bulles se rejoignent et que l'univers soit de nouveau complètement ionisé. Ce processus ayant lieu suffisemment tard dans l'évolution de l'univers, la densité d'électrons libres est alors faible et le libre parcours moyen des photons n'est que peu affecté (l'univers reste globalement transparent aux photons). Une partie des photons du rayonnement fossile recommence néanmoins à diffuser sur les électrons libres, et il re-devient donc possible de générer de la polarisation.

Si le processus physique de génération de la polarisation reste le même qu'à la surface de dernière diffusion (diffusion Thomson des photons sur les électrons), la structure quadrupolaire du flux du photon « vue » par les électrons à la ré-ionisation a une origine tout à fait différente. Ici, ce sont les anisotropies du rayonnement fossile luimême qui présentent une structure quadrupolaire pour les électrons. Pour comprendre cela, considérons une fluctuation unidimensionnelle donnée, d'échelle k, et plaçons nous au niveau d'une sous-densité (*cf.* figure 4.3). Peu après la surface de dernière diffusion, les photons que l'on observe proviennent d'un cercle suffisamment petit pour qu'ils présentent une structure de monopôle (Figure 4.3 (a)). Si l'on attend un peu, les photons que l'on observe nous viennent d'un peu plus loin et nous présentent la structure d'un quadrupôle (Figure 4.3 (b)). Attendons encore un peu et on observe un octupôle (Figure 4.3 (c)). Autrement dit, pour une fluctuation donnée d'échelle k, l'observateur verra successivement tous les multipôles, à condition d'attendre suffisamment longtemps. La formule reliant le multipôle observé ℓ à l'échelle k de la fluctuation, en fonction du temps écoulé depuis la recombinaison $\eta_{obs} - \eta_{rec}$ s'écrit :

$$\ell \sim k \left(\eta_{obs} - \eta_{rec} \right). \tag{4.35}$$

Dans le cadre de la ré-ionisation, ce sont les électrons libres qui jouent le rôle de l'observateur, et qui observent un quadrupôle pour le mode k tel que :

$$k_{ion} \sim \frac{2}{\eta_{ion} - \eta_{rec}}.$$
(4.36)

Et puisque nous observons le rayonnement fossile aujourd'hui, nous observons de la polarisation pour le multipôle l_{ion}^{obs} donné par :

$$l_{ion}^{obs} \sim k_{ion} \left(\eta_0 - \eta_{ion}\right) \sim 2 \frac{\eta_0 - \eta_{ion}}{\eta_{ion} - \eta_{rec}} \sim \sqrt{z_{ion}}.$$
(4.37)

La réionisation n'étant pas instantanée, on n'observe non pas un pic de réionisation mais une bosse étalée autour de $l \sim 3-4$. De plus, puisque ce sont les anisotropies du



Figure 4.3: On considère une fluctuation unidimensionnelle d'échelle k. Un observateur situé sur un extremum de cette fluctuation observe une structure mulitpolaire variable au cours du temps : initialement, il voit un monopôle (à gauche), puis un quadrupôle (au centre), un octupôle (à droite) etc. Ce schéma est librement inspiré de la thèse de Fromenteau (2010).

rayonnement fossile qui sont à l'origine de cette polarisation, et que ces anisotropies contiennent des informations à la fois sur les perturbations scalaires et tensorielles (c'est d'autant plus vrai aux grandes échelles angulaires, où la contribution tensorielle est relativement importante), la polarisation générée durant la ré-ionisation contient de l'information sur les perturbations scalaires et tensorielles.

Lentillage gravitationnel

Durant leur trajet entre la surface de dernière diffusion et nous, les photons peuvent être déviés par les grandes structures formées durant l'évolution de l'univers. Ces déviations sont locales, mais cohérentes sur des échelles de l'ordre de la taille des structures leur donnant naissance (~ 1°). En ce qui concerne la polarisation, l'effet principal du lentillage est de déformer les figures de polarisation, et ainsi de provoquer des fuites de Q_r dans U_r .

4.3 D'une description locale à une description globale : modes E et B

On a vu que la polarisation du rayonnement fossile pouvait être décrite par les paramètres de Stokes Q et U. Ces quantités dépendent néanmoins du référentiel utilisé et ne permettent pas d'étudier la statistique de la polarisation sur une zone étendue.



Figure 4.4: Modes E et B de polarisation du rayonnement fossile. Schémas provenant de la thèse de Rosset (2003).

Seljak et Zaldarriaga (1997) ont introduit les champs scalaires E et B qui permettent de généraliser la description de la polarisation.¹

4.3.1 Définition

On a vu que localement, Q_r et U_r permettaient de distinguer le comportement symétrique ou anti-symétrique de la polarisation. L'idée est de construire des quantités non-locales qui garderaient le même comportement ; on définit

$$E(\hat{n}) = -\int d^2 \hat{n}' w(\hat{n}.\hat{n}') Q_r(\hat{n}')$$
(4.38)

$$B(\hat{n}) = -\int d^2 \hat{n}' w(\hat{n}.\hat{n}') U_r(\hat{n}')$$
(4.39)

avec $w(\hat{n}.\hat{n}')$ une fonction de pondération en fonction de la distance à la direction d'observation. Généralement, $w(\hat{n}.\hat{n}') = 1/(\hat{n} - \hat{n}')^2$ est choisi pour définir E et B.

E et B ne dépendent plus du choix du référentiel, mais uniquement de la direction d'observation, et se comportent de la même façon que Q_r et U_r (*cf.* figure 4.4) :

- une perturbation scalaire génère uniquement des modes E,
- une pertubation tensorielle génère des modes E et B.

^{1.} Kamionkowski, Kosowsky et Stebbins (1997) ont développé au même moment un formalisme équivalent, mais la décomposition de la polarisation en mode E et B telle que décrite par Seljak et Zaldarriaga est la plus communément utilisée.

4.3.2 Spectres de puissance

De la même manière que la température, on peut décomposer E et B sur la sphère à l'aide des harmoniques sphériques

$$E(\hat{n}) = \sum_{lm} a_{lm}^{E} Y_{l}^{m}(\hat{n}), \qquad (4.40)$$

$$B(\hat{n}) = \sum_{lm} a_{lm}^B Y_l^m(\hat{n}),$$
 (4.41)

et construire les spectres de puissances des anisotropies de polarisation du fond diffus cosmologique

$$C_l^E = \langle |a_{lm}^E|^2 \rangle, \tag{4.42}$$

$$C_l^B = \langle |a_{lm}^B|^2 \rangle. \tag{4.43}$$

En plus des trois spectres de puissances (C_l^T, C_l^E, C_l^B) , on peut aussi étudier les corrélations entre la température et les modes E et B de polarisation en utilisant les spectres de puissances croisés :

$$C_l^{TE} = \langle a_{lm}^T a_{lm}^{E*} \rangle, \tag{4.44}$$

$$C_l^{TB} = \langle a_{lm}^T a_{lm}^{B*} \rangle, \qquad (4.45)$$

$$C_l^{EB} = \langle a_{lm}^E a_{lm}^{B*} \rangle. \tag{4.46}$$

Spectres C_l^E et C_l^{TE}

On a vu précedemment que les modes E sont produits par les perturbations scalaires, comme les anisotropies de température. On s'attend donc à une corrélation entre T et E. La température trace directement les inhomogénéités de densité dans le fluide primordial, alors que les modes E sont générés par les quadrupôles induits par la vitesse de déplacement des électrons dans le fluide. En considèrant une longueur d'onde donnée, si le fluide est proche d'un minimum ou d'un maximum de compression, sa vitesse est faible. Inversement, pour une longueur d'onde en cours de compression ou de dilatation, la vitesse est importante. Les modes E de polarisation sont donc anticorrélés avec la température. La contribution des perturbations tensorielles aux modes E est faible par rapport à celle des perturbations scalaires.

Durant la réionisation (cf. section 4.2.3), la diffusion des photons du rayonnement fossile sur les électrons des structures en formation induit de la polarisation à grande



Figure 4.5: Effet de la ré-ionisation sur les spectres (C_l^E, C_l^B) , pour r = 0.01.

échelle et se traduit par un pic élargi aux bas multipoles dans le spectre C_l^E (*cf.* figure 4.5).

Spectres C_l^B , C_l^{TB} et C_l^{EB}

La forme du spectre C_l^B primordial ne dépend que des ondes gravitationnelles présentes à la recombinaison et générées durant l'inflation, et son amplitude est reliée directement à l'échelle d'énergie de l'inflation V à travers

$$V^{1/4} = 1.06 \times 10^{16} \text{GeV} \left(\frac{r}{0.01}\right)^{1/4}$$
(4.47)

où r est le rapport tenseur sur scalaire (*cf.* section 2.2). De même que pour C_l^E , la réionisation produit une bosse aux grandes échelles angulaires. Enfin, le lentillage gravitationnel, provoque des fuites de E dans B (*cf.* 4.2.3) et devient dominant par rapport



Figure 4.6: Spectres de puissance en température et polarisation des anisotropies du rayonnement fossile prédit par le modèle Λ -CDM.

au spectre primordial aux petites échelles angulaires.¹

Notons enfin que par construction des modes E et B, les spectres C_l^{TB} et C_l^{EB} sont nécessairement nuls (comportement pair ou impair par symmétrie).

La figure 4.6 représente les spectres C_l^T , C_l^E , C_l^{TE} et C_l^B pour r = 0.01.

^{1.} Au cours de la rédaction de cette thèse, la collaboration SPTpol a soumis un article proclamant la détection de ces modes B lentillés (Hanson *et al.*, 2013). Cette détection ne s'appuie pas directement sur le spectre de puissance des modes B à partir des données SPTpol, mais sur la corrélation entre les cartes de modes B prédites à partir des cartes de modes E et du potentiel gravitationnel déterminé à partir des données Herschel, et les cartes de modes B observées. Ce résultat procure une confirmation de la validité de nos modèles de lentillage sur la polarisation du rayonnement fossile et semble indiquer la possibilité future de soustraire efficacement cette contribution du lentillage, soustraction essentielle dans la quète des modes B primordiaux.

4.4 Contraintes cosmologiques et observations

4.4.1 Contraintes cosmologiques

En raison des mécanismes physiques lui donnant naissance, la polarisation du rayonnement fossile permet d'avoir accès à des informations difficilement accessibles (voir inaccessibles) à travers les anisotropies de température. En particulier, le niveau relatif des modes B par rapport aux modes E est directement relié au rapport tenseur-scalaire r. Détecter les modes B serait non-seulement la preuve de la présence au moment de la recombinaison d'ondes gravitationnelles, dont les modèles standards d'inflation prédisent l'existence, mais cela donnerait aussi l'échelle d'énergie de l'inflation. En principe, évaluer la contribution des perturbations tensorielles est possible à travers le spectre de température uniquement. Néanmoins, la contribution tensorielle est faible par rapport à la contribution scalaire, en particulier à haut ℓ , et la variance cosmique à bas ℓ ne permet pas une mesure de r, mais uniquement de mettre une limite supérieure (les contraintes actuelles les plus fortes - r < 0.13(95%CL) (Hinshaw *et al.*, 2012) proviennent de la température). Mesurer les modèles B de polarisation nous permettrait de mesurer r, et donc de discriminer les modèles d'inflation.

Mesurer la polarisation à bas ℓ nous permet aussi d'étudier la réionisation. On a vu (cf. 4.2.3) que la position de la bosse de réionisation dans les spectres C_l^E et C_l^B est directement relié au redshift z_{ion} auquel la ré-ionisation a eu lieu, alors que son amplitude dépend de la profondeur optique τ (cf. fig 4.5). Il existe cependant une forte corrélation entre z_{ion} et τ puisque la profondeur optique, qui trace la probabilité des photons de diffuser sur les électrons libres après la ré-ionisation, est d'autant plus grande que la ré-ionisation a lieu tôt : la section efficace de diffusion est constante, et même si la densité diminue en raison de l'expansion de l'univers, le temps disponible pour diffuser est plus important.

4.4.2 Observations

Les modes E de polarisation ont été détectés pour la première fois par l'interféromètre DASI (Kovac *et al.*, 2002), puis mesurés par plusieurs expériences au sol (QUaD¹,

^{1.} QUEST at DASI (Brown et al., 2009)


Figure 4.7: Mesures actuelles des spectres C_l^E et C_l^{TE} (a) et limites sur les modes B (b) (Challinor, 2012).

CAPMAP¹, CBI², BICEP³, QUIET⁴), en ballon (BOOMERanG⁵) ou dans l'espace (WMAP⁶). En revanche, seules des limites supérieures existent actuellement pour les modes B. La figure 4.7 montre les spectres C_l^E et C_l^{TE} mesurés par ces expériences et les limites sur les modes B. Détecter les modes B est l'un des objectifs majeur de la cosmologie observationnelle et de nombreuses expériences en fonctionnement ou en préparation ambitionnent une détection dans les années à venir. On peut séparer ces expériences en trois catégories :

au sol : les expériences au sol peuvent atteindre une résolution permettant d'observer les plus hauts multipoles du CMB, mais sont limitées en terme de couverture du ciel et par les effets sytématiques induits par l'atmosphère. Elles devraient être capable d'observer la contribution du lentillage gravitationnel et éventuellement, en soustrayant cette contribution, d'accéder aux modes B primordiaux. On peut notamment citer SPTpol⁷, BICEP2 et le Keck Array, situés au Pôle Sud, et

^{1.} Cosmic Anisotropy Polarization Mapper (Bischoff et al., 2008)

^{2.} Cosmic Background Imager (Sievers et al., 2008)

^{3.} Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization (Chiang et al., 2010)

^{4.} Q/U Imaging Experiment (Collaboration et al., 2012)

^{5.} Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation ANd Geophysics (Piacentini et al.,

^{2008), (}Montroy et al., 2008)

^{6.} Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (Larson et al., 2011)

^{7.} South Pole Telescope

POLARBEAR, ACTpol¹ et ABS² situés dans le désert d'Atacama au Chili.

- en ballon : observer depuis un ballon permet de limiter les effets systématiques liés à l'atmosphère et d'avoir une couverture du ciel plus étendue que depuis le sol, mais la résolution et le temps d'observation sont limités. De telles expériences se concentrent donc sur les multipoles intermédiaires, où la contribution primordiale et lentillée sont du même ordre (si r n'est pas trop petit). EBEX³, SPIDER et PIPER notamment ont ou vont prochainement prendre des données qui seront exploitées dans les mois/années à venir.
- dans l'espace : observer le rayonnement fossile depuis l'espace permet une couverture complète du ciel et de s'affranchir des effets systématiques de l'atmosphère, mais la résolution est limitée par la taille du téléscope. Pour cette raison, la recherche des mobes B pour un satellite se situe principalement aux plus grandes échelles angulaires, au niveau du signal issu de la réionisation. Planck est actuellement la seule expérience spatiale dédiée au CMB, et il existe plusieurs projets tels que LiteBird⁴, COrE⁵, ou PRISM⁶, à moyen/long terme.

Planck délivrera ses résultats sur la polarisation courant 2014, et a déjà publié quelques résultats, non utilisés pour contraindre le modèle cosmologique, mais qui montrent un excellent accord du modèle ajusté uniquement sur la température avec les prédictions pour la polarisation, sur les spectres C_l^E et C_l^{TE} (4.8) et sur les figures de polarisations autour des points chauds/froids (4.9).

^{1.} Atacama Cosmology Telescope

^{2.} Atacama B-modes Search

^{3.} E and B modes EXperiment

^{4.} Lite (Light) satellite for the studies of B-mode polarization and Inflation from cosmic background

Radiation Detection

^{5.} Cosmic Origins Explorer

^{6.} Polarized Radiation Imaging and Spectroscopy Mission



Figure 4.8: Spectres TE (à gauche) et EE (à droite) mesurés par Planck et comparés à la prédiction du modèle Λ -CDM estimé par Planck en utilisant uniquement la température. (Planck Collaboration, 2013c)



Figure 4.9: Figures de polarisation autour des points chauds/froids mesurées par Planck. La première ligne représente les mesures de Planck en intensité et Q_r sur une carte de la somme du signal autour de tous les points froids (à gauche) ou chauds (à droite) observés, alors que la seconde ligne représente les prédictions du modèle Λ -CDM estimé par Planck. (Planck Collaboration, 2013a)

"An experiment is a question which science poses to Nature and a measurement is the recording of Nature's answer."

M. Planck (1968)

La mission Planck

Mon travail ayant été effectué dans le cadre de la mission Planck, il me faut en dire quelques mots. Je me contenterai d'une description succinte d'une partie des objectifs scientifiques, de l'instrument et de la stratégie d'observation, susceptibles d'éclairer mon travail. Le lecteur intéressé par une description plus complète est invité à se référer aux nombreux articles existants : Planck Collaboration (2005, 2011, 2013a); Tauber *et al.* (2010) ...

5.1 Objectifs scientifiques et premiers résultats

L'objectif premier de la mission Planck, faisant suite aux missions spatiales COBE et WMAP, était de fournir un spectre d'anisotropie du CMB en température limité uniquement par la variance cosmique aux plus grandes échelles, et par les modèles astrophysiques à plus petite échelle. Les résultats récents montrent que la mission Planck a atteint cet objectif en extrayant l'essentiel de l'information cosmologique contenue dans les anisotropies de température du rayonnement fossile, même si quelques rafinements marginaux restent envisageables.

La détection de la polarisation du CMB il y a une dizaine d'années à néanmoins ouvert une toute nouvelle fenêtre de recherche, à laquelle la mission Planck, qui n'était initialement pas prévue pour, a su s'adapter en se dotant de bolomètres sensibles à la polarisation. Planck devrait notamment permettre une mesure des spectres TE et EE des plus grandes échelles jusqu'à $\ell \sim 1500$, permettant ainsi une bien meilleure compréhension de la période de ré-ionisation (ainsi qu'un gain statistique par rapport

 $\mathbf{5}$

à la température là où la variance cosmique devient importante).

L'un des buts les plus ambitieux de Planck est certainement la recherche des modes B de polarisation, dont l'importance a déjà été évoquée au chapitre précédent. En terme de sensibilité, Planck devrait être capable de détecter les modes B pour un rapport tenseur sur scalaire r = 0.05, ou, le cas échéant, de mettre une limite supérieur $r \leq 0.03$ (95% C.L.) (Efstathiou & Gratton, 2009). Pour atteindre ce but, le niveau de contrôle des effets systématiques affectant les mesures de polarisation requis est ambitieux. L'un des buts de cette thèse est de quantifier certains de ces effets systématiques.

Enfin, jusqu'à présent, les anisotropies observées respectent une statistiques gaussienne. Certains modèles prédisent néanmoins des non-gaussianités du rayonnement fossile. Planck a apporté, à ce jour, les meilleures contraintes sur les non-gaussianités primordiales.

Je n'ai parlé ici que des objectifs cosmologiques, uniquement à partir du rayonnement fossile lui-même. Bien entendu, les anisotropies observées par Planck ne proviennent pas uniquement des anisotropies primordiales. L'études des grandes structures de l'univers récent est un enjeu majeur pour Planck, notamment au travers de l'effet SZ.

Les fréquences d'observation de Planck en font également un outil adapté à des études astrophysiques, notamment de sources extragalactiques ou de notre galaxie ellemême. La couverture complète du ciel offerte par Planck a permis la réalisation d'un catalogue de sources compactes (Planck Collaboration, 2013e) contenant quelques milliers de sources à chacune des fréquences. Ce catalogue contient uniquement l'intensité des sources, mais devrait à terme contenir aussi leur polarisation. L'étude de sources compactes, notamment polarisées, constitue une partie du travail présenté ici.

5.2 Le système optique

Le système optique est la partie du satellite permettant d'amener le rayonnement incident jusqu'aux détecteurs. Une compréhension minimale de sa strucutre est importante, ne serait-ce que pour comprendre la géométrie des lobes de l'instrument. Le télescope lui-même est composé de deux miroirs d'environ 1,5 m et 1 m. Ces miroirs fonctionnent de manière optimale à une température d'environ 45 K, et nécessitent donc



Figure 5.1: (a) Structure du satellite. (b) Contributions principale et secondaires au lobe. (Tauber et al., 2010)

d'être protégés par un écran entourant le télescope. Cet écran permet aussi de limiter directionnellement l'arrivée de lumière parasite. Les miroirs conduisent la lumière vers le plan focal, dans lequel sont installés les détecteurs, derrière un système de cornets. On reviendra sur le plan focal dans le paragraphe suivant. La géométrie des miroirs détermine grandement la forme du lobe, même si les cornets eux-mêmes jouent un rôle (ce qui explique les différences de lobe entre les différents détecteurs).

Le plan focal contient les deux instruments à haute et basse fréquence (respectivement HFI et LFI¹). Je me concentrerai uniquement sur HFI dans la suite, mais il est important de noter la différence technologique majeure entre ces deux instruments, LFI utilisant des radiomètres amplifiés par des HEMT², technologie déjà utilisée par l'expérience WMAP par exemple, alors que HFI utilise des bolomètres.

La figure 5.1 représente l'architecture du télescope et la provenance de la lumière observée par le plan focal, définissant le lobe principal et les lobes secondaires.

5. LA MISSION PLANCK



Figure 5.2: Schéma du système de cornets et bolomètres. On voit les trois cornets dos à dos permettant de guider l'onde jusqu'au bolomètre, ainsi que le filtre en fréquence. Les différents étages de refroiddissement sont aussi indiqués. (Lamarre et al., 2010).

5.3 Quelques informations sur HFI

L'instrument haute fréquence (HFI dans la suite), est constitué de 52 bolomètres, recevant le rayonnement à travers un système de cornets guide d'ondes assemblés dosà-dos et encadrant les filtres en fréquence (*cf.* figure 5.2). Sur ces 52 bolomètres, 20 sont sensibles à la puissance totale reçue (*spider-web bolometers*, SWB dans la suite), et 32 sont sensibles à la polarisation (*polarization-sensitive bolometers*, PSB dans la suite) et sont assemblés orthogonalement deux à deux dans un même cornet. Ces détecteurs sont divisés en six canaux de fréquences, respectivement à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz, dont les deux derniers sont exclusivement composés de SWB (donc non sensibles à la polarisation). Les caractéristiques principales de ces détecteurs sont récapitulés dans le tableau 5.1 et leur disposition dans le plan focal est représentée sur la figure 5.3.

Les bolomètres fonctionnent à une température de 100 mK grâce à un système cryogénique en quatre étapes :

- un refroidissement passif, constitué de *boucliers* protégeant le télescope des rayonnements parasites, et qui permet d'atteindre une température de 40-45 K;
- le sorption cooler, qui permet de refroidir à 20 K, la température d'opération de l'instrument basse fréquence, à partir de compression/décompression d'hydrogène;
- un compresseur d'Helium, qui permet d'atteindre 4 K;
- et enfin un refroidisseur à dilution, utilisant de l'Helium 3 et 4, pour atteindre la

2. High-Electron-Mobility Transistor.

^{1.} High Frequency Instrument et Low Frequency Instrument.



Figure 5.3: (a) Répartition des bolomètres de HFI dans le plan focal (Schéma de C. Rosset). (b) Photo du plan focal.

Fréquence centrale (GHz)	100	143	217	353	545	857
Bande passante $\Delta \nu$ (GHz)	32.9	45.8	64.5	101.4	171.3	245.9
Nombre de PSB	8	8	8	8	-	-
Nombre de SWB	-	4	4	4	4	4
$FWHM^{(a)}$ moyenne (arcmin)	9.59	7.18	4.87	4.70	4.73	4.51
Ellipticité ^{(a)} moyenne	1.21	1.04	1.22	1.20	1.18	1.38
Sensibilité ^(b) ($\mu K_{CMB} s^{1/2}$)	41.3	17.4	23.8	78.8	-	-
Sensibilité ^(b) (MJy sr ⁻¹ s ^{1/2})	-	-	-	-	0.0259	0.0259

Table 5.1: Caratéristiques des détecteurs de HFI. (a) Largeur à mi-hauteur et ellipticité de la gaussienne ajustée sur le lobe moyen des détecteurs du canal. (b) Sensibilité cumulée de l'ensemble des détecteur du canal.

température de fonctionnement des bolomètres.

Ce qui nous intéressera particulièrement pour la suite est la réponse des bolomètres à un signal polarisé. On peut modéliser la réponse d'un bolomètre à un signal polarisé linéairement de la façon suivante (Jones *et al.*, 2006; Rosset *et al.*, 2010)¹:

$$m = g\left(I + \rho\left[Q\cos 2(\Psi + \alpha) + U\sin 2(\Psi + \alpha)\right]\right) + n, \tag{5.1}$$

où g est le gain du bolomètre, ρ son efficacité de polarisation, α l'orientation du bolomètre dans le plan focal, (I, Q, U) les paramètres de Stokes du signal reçu, et Ψ l'angle entre le plan focal et le réferentiel dans lequel Q et U sont définis. On voit immédiatement que pour mesurer la polarisation, c'est à dire reconstruire (I, Q, U), on aura besoin de combiner plusieurs (au moins trois) mesures réalisées avec des angles $\Psi + \alpha$ différents. La stratégie d'observation de Planck (*cf.* paragraphe suivant) n'offre généralement pas cette possibilité pour un seul détecteur². Il sera donc nécessaire de combiner les mesures de plusieurs détecteurs. Une erreur de calibration relative entre les détecteurs induit une fuite entre les paramètres de Stokes reconstruit, et en terme de spectres de puissance, des fuites de température vers la polarisation, et en polarisation des modes E vers les modes B. Etant donné les niveaux relatifs des spectres, une fuite, même infime, de température vers la polarisation a des conséquence dramatiques sur la recherche des modes B.

On peut montrer (Rosset *et al.*, 2010) que pour limiter les fuites vers les modes E (respectivement B) à un niveau inférieur à 10% de la variance cosmique (respectivement 10% du niveau attendu pour les modes B pour r = 0.03), il faut connaitre la calibration relative sur le gain à un niveau de 0.15% (respectivement 0.05%), sur l'efficacité de polarisation à un niveau de 0.5% (respectivement 10%), et sur l'orientation dans le plan focal à 1° (respectivement 0.75°). Le tableau 5.2 donne les résultats de la calibration effectuée au sol sur ces paramètres pour l'ensemble des bolomètres; il est néanmoins important de vérifier ces mesures en vol.

^{1.} *cf.* annexe A pour une démonstration de cette modélisation à partir des formalismes de Jones 1941 et de Mueller (A MODIFIER: ref)

^{2.} À l'exception de quelques régions de taille réduite, notamment à proximité des pôles.

Bolomètre	Efficacité de polarisation (%)	${\rm Orientation} \ (^{\circ})$
100-1a	94.7 ± 0.2	$21^{\circ}1 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
100-1b	94.3 ± 0.3	$109^{\circ}9 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
100-2a	96.2 ± 0.2	$44^{\circ}3 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
100-2b	90.2 ± 0.2	$133^{\circ}5 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
100-3a	90.1 ± 0.3	$0^{\circ}7 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
100-3b	93.4 ± 0.2	$90^{\circ}6 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
100-4a	95.7 ± 0.3	$158^{\circ}5 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
100-4b	92.3 ± 0.2	$70^{\circ}0 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
143-1a	83.3 ± 0.2	$42^{\circ}9 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
143-1b	84.6 ± 0.2	$135^{\circ}2 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
143-2a	87.5 ± 0.3	$44^{\circ}2 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
143-2b	89.3 ± 0.3	$134^{\circ}0 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
143-3a	83.9 ± 0.2	$0^{\circ}4 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
143-3b	89.9 ± 0.2	$93^{\circ}7 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
143-4a	93.1 ± 0.2	$3^{\circ}1 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
143-4b	92.8 ± 0.2	$91^{\circ}5 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
217-5a	95.0 ± 0.1	$44^{\circ}7 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
217-5b	95.2 ± 0.2	$133^{\circ}9 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
217-6a	94.9 ± 0.2	$45^{\circ}0 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
217-6b	95.4 ± 0.2	$134^{\circ}8 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
217-7a	94.0 ± 0.2	$0^{\circ}3 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
217-7b	93.7 ± 0.1	$91^{\circ}2 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
217-8a	94.2 ± 0.1	$2^{\circ}2 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
217-8b	94.1 ± 0.1	$92^{\circ}5 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
353-3a	88.7 ± 0.1	$44^{\circ}1 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
353-3b	92.0 ± 0.1	$132^{\circ}4 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
353-4a	87.0 ± 0.1	$45^{\circ}3 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
353-4b	91.4 ± 0.1	$135^{\circ}2 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
353-5a	84.4 ± 0.1	$178^{\circ}4 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
353-5b	87.4 ± 0.1	$90^{\circ}3 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
353-6a	87.3 ± 0.1	$1^{\circ}3 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$
353-6b	88.5 ± 0.1	$91^{\circ}2 \pm 0^{\circ}9 \text{ [rel]} \pm 0^{\circ}3 \text{ [abs]}$

Table 5.2: Paramètres de polarisation des PSB (Rosset et al., 2010).

Bolomètre	Efficacité de polarisation (%)	$\mathbf{Orientation}~(^{\circ})$
143-5	6.6 ± 0.3	$65^{\circ}7 \pm 0^{\circ}1 \text{ [stat]} \pm 0^{\circ}6 \text{ [syst]}$
143-6	4.4 ± 0.3	$70^{\circ}6 \pm 0^{\circ}2 \text{ [stat]} \pm 4^{\circ}7 \text{ [syst]}$
143-7	1.7 ± 0.4	$102^{\circ}8 \pm 0^{\circ}2 \text{ [stat]} \pm 1^{\circ}7 \text{ [syst]}$
143-8	1.6 ± 0.5	$75^{\circ}7 \pm 0^{\circ}3 \text{ [stat]} \pm 4^{\circ}4 \text{ [syst]}$
217-1	4.0 ± 0.2	$98^{\circ}4 \pm 2^{\circ}3 \text{ [stat]} \pm 5^{\circ}5 \text{ [syst]}$
217-2	2.1 ± 0.1	$82^{\circ}5 \pm 1^{\circ}5 \text{ [stat]} \pm 4^{\circ}9 \text{ [syst]}$
217-3	4.1 ± 0.2	$170^{\circ}9 \pm 0^{\circ}9 \text{ [stat]} \pm 2^{\circ}1 \text{ [syst]}$
217-4	3.8 ± 0.6	$120^{\circ}0 \pm 1^{\circ}2 \text{ [stat]} \pm 2^{\circ}7 \text{ [syst]}$
353-1	3.4 ± 0.2	$103^{\circ}1 \pm 1^{\circ}2 \text{ [stat]} \pm 3^{\circ}6 \text{ [syst]}$
353-2	4.8 ± 0.1	$114^{\circ}6 \pm 0^{\circ}5 \text{ [stat]} \pm 2^{\circ}7 \text{ [syst]}$
353-7	8.1 ± 0.1	$121^{\circ}5 \pm 0^{\circ}8 \text{ [stat]} \pm 4^{\circ}2 \text{ [syst]}$
353-8	7.9 ± 0.1	$133^{\circ}0 \pm 0^{\circ}3 \text{ [stat]} \pm 1^{\circ}9 \text{ [syst]}$
545-1	4.7 ± 0.1	$129^{\circ}1 \pm 1^{\circ}0 \text{ [stat]} \pm 2^{\circ}4 \text{ [syst]}$
545-2	5.7 ± 0.1	$139^{\circ}1 \pm 0^{\circ}7 \text{ [stat]} \pm 1^{\circ}3 \text{ [syst]}$
545-3	5.3 ± 0.1	$150^{\circ}3 \pm 0^{\circ}8 \text{ [stat]} \pm 2^{\circ}4 \text{ [syst]}$
545-4	5.9 ± 0.1	$145^{\circ}6 \pm 0^{\circ}8 \text{ [stat]} \pm 1^{\circ}7 \text{ [syst]}$
857-1	7.8 ± 1.8	$157^{\circ}3 \pm 2^{\circ}1 \text{ [stat]} \pm 5^{\circ}1 \text{ [syst]}$
857-2	6.3 ± 0.1	$108^{\circ}4 \pm 4^{\circ}0 \text{ [stat]} \pm 16^{\circ}5 \text{ [syst]}$
857-3	8.6 ± 0.8	$176^{\circ}8 \pm 1^{\circ}4 \text{ [stat]} \pm 2^{\circ}6 \text{ [syst]}$
857-4	6.3 ± 0.8	$161^{\circ}9 \pm 2^{\circ}3 \text{ [stat]} \pm 6^{\circ}2 \text{ [syst]}$

Table 5.3: Paramètres de polarisation des SWB (Rosset et al., 2010). Les SWB ne sont pas sensés être polarisés, mais on peut constater que leur efficacité de polarisation n'est pas tout à fait nulle.

5.4 Stratégie d'observation

La stratégie d'observation de la mission Planck est essentielle à la compréhension de la manière dont est reconstruite la polarisation des signaux observées. En effet, on a vu que les polarimètres de HFI reçoivent le signal directement, sans modulation par une lame rotative. Autrement dit, l'angle entre le référentiel du ciel et le référentiel des polarimètres est donné uniquement par l'orientation des polarimètres dans le plan focal et l'orientation du plan focal par rapport au ciel, c'est à dire la direction de balayage du satellite. Comme il est nécessaire d'avoir plusieurs mesures avec des angles différents pour reconstruire le signal polarisé (au minimun trois, puisque l'on cherche à reconstruire les trois paramètres de Stokes), la stratégie d'observation est importante.

Le satellite est situé au point L2 de Lagrange. Son axe de rotation est situé dans l'alignement Soleil-Terre, et le télescope est orienté à environ 85° de cet axe. L'axe de rotation est maintenu stable durant environ une heure, pendant que le télescope balaye le ciel circulairement à la fréquence d'un tour par minute (l'ensemble de ces cercles, pour une position fixe de l'axe de rotation sera appelé anneau dans la suite). L'axe de rotation est ensuite décalé d'environ 2 arcmin. En une journée, l'axe de rotation parcourt 1°. Au cours du temps, l'axe de rotation se déplace donc de manière à toujours rester dans l'alignement Soleil-Terre, ce qui permet de couvrir l'intégralité du ciel en six mois (*cf.* schéma 5.4). En réalité, puisque l'ouverture entre l'axe de rotation et le télescope est légèrement inférieure à 90°, l'axe s'écarte légèrement du plan écliptique en décrivant une sinusoïde afin de couvrir tout le ciel; la couverture au bout de six mois n'est donc pas tout à fait complète.

Cette stratégie permet de couvrir la quasi-intégralité du ciel tous les six mois (on découpe donc l'ensemble de la mission en *relevés*, de six mois chacun). Chaque zone du ciel est observée à plusieurs reprises durant la mission. Les légères oscillations de l'axe de rotation permettent de différencier légèrement les orientations d'observation pour une direction donnée observée à six mois d'interval. La stratégie est définie de manière à ce que les relevés 1 et 3 (respectivement 2 et 4) observent chaque direction avec le même angle, et que les relevés 1/3 et 2/4 observent avec un angle différent. Cet angle dépend de la zone du ciel et il est choisit de manière à être maximal (soit 14°) au niveau de la nébuleuse du Crabe, qui doit servir à calibrer les paramètres de polarisation de l'instrument. Les anneaux ont un recouvrement maximal autour des pôles écliptiques,

5. LA MISSION PLANCK



Figure 5.4: Stratégie d'observation de Planck. A gauche, la position et les mouvements du satellite (Tauber et al., 2010). A droite, la couverture du ciel. En noir, les positions de l'axe de rotation du satellite pour l'ensemble de la mission, et en bleu, vert et rouge les directions d'observations pour trois anneaux choisis arbitrairement durant la mission.

qui bénéficient donc d'un excellent rapport signal sur bruit ainsi que d'un grand nombre d'angles d'observations. La stratégie est aussi choisit de manière à optimiser le signal dipolaire du CMB pour la calibration, et l'observation des planètes brillantes.

Bibliographie

- ALPHER, R. & HERMAN, R. (1948). Evolution of the universe. *Nature*, **162**, 774–775. 1.3.3
- ALPHER, R.A., BETHE, H. & GAMOW, G. (1948). The origin of chemical elements. *Phys. Rev.*, **73**, 803–804. 1.3, 1.3.2
- BAUMANN, D. (2011). The Physics of Inflation, A Course for Graduate Students in Particle Physics and Cosmology. 2.2, 2.2.5
- BENNETT, C., HILL, R., HINSHAW, G., LARSON, D., SMITH, K., DUNKLEY, J., GOLD, B., HALPERN, M., JAROSIK, N., KOGUT, A. *et al.* (2011). Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : are there cosmic microwave background anomalies? *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **192**, 17. 2.3.2
- BENNETT, C.L., LARSON, D., WEILAND, J.L., JAROSIK, N., HINSHAW, G., ODE-GARD, N., SMITH, K.M., HILL, R.S., GOLD, B., HALPERN, M., KOMATSU, E., NOLTA, M.R., PAGE, L., SPERGEL, D.N., WOLLACK, E., DUNKLEY, J., KOGUT, A., LIMON, M., MEYER, S.S., TUCKER, G.S. & WRIGHT, E.L. (2012). Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Final maps and results. arXiv preprint arXiv :1212.5225. 2.1
- BISCHOFF, C., HYATT, L., MCMAHON, J., NIXON, G., SAMTLEBEN, D., SMITH, K., VANDERLINDE, K., BARKATS, D., FARESE, P., GAIER, T. *et al.* (2008). New measurements of fine-scale cmb polarization power spectra from capmap at both 40 and 90 ghz. *The Astrophysical Journal*, 684, 771. 1

BONDI, H. (1960). Cosmology (cambridge. 1.3.3

BIBLIOGRAPHIE

- BROWN, M., ADE, P., BOCK, J., BOWDEN, M., CAHILL, G., CASTRO, P., CHURCH, S., CULVERHOUSE, T., FRIEDMAN, R., GANGA, K. et al. (2009). Improved measurements of the temperature and polarization of the cosmic microwave background from quad. The Astrophysical Journal, 705, 978. 1
- BUCHERT, T. (2000). On average properties of inhomogeneous fluids in general relativity : dust cosmologies. *General Relativity and Gravitation*, **32**, 105–125. 2.3.2
- CHALLINOR, A. (2012). Cmb anisotropy science : a review. arXiv preprint arXiv :1210.6008. 4.7
- CHIANG, H., ADE, P., BARKATS, D., BATTLE, J., BIERMAN, E., BOCK, J., DOWELL, C., DUBAND, L., HIVON, E., HOLZAPFEL, W. et al. (2010). Measurement of cosmic microwave background polarization power spectra from two years of bicep data. The Astrophysical Journal, **711**, 1123. 3
- COLLABORATION, Q., ARAUJO, D., BISCHOFF, C., BRIZIUS, A., BUDER, I., CHI-NONE, Y., CLEARY, K., DUMOULIN, R., KUSAKA, A., MONSALVE, R. et al. (2012).
 Second season quiet observations : Measurements of the cosmic microwave background polarization power spectrum at 95 ghz. The Astrophysical Journal, 760, 145.
 4
- DE SITTER, W. (1917). Einstein's theory of gravitation and its astronomical consequences. third paper. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **78**, 3–28. 1.2.1
- DICKE, R. (1946). Atmospheric absorption measurements with a microwave radiometer. *Physical Review*, **70**, 340–348. 1.4.1
- DICKE, R., PEEBLES, P., ROLL, P. & WILKINSON, D. (1965). Cosmic Black-Body Radiation. Astrophys.J., 142, 414–419. 1.4, 1.4, 1.4.3
- EFSTATHIOU, G. & GRATTON, S. (2009). B-mode detection with an extended planck mission. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, **2009**, 011. 5.1
- EINSTEIN, A. (1915). The field equations of gravitation. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.), 1915, 844–847. 1.1.1

- EINSTEIN, A. (1917). Cosmological considerations in the general theory of relativity. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.), 1917, 142–152. 1.2.1
- EINSTEIN, A. (1919). Do gravitationnal fields play a significant role for the structure of elementary particles? Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.), 1919, 349–356. 1.2.1
- EINSTEIN, A. & DE SITTER, W. (1932). On the relation between the expansion and the mean density of the universe. *Proceedings of the National Academy of Sciences* of the United States of America, 18, 213. 1.2.2
- EINSTEIN, A., ADAMS, E.P. & STRAUS, E.G. (1945). The Meaning of Relativity.[Translated by Edwin P. Adams. With an" Appendix for the Second Edition," Translated by Ernst G. Straus.].. Princeton University Press. 1.3.3
- ELLIS, G. (1975). Cosmology and verifiability. Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society, 16, 245–264. 1.1
- FIXSEN, D., CHENG, E., GALES, J., MATHER, J.C., SHAFER, R. et al. (1996). The Cosmic Microwave Background spectrum from the full COBE FIRAS data set. Astrophys.J., 473, 576. 1.5.1
- FRIEDMAN, A. (1922). On the curvature of space. Zeitschrift f
 ür Physik A Hadrons and Nuclei, 10, 377–386. 1.2.1
- FROMENTEAU, S. (2010). Modélisation et reconstruction des amas de galaxies dans le domaine optique/infrarouge.. Thèse de Doctorat, Université Paris VII. 4.3
- GAMOW, G. (1946). Expanding universe and the origin of elements. *Physical Review*, **70**, 572–573. 1.3.2
- GUTH, A.H. (1981). Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems. *Physical Review D*, 23, 347. 2.2.1
- HANSON, D., HOOVER, S., CRITES, A., ADE, P., AIRD, K., AUSTERMANN, J., BEALL, J., BENDER, A., BENSON, B., BLEEM, L. et al. (2013). Detection of bmode polarization in the cosmic microwave background with data from the south pole telescope. arXiv preprint arXiv :1307.5830. 1

- HINSHAW, G., LARSON, D., KOMATSU, E., SPERGEL, D.N., BENNETT, C.L., DUNK-LEY, J., NOLTA, M.R., HALPERN, M., HILL, R.S., ODEGARD, N., PAGE, L., SMITH, K.M., WEILAND, J.L., GOLD, B., JAROSIK, N., KOGUT, A., LIMON, M., MEYER, S.S., TUCKER, G.S., WOLLACK, E. & WRIGHT, E.L. (2012). Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Cosmological parameter results. arXiv preprint arXiv :1212.5226. 4.4.1
- HUBBLE, E. (1929). A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **15**, 168–173. 1.2
- JONES, R.C. (1941). A new calculus for the treatment of optical systems. *JOSA*, **31**, 500–503. 1
- JONES, W., MONTROY, T., CRILL, B., CONTALDI, C., KISNER, T., LANGE, A., MACTAVISH, C., NETTERFIELD, C. & RUHL, J. (2006). Instrumental and analytic methods for bolometric polarimetry. arXiv preprint astro-ph/0606606. 5.3
- KAMIONKOWSKI, M., KOSOWSKY, A. & STEBBINS, A. (1997). A probe of primordial gravity waves and vorticity. *Physical Review Letters*, **78**, 2058–2061. 1
- KOVAC, J., LEITCH, E., PRYKE, C., CARLSTROM, J., HALVERSON, N. et al. (2002). Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASI. Nature, 420, 772–787. 4.4.2
- KOWALSKI, M., RUBIN, D., ALDERING, G., AGOSTINHO, R., AMADON, A., AMA-NULLAH, R., BALLAND, C., BARBARY, K., BLANC, G., CHALLIS, P. et al. (2008).
 Improved cosmological constraints from new, old, and combined supernova data sets. The Astrophysical Journal, 686, 749. 2.4
- KRAVTSOV, A.V., GNEDIN, O.Y. & KLYPIN, A.A. (2004). The tumultuous lives of galactic dwarfs and the missing satellites problem. *The Astrophysical Journal*, **609**, 482. 2.3.2
- LAMARRE, J.M., PUGET, J.L., ADE, P., BOUCHET, F., GUYOT, G., LANGE, A., PA-JOT, F., ARONDEL, A., BENABED, K., BENEY, J.L. et al. (2010). Planck pre-launch status : The hfi instrument, from specification to actual performance. Astronomy and Astrophysics, 520. 5.2

- LANGLOIS, D. (2010). Inflation and cosmological perturbations. In Lectures on Cosmology, 1–57, Springer. 2.2
- LARSON, D., DUNKLEY, J., HINSHAW, G., KOMATSU, E., NOLTA, M., BENNETT, C., GOLD, B., HALPERN, M., HILL, R., JAROSIK, N. et al. (2011). Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : power spectra and wmap-derived parameters. The Astrophysical Journal Supplement Series, 192, 16. 6
- LEE, J. & KOMATSU, E. (2010). Bullet cluster : a challenge to λ cdm cosmology. The Astrophysical Journal, **718**, 60. 2.3.2
- LEMAÎTRE, G. (1927). Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. Annales de la Societe Scietifique de Bruxelles, 47, 49–59. 1.2.1, 1.2.2
- LEMAÎTRE, G. (1931). Expansion of the universe, a homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **91**, 483–490. 1.2.1
- LEMAÎTRE, G. (1946). L'hypothèse de l'atome primitif, essai de cosmogonie. Neuchatel, éditions du Griffon / Bruwelles, éditions Hermès. 1.3.1
- LONGAIR, M.S. (2006). The cosmic century : a history of astrophysics and cosmology. Cambridge University Press. 1
- LUMINET, J.P. (2004). L'invention du big bang. Ed. du Seuil. 1, 2
- LUNDMARK, K. (1925). The motions and distances of spiral nebulae. MNRAS, 85, 865–894. 1.2.2
- MATHER, J.C., FIXSEN, D., SHAFER, R., MOSIER, C. & WILKINSON, D. (1999). Calibrator design for the cobe far infrared absolute spectrophotometer (firas). *The Astrophysical Journal*, **512**, 511. 3.2
- MCKELLAR, A. (1941). Molecular lines from the lowest states of diatomic molecules composed of atoms probably present in interstellar space. *Publications of the Dominion Astrophysical Observatory Victoria*, 7, 251. 1.4.2

- MIDBON, M. (2000). A day without yesterday : Georges lemaitre & amp; the big bang. Commonweal, 18–19. 3
- MONTROY, T.E., ADE, P.A., BOCK, J.J., BOND, J., BORRILL, J., BOSCALERI,
 A., CABELLA, P., CONTALDI, C., CRILL, B., DE BERNARDIS, P. et al. (2008).
 A measurement of the cmb ee spectrum from the 2003 flight of boomerang. The Astrophysical Journal, 647, 813. 5
- PARTICLE DATA GROUP (2012). Review of particle physics. *Physical Review D*, 86. 2.1
- PEEBLES, P. (1968). Recombination of the primeval plasma. The Astrophysical Journal, 153, 1. 3.2
- PEEBLES, P.J.E., PAGE JR, L.A. & PARTRIDGE, R.B. (2009). Finding the big bang. Cambridge University Press. 1, 1.4.1, 1.5.1, 1.5
- PENZIAS, A.A. & WILSON, R.W. (1965). A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s. Astrophys.J., 142, 419–421. 1.4, 1.4, 1.4.3
- PERLMUTTER, S., ALDERING, G., GOLDHABER, G., KNOP, R., NUGENT, P., CAS-TRO, P., DEUSTUA, S., FABBRO, S., GOOBAR, A., GROOM, D. *et al.* (1999). Measurements of \times and λ from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, **517**, 565. 1.5.3
- PETER, P. & UZAN, J.P. (2005). Cosmologie primordiale. Belin Paris. 4, 3.2
- PIACENTINI, F., ADE, P., BOCK, J., BOND, J., BORRILL, J., BOSCALERI, A., CA-BELLA, P., CONTALDI, C., CRILL, B., DE BERNARDIS, P. et al. (2008). A measurement of the polarization-temperature angular cross-power spectrum of the cosmic microwave background from the 2003 flight of boomerang. The Astrophysical Journal, 647, 833. 5
- PLANCK, M. (1968). Scientific Autobiography and Other Papers. Philosophical Library. 5.1
- PLANCK COLLABORATION (2005). Planck blue book. The Scientific Programme, Planck Collaboration, ESA Publication, ESA-SCI (2005), 1. 5

- PLANCK COLLABORATION (2011). Planck early results. I. The Planck mission. Astronomy and Astrophysics, 536. 5
- PLANCK COLLABORATION (2013a). Planck 2013 results. i. overview of products and scientific results. arXiv preprint arXiv :1303.5062. 2.1, 4.9, 5
- PLANCK COLLABORATION (2013b). Planck 2013 results. xiv. zodiacal emission. arXiv preprint arXiv :1303.5074. 3.4
- PLANCK COLLABORATION (2013c). Planck 2013 results. xv. cmb power spectra and likelihood. arXiv preprint arXiv :1303.5075. 4.8
- PLANCK COLLABORATION (2013d). Planck 2013 results. xxiii. isotropy and statistics of the cmb. arXiv preprint arXiv :1303.5083. 2.3.2
- PLANCK COLLABORATION (2013e). Planck 2013 results. xxviii. the planck catalogue of compact sources. arXiv preprint arXiv :1303.5088. 5.1
- POE, A., E. (1848). Eureka. Wiley & Putnam. 1.1.1
- RÄSÄNEN, S. (2009). Light propagation in statistically homogeneous and isotropic dust universes. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2009, 011. 2.3.2
- RÄSÄNEN, S. (2010). Light propagation in statistically homogeneous and isotropic universes with general matter content. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2010, 018. 2.3.2
- REES, M. (1968). Polarization and spectrum of the primeval radiation in an anisotropic universe. The Astrophysical Journal, 153, L1. 4
- RENAUX-PETEL, S. (2010). Inflation cosmologique et théorie des cordes : aspects multichamps et non-gaussianités primordiales. Thèse de Doctorat, Université Paris VII. 2.2.5
- RIESS, A.G., FILIPPENKO, A.V., CHALLIS, P., CLOCCHIATTI, A., DIERCKS, A., GARNAVICH, P.M., GILLILAND, R.L., HOGAN, C.J., JHA, S., KIRSHNER, R.P. *et al.* (1998). Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *The Astronomical Journal*, **116**, 1009. 1.5.3

- RIESS, A.G., MACRI, L., CASERTANO, S., LAMPEITL, H., FERGUSON, H.C., FILIP-PENKO, A.V., JHA, S.W., LI, W. & CHORNOCK, R. (2011). A 3Determination of the hubble constant with the hubble space telescope and wide field camera 3. ApJ, 730, 119, 2011. 2.1
- ROBERTSON, H.P. (1928). LXXXVI. on relativistic cosmology. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 5, 835–848. 1.2.2
- ROBERTSON, H.P. (1935). Kinematics and world-structure. The Astrophysical Journal, 82, 284. 1.2.3
- ROSSET, C. (2003). Contribution à la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique dans les cadre des programmes Archeops et Planck. Thèse de Doctorat, Université Paris VII. 4.2, 4.4
- ROSSET, C., TRISTRAM, M., PONTHIEU, N., ADE, P., AUMONT, J., CATALANO, A., CONVERSI, L., COUCHOT, F., CRILL, B., DÉSERT, F.X. et al. (2010). Planck pre-launch status : High frequency instrument polarization calibration. Astronomy and Astrophysics, 520. 5.3, 5.3, 5.2, 5.3
- SIEVERS, J.L., ACHERMANN, C., BOND, J., BRONFMAN, L., BUSTOS, R., CONTALDI, C., DICKINSON, C., FERREIRA, P., JONES, M., LEWIS, A. et al. (2008). Implications of the cosmic background imager polarization data. The Astrophysical Journal, 660, 976. 2
- SLIPHER, V.M. (1917). A spectrographic investigation of spiral nebulae. Proceedings of the American Philosophical Society, 56, 403–409. 1.2.2
- SMOOT, G.F., BENNETT, C., KOGUT, A., WRIGHT, E., AYMON, J. et al. (1992). Structure in the COBE differential microwave radiometer first year maps. Astrophys.J., 396, L1–L5. 1.6, 1.5.2
- SUNYAEV, R. & CHLUBA, J. (2009). Signals from the epoch of cosmological recombination. 3.2
- TANAKA, H. & KAKINUMA, T. (1953). On the substitution measurement of sky temperature. Proceedings of the Research Institute of Atmospherics, Nagoya University, 1, 85–88. 1.4.1

- TAUBER, J.A., MANDOLESI, N., PUGET, J.L., BANOS, T., BERSANELLI, M., BOU-CHET, F.R., BUTLER, R.C., CHARRA, J., CRONE, G., DODSWORTH, J. et al. (2010). Planck pre-launch status : The planck mission. Astronomy and Astrophysics, 520. 5, 5.1, 5.4
- TULLY, R.B. & FISHER, J.R. (1977). A new method of determining distances to galaxies. Astronomy and Astrophysics, 54, 661–673. 2
- WALKER, A.G. (1937). On milne's theory of world-structure. Proceedings of London Mathematical Society, 90–127. 1.2.3
- WIRTZ, C. (1922). Some remarks on the statistics of the radial velocities of spiral nebulae and star clusters. Astronom Nachr, 215, 349–3,54. 1.2.2
- ZALDARRIAGA, M. & SELJAK, U. (1997). All-sky analysis of polarization in the microwave background. *Physical Review D*, 55, 1830. 4.3
- ZELDOVICH, Y.B., KURT, V. & SYUNYAEV, R. (1968). Recombination of hydrogen in the hot model of the universe. *Zhurnal Eksperimental noi i Teoreticheskoi Fiziki*, 55, 278–286. 3.2
- ZWICKY, F. (1933). Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln. *Helvetica Physica Acta*, **6**, 110–127. 1.5.3

Deuxième partie

Etude de sources compactes avec HFI

On a vu dans la partie précédente l'importance scientifique de l'étude de la polarisation du rayonnement fossile, ainsi que le défi que représente le contrôle des effets systématiques pour Planck HFI. La stratégie de calibration polarisée définie par la collaboration repose sur l'observation de sources compactes fortement polarisées ; par exemple, la nébuleuse du Crabe (Tauber *et al.*, 2010). Le point de départ de mon travail ayant été de réfléchir à une méthode de calibration polarisée, j'ai été amené à étudier ces sources. Dans ce cadre, j'ai développé une méthode de photométrie à partir des données temporelles, pour pouvoir m'affranchir de certains effets systématiques affectant la photométrie à partir de cartes.

Le premier chapitre de cette partie sera consacré à la description détaillée de cette méthode. Puis, dans un second chapitre, j'utiliserai cette méthode pour étudier la polarisation et la variabilité de sources ponctuelles du catalogue de sources Planck (PCCS). Enfin, je terminerai cette partie par une étude de la nébuleuse du Crabe, tant en intensité qu'en polarisation.

Table des matières

6	\mathbf{Ph}	otométrie à partir des données temporelles 1	.11
	6.1	Photométrie à partir de cartes	111
	6.2	Estimation de densité de flux dans le domaine temporel	113
	6.3	Conversion d'unités et correction couleur	115
	6.4	Modèles de lobe	119
	6.5	Détermination des paramètres de Stokes	120
7	Po	larisation et variabilité de sources compactes 1	23
	7.1	Sélection des sources	123
	7.2	Extraction des flux	125
	7.3	Variabilité	126
	7.4	Polarisation	129
	7.5	Description du catalogue	132
8	La	nébuleuse du Crabe vue par Planck HFI 1	.37
	8.1	Description du crabe	137
	8.2	Le crabe vu par Planck HFI	143
	8.3	Résultats	149
	8.4	Conclusions	158
Bi	bliog	graphie 1	.61

Tout avantage a ses inconvénients, et reciproquement.

Les Shadoks

6

Photométrie à partir des données temporelles

Ce chapitre sera consacré à expliquer la méthode développée et utilisée pour effectuer la photométrie de sources ponctuelles ou légérement étendues. Cette méthode se base sur les données temporelles plutôt que sur les cartes, offrant ainsi une approche complémentaire et flexible, notamment utile pour l'étude d'effets systématiques.

6.1 Photométrie à partir de cartes

6.1.1 Méthodes usuelles

Généralement, la photométrie de sources est effectuée directement sur une carte. Il existe différentes méthodes, que je vais ici lister brièvement (et de manière non exhaustive).

La première méthode, sans doute la plus simple, mais néanmoins très robuste et largement utilisée en astrophysique, est la *photométrie d'ouverture* : on intègre directement le flux de la carte dans un cercle, et on soustrait un fond estimé à partir d'un anneau autour de l'ouverture principale. Cette méthode est extrèmement simple sur le principe et présente l'avantage de ne nécessiter aucune connaissance de la forme de la source ni de sa taille (il suffit de prendre un rayon d'ouverture suffisamment grand pour intégrer l'ensemble du flux). Si le fond est régulier et la source isolée, cette méthode est extrèmement efficace. Si le fond n'est pas régulier ou s'il y a des sources proches, la solution généralement envisagée est de réduire les rayons d'ouverture, mais on n'intègre alors plus qu'une partie du flux et il faut corriger de la fraction de la source à l'extérieur de l'ouverture principale, ce qui suppose une connaissance de la forme de la source (ou du lobe de l'instrument d'observation). La pixellisation de la carte peut aussi poser problème si la taille des pixels n'est pas négligeable devant le rayon d'ouverture.

Une deuxième méthode, pour les sources ponctuelles, consiste à ajuster directement la PSF¹ sur la carte. Cela nécessite une bonne connaissance de l'instrument, et n'est valable que dans l'hypothèse d'une source dont la taille est négligeable devant la taille de la PSF. Cette méthode permet néanmoins d'extraire la densité de flux pour un rapport signal sur bruit très faible, puisque la forme exacte du modèle est connu, et qu'on ajuste uniquement son amplitude.

Enfin, on peut généralement approximer la PSF par une gaussienne. L'ajustement par une gaussienne à l'avantage de pouvoir traiter de sources étendues (à condition que la forme de la source soit suffisamment régulière, on peut considérer que la convolution de la forme de la source par la PSF se rapproche d'une gaussienne).

6.1.2 Inconvénient de la photométrie à partir d'une carte

Lorsqu'on utilise ces méthodes sur une carte, on se heurte à certains inconvénients intrinsèques liés à la production d'une carte à partir d'observations échantillonnées.

Le premier de ces inconvénients provient de la pixelisation. Fabriquer une carte revient à moyenner les échantillons sur des pixels; si cela permet de gagner en terme de rapport signal sur bruit, cela implique aussi de supposer le signal constant sur la surface du pixel, ce qui, en particulier dans le cas d'une source ponctuelle, pour laquelle le signal présente par définition des gradients importants, peut poser des problèmes. On ne peut néanmoins pas prendre des pixels de taille infiniment petite puisque tout l'interêt de cette pixelisation est d'avoir suffisamment d'échantillons par pixel. La taille des pixels est donc un compromis entre l'échelle de variation du signal et la stratégie d'observation de l'instrument.

Par ailleurs, pour une direction d'observation donnée sur le ciel, le signal reçu est la convolution du signal réel du ciel par le lobe de l'instrument. Si ce lobe n'est pas

^{1.} Point Spread Function, ou fonction d'étalement du point. Il s'agit de la réponse d'un instrument à un Dirac, donc de la projection sur le ciel du lobe de l'instrument, en tenant compte de la direction/orientation d'observation.

symétrique par rotation, le signal reçu pour une même direction d'observation est donc différent selon l'orientation de l'instrument. Lorsque l'on fait une carte, si l'on combine des observations faites avec des orientations différentes, on mélange ainsi dans chaque pixel de l'information provenant de directions différentes. Combiner des observations faites avec des orientations différentes peut cependant se révéler utile, pour obtenir une couverture homogène de la zone observée, ou pour reconstruire la polarisation du signal.

On peut aussi, pour faire une carte, combiner plusieurs détecteurs - par exemple des polarimètres d'orientations différentes pour reconstruire le signal polarisé. Les différents détecteurs ayant des bandes passantes différentes, et éventuellement des lobes différents, cette combinaison va là encore amener à une perte d'information, voire à un biais du signal reconstruit.

Enfin, dans le cas d'un signal variable dans le temps, l'opération de moyennage des échantillons observés à des temps différents va moyenner aussi la variation temporelle.

Chacun de ces effets, pris individuellement, peut être traité en faisant des cartes spécifiques : une carte par détecteur, une carte par orientation d'observation, une carte par période de temps ... Mais faire des cartes est coûteux en temps et en ressource informatique, *a fortiori* pour une expérience comme Planck qui observe le ciel complet. Une méthode plus flexible permettant d'effectuer la photométrie des sources directement à partir des données temporelles, permettant de s'affranchir de ces effets se révèle donc extrêmement utile et complémentaire. Bien entendu, travailler directement sur les données temporelles possède aussi des inconvenients, ne serait-ce que par le volume de donné à traiter.

6.2 Estimation de densité de flux dans le domaine temporel

Afin de remédier aux problèmes liés aux méthodes d'estimation de densité de flux sur une carte, j'ai développé une méthode permettant d'extraire la densité de flux d'une source à partir des données temporelles des bolomètres (TOI¹ dans la suite) calibrées (en K_{CMB}). Il s'agit ici de mesurer, pour un détecteur, le flux total (polarisation in-

^{1.} Time Ordered Information.

cluse) observé durant un passage sur une source. Pour obtenir les charactéristiques de polarisation d'une source, il faudra ensuite combiner plusieurs détecteurs, ou plusieurs passages avec des angles différents d'un même détecteur (cf. paragraphe 6.5). On modélise les mesures aux alentours d'une source par

$$m_i(\theta,\phi) = (S*B)(\theta,\phi) + F(\theta,\phi) + n_i, \tag{6.1}$$

où $m_i(\theta, \phi)$ est l'échantillon *i*, observé dans la direction (θ, ϕ) , (S * B) représente le flux de la source convoluée par le lobe de l'instrument, *F* est le flux du fond astrophysique, et n_i le bruit de l'instrument.

En pratique, on ne connait ni la forme de la source, ni le fond astrophysique. Pour évaluer le fond, on peut en première approximation le supposer constant, ou le modéliser par un plan incliné (étant donné la résolution de Planck HFI, $\sim 5 - 10'$, cette approximation est raisonnable). Pour la forme de la source, en première approche, on peut supposer que le terme S * B n'est pas trop éloigné d'une gaussienne elliptique et ajuster son amplitude, sa taille et son orientation sur les données :

$$m_i(\theta, \phi) = \text{Gauss}(\mathbf{A}, \theta_0, \phi_0, \sigma_\theta, \sigma_\phi, \psi)(\theta, \phi) + \mathbf{P}(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c})(\theta, \phi) + \mathbf{n}_i$$
(6.2)

avec $A, \theta_0, \phi_0, \sigma_{\theta}, \sigma_{\phi}, \psi$ l'amplitude, la position, la taille et l'orientation de la gaussienne elliptique, et a, b, c les paramètres du plan incliné modélisant le fond. La densité de flux de la source Φ_{ν}^{-1} à la fréquence d'observation ν , en Jy est alors donnée par :

$$\Phi_{\nu} = A \cdot 2\pi \sigma_{\theta} \sigma_{\phi} \cdot U_{K_{CMB} \to Jy/sr} \tag{6.3}$$

avec $U_{K_{CMB}\to Jy}$ le facteur de conversion d'unité entre les K_{CMB} et les Jy/sr (cf. paragraphe 6.3).

Si l'on s'interesse uniquement aux sources ponctuelles², on peut considérer que $S * B \sim B \times \text{cte}$ et ajuster directement un modèle de lobe aux données. En raison de l'asymétrie du lobe, il est nécessaire de tenir compte de la direction de croisement de la source pour faire l'ajustement, c'est à dire d'effectuer une raotation pour se placer

^{1.} Usuellement, on note plutôt ce flux S, ou I, mais pour des raisons de cohérence au long de ce chapitre et pour éviter toute ambiguité avec le paramètres de Stokes I, ou l'ensemble des paramètres S = (I, Q, U), j'utiliserais la notation Φ .

^{2.} Le terme *source ponctuelle* désignera ici toute source dont la taille intrinsèque est faible par rapport à la taille des lobes de Planck.

dans le référentiel défini par la direction de balayage de l'instrument (x, y). Dans ce référentiel, les données s'écrivent alors :

$$m_i(x,y) = A \cdot B(x_0,y_0)(x,y) + P(a,b,c)(x,y) + n_i$$
(6.4)

avec A l'amplitude de la source, (x_0, y_0) sa position et (a, b, c) les paramètres décrivant le fond. La densité de flux, en Jy, est donnée par

$$\Phi_{\nu} = A.\Omega. U_{K_{CMB} \to Jy/sr} \tag{6.5}$$

avec Ω l'angle solide du lobe.

La figure 6.1 montre un exemple d'ajustement.

6.3 Conversion d'unités et correction couleur

Les détecteurs de Planck HFI mesurent une puissance intégrée sur leur bande passante. Les données Planck HFI, pour les canaux 100-353 GHz, sont calibrées en température d'antenne en K_{CMB}, en supposant donc une dépendance spectrale de corps noir. Pour obtenir la densité de flux, en Jy, d'une source de spectre quelconque, il faut donc effectuer une conversion qui dépend de la réponse spectrale du détecteur. On réalise généralement cette conversion en deux étapes : la première étape, que l'on appelera ici conversion d'unité, permet de passer d'une température d'antenne K_{CMB} à une brillance/intensité en Jy/sr (que l'on intégrera sur l'angle solide de la source pour obtenir la densité de flux), en supposant un spectre plat : $\nu \Phi_{\nu} =$ cte (convention IRAS). La seconde étape permet d'obtenir la densité de flux réelle de la source, à condition de connaitre sa dépendance spectrale; on parle de correction couleur. Ces deux étapes sont décrites en détail dans Planck Collaboration (2013a).

6.3.1 Conversion d'unités

D'une manière générale, on peut obtenir l'expression d'un facteur de conversion d'unité à partir de l'égalité triviale

$$\frac{d\Phi_{\nu}}{dX_{i}}dX_{i} = \frac{d\Phi_{\nu}}{dX_{j}}dX_{j},\tag{6.6}$$

où Φ_{ν} est l'intensité reçue, et $X_{i,j}$ la dépendance spectrale permettant de définir l'unité souhaitée. En intégrant l'expression précédente sur la fréquence, en tenant compte de





la bande-passante du détécteur $\tau(\nu)$, on obtient

$$\int d\nu \ \tau(\nu) \frac{d\Phi_{\nu}}{dX_i} dX_i = \int d\nu \ \tau(\nu) \frac{d\Phi_{\nu}}{dX_j} dX_j, \tag{6.7}$$

et le facteur de conversion qui nous intéresse

$$\frac{dX_i}{dX_j} = \frac{\int d\nu \ \tau(\nu) \frac{d\Phi_\nu}{dX_j}}{\int d\nu \ \tau(\nu) \frac{d\Phi_\nu}{dX_i}}.$$
(6.8)

Dans notre cas, la température d'antenne possède un spectre de corps noirs B_{ν} , et on choisit d'exprimer les densités de flux selon la convention IRAS : l'intensité en convention IRAS à la fréquence *centrale* ν_c^{-1} est reliée à l'intensité Φ_{ν} à une fréquence ν quelconque par la relation $\nu_c \Phi^{\text{IRAS}} = \nu \Phi_{\nu}$; on obtient alors :

$$U_{\mathrm{K}_{\mathrm{CMB}}\to\mathrm{MJy/sr\ (IRAS)}} = \frac{\int d\nu\ \tau(\nu)\frac{dB_{\nu}}{d\nu}}{\int d\nu\ \tau(\nu)\frac{\nu_{c}}{\nu}} \times 10^{20} \left[\frac{\mathrm{MJy/sr}}{\mathrm{K}_{\mathrm{CMB}}}\right].$$
(6.9)

6.3.2 Correction couleur

Après conversion, la densité de flux obtenue est une densité de flux à la fréquence ν_c dans la convention IRAS. Pour obtenir la densité de flux réelle à la fréquence ν_c , il faut tenir compte de la dépendance spectrale de la source. On supposera ici que sur la largeur des bandes passantes des détecteurs, les sources étudiées peuvent être approximées par une loi de puissance d'indice spectral β . On peut donc relier directement l'intensité de la source à la fréquence centrale à son intensité à une fréquence quelconque par la relation $\nu_c^{-\beta} \Phi_c = \nu^{-\beta} \Phi_{\nu}$. En partant de l'égalité

$$\Phi_{\nu} = \Phi^{\text{IRAS}} \frac{\nu_c}{\nu} = \Phi_c \left(\frac{\nu_c}{\nu}\right)^{-\beta}, \qquad (6.10)$$

que l'on intègre sur la bande-passante, on obtient

$$\Phi^{\text{IRAS}} \int \tau(\nu) \frac{\nu_c}{\nu} d\nu = \Phi_c \int \tau(\nu) \left(\frac{\nu_c}{\nu}\right)^{-\beta} d\nu.$$
(6.11)

On définit donc le facteur de correction couleur $K = \Phi_c / \Phi^{\text{IRAS}}$:

$$K = \nu_c^{1-\beta} \frac{\int \tau(\nu)\nu^{-1} d\nu}{\int \tau(\nu)\nu^{-\beta} d\nu}.$$
 (6.12)

Dans le cas d'une source d'indice spectral $\beta = -1$, on retrouve bien K = 1. La figure 6.2 représente le facteur de correction couleur en fonction de l'indice spectral (dans l'hypothèse d'une loi de puissance) pour l'ensemble des détecteurs HFI.

^{1.} Il s'agit ici des fréquences nominales de HFI : 100 GHz, 143 GHz \ldots


Correction couleur

Ici, on s'intéresse uniquement à la correction couleur pour un même détecteur, pour passer de la densité de flux en convention IRAS à la densité de flux réelle. Dans un cadre plus général, on peut être amené à comparer les mesures de deux instruments différents, de bandes passantes différentes, et éventuellement de fréquences centrales différentes. La procédure permettant de définir le facteur de correction couleur à appliquer est la même, mais l'expression finale peut être différente. Ce sera notament le cas au chapitre 11 où l'on sera amené à comparer les mesures Planck HFI aux mesures Herschel SPIRE.

6.4 Modèles de lobe

Au paragraphe 6.2, on a décrit la méthode permettant d'ajuster un modèle de lobe aux données pour estimer la densité de flux d'une source ponctuelle. Dans mon travail, j'ai utilisé trois modèles de lobe que je vais décrire brièvement ici. Ces trois méthodes proposent une estimation du lobe à partir de l'observation des planètes par Planck, que l'on cherche à décomposer sur une base de fonctions. La première d'entre elle utilise la base de Gauss-Hermite alors que les deux autres utilisent une base de B-Splines.

Gauss-Hermite

La décomposition des lobes de Planck sur une base de Gauss-Hermite est décrite par Huffenberger *et al.* (2010). Les fonctions de la base Gauss-Hermite sont donnée par

$$\Phi_{n_1 n_2}(\mathbf{x}) = \frac{H_{n_1}(\mathbf{x}'_1) H_{n_2}(\mathbf{x}'_2)}{2^{n_1 + n_2} \sqrt{n_1! n_2!}} e^{-\frac{\mathbf{x}'_1 \cdot \mathbf{x}'_2}{2}},$$
(6.13)

où H_n est le polynôme de Hermite d'ordre n. Le lobe est alors donné par

$$B(\mathbf{x}) = \sum_{n} s_n \Phi_n(\mathbf{x}) \tag{6.14}$$

avec

$$n = \frac{(n_1 + n_2)^2 + n_1 + 3n_2}{2}.$$
(6.15)

En pratique, dans le cas d'un lobe *relativement proche* d'une gaussienne, on peut tronquer la décomposition à un ordre n relativement faible tout en gardant une bonne description du lobe. C'est en particulier le cas pour les lobes HFI entre 100 GHz et 353 GHz. Aux plus hautes fréquences (545 – 857 GHz), il devient nécessaire d'augmenter l'ordre de la décomposition et la méthode perd de son efficacité. Les lobes Gauss-Hermite que nous utiliserons dans la suite de ce travail se limitent à $n_{\text{max}} = 9$ et ont été développés dans le cadre de Planck HFI par J. Gudmundsson *et al.* et sont décrits dans Planck Collaboration (2013b).

B-Spline

Les B-splines sont une combinaison linéaire de polynôme de degré k et d'ordre k+1définis par la position de leurs *noeuds*, ou points de contrôle (De Boor, 1972). L'avantage de la décomposition du lobe sur la base des B-splines est de permettre la description d'un lobe plus éloignée d'une gaussienne que celle obtenue par la décomposition Gauss-Hermite. En revanche, le choix de la position des noeuds ainsi que l'application d'un lissage supposant une certaine régularité du lobe requièrent un travail d'optimisation. Cette approche a néanmoins été développée par G. Roudier et R. Keskitalo indépendamment. Dans le suite, je parlerais respectivement de ces deux modèles de lobe sours les noms de *B-Splines Beams* et *Stacked Beams*.

La méthode de G. Roudier a été retenue pour la description des lobes de Planck HFI et est décrite dans Planck Collaboration (2013b) ou dans sa thèse (Roudier, 2011).

La figure 6.3 montre la reconstruction du lobe par les différentes méthodes pour les détecteurs 143-2a et 545-1. A 143 GHz, le lobe est proche d'une gaussienne et les différences entre les modèles n'apparaissent que loin du centre. A 545 GHz en revanche, la différence devient beaucoup plus importante. Dans la suite de ce travail, on utilisera les trois méthodes pour effectuer des comparaisons, mais on retiendra l'une des méthodes basée sur les B-splines pour les résultats.

6.5 Détermination des paramètres de Stokes

La densité de flux mesurée par chaque détecteur pour un passage sur une source est une combinaison linéaire des paramètres de Stokes de la source qui dépend des caractéristiques du détecteur et de l'angle de passage sur la source :

$$\Phi_d(\Psi) = I + \rho_d \left[Q \cos 2 \left(\Psi + \alpha_d \right) + U \sin 2 \left(\Psi + \alpha_d \right) \right] + n_{\Phi}. \tag{6.16}$$

En mesurant Φ pour plusieurs angles $\Psi + \alpha_d$, il est possible de déterminer (I, Q, U)pour la source. On peut par exemple utiliser l'ensemble des bolomètres à une fréquence



les méthodes Gauss-Hermite, Stacked Beams et B-Spline Beams, normalisés de façon à ce que l'amplitude maximum vale 1. Les 1×10^{-3} . A basse fréquence, les lobes sont relativement gaussien et sont assez bien décrit par les trois méthodes, mais à plus haute contours représentés en blanc correspondent à des amplitudes respectives de 5×10^{-1} , 1×10^{-1} , 5×10^{-2} , 1×10^{-2} , 5×10^{-3} , Figure 6.3: Comparaison entre les trois modèles de lobes utilisés. De gauche à droite sont représentés les lobes reconstruits par fréquence, la méthode Gauss-Hermite ne permet pas de modéliser les structures présentes. pour construire et résoudre le système :

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \vdots \\ \Phi_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \rho_1 \cos 2 (\alpha_1 + \psi_1) & \rho_1 \sin 2 (\alpha_1 + \psi_1) \\ 1 & \rho_2 \cos 2 (\alpha_2 + \psi_2) & \rho_2 \sin 2 (\alpha_2 + \psi_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \rho_n \cos 2 (\alpha_n + \psi_n) & \rho_n \sin 2 (\alpha_n + \psi_n) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} n_{\Phi_1} \\ n_{\Phi_2} \\ \vdots \\ n_{\Phi_n} \end{pmatrix}$$
(6.17)

où les indices *i* font référence au détecteur et Ψ_i à l'angle moyen de passage pour ce détecteur (si tous les détecteurs étaient situés au même endroit dans le plan focal, les Ψ_i seraient tous identiques puisqu'on utilise un seul passage sur la source, mais ici ils peuvent être légèrement différents).

Si l'on ré-écrit ce sytème sous forme matricielle

$$\Phi = AS + n, \tag{6.18}$$

l'estimateur de S au sens des moindres carrés, donné par la minimisation du $\chi^2 = (\Phi - AS)^t N^{-1} (\Phi - AS)$ par rapport à S, vaut

$$S = \left(A^{t} N^{-1} A\right)^{-1} A^{t} N^{-1} \Phi.$$
(6.19)

On obtient ainsi les paramètres S = (I, Q, U) de la source pour un passage en utilisant l'ensemble des détecteurs de la fréquence ainsi qu'une estimation de l'erreur sur ces paramètres à travers la matrice de covariance $(A^t N^{-1} A)^{-1}$.

On pourrait aussi, si l'on a suffisament d'angles de passage différents, choisir de reconstruire (I, Q, U) pour chaque détecteur en combinant tous les passages.

Timon, tu t'es déjà demandé ce que c'était ces petits points brillants là haut ?
[...]
Des lucioles, Pumbaa. Un genre de ver qui reste collé sur cet espèce de machin bleu marine ...

Le Roi Lion

Polarisation et variabilité de sources compactes

On peut appliquer la méthode que l'on vient de décrire pour étudier la polarisation et la variabilité des sources ponctuelles. Il ne s'agit pas ici de détecter des sources, mais uniquement, à partir d'un catalogue existant, donc de la position des sources, d'extraire leur densité de flux et leur polarisation, passage par passage. Cette étude conduira à la production d'une catalogue de sources ponctuelles, contenant les informations sur leur polarisation et sur leur variabilité. Il pourra notamment être utile à des fins de comparaison et de validation de catalogues construits par des méthodes plus classiques, ou pour effectuer des tests d'effets systématiques. Ce chapitre décrira donc la construction d'un tel catalogue généré à partir des catalogues Planck (PCCS, Planck Collaboration (2013c)).

7.1 Sélection des sources

7

En raison du temps de production élevé par rapport à un catalogue généré à partir de cartes, le catalogue présenté ici ne contiendra pas l'ensemble des sources du PCCS. On choisira de ne considérer que les sources observées par les quatre fréquences polarisées de Planck HFI (100-353 GHz), et on excluera les sources considérées comme sources étendues dans le PCCS, pour lesquelles l'ajustement par le lobe est biaisé.

Le catalogue PCCS étant décomposé en sous-catalogues par fréquence, on recher-



Figure 7.1: Distribution des indices spectraux des sources entre 100 GHz et 353 GHz, en considérant à chaque fois une loi de puissance d'indice spectral constant entre deux fréquences.

chera les sources communes à toutes les fréquences en comparant les positions des sources à chacune des fréquences. A partir du premier sous-catalogue, on ne retient que les sources pour lesquelles il existe une entrée dans les trois autres à une distance inférieure à 2 arcmin.

On applique aussi une sélection en flux, en excluant les sources pour lesquelles le rapport signal sur bruit à l'une des fréquences est trop faible. Le critère utilisé ici sera plus stricte que dans le cas du PCCS puisque l'on va reconstruire les caractéristiques de la source pour chaque passage, le rapport signal sur bruit par passage sera donc plus faible que dans le PCCS où l'ensemble des passages sont moyennés.

Les figures 7.1 et 7.2 montrent les caractéristiques spectrales de ces sources ¹. On voit clairement apparaître deux types de sources, des sources d'indice spectral ~ 0 entre 100 GHz et 353 GHz, et des sources dont l'indice spectral évolue vers des valeurs de ~ 3 à haute fréquence, dont l'émission est sans doute dominée par la poussière. Le fléchissement d'indice spectral à basse fréquence peut sans doute s'expliquer par un excès d'émission à 100 GHz dû au CO.

On obtient environ 1000 sources.

^{1.} On considère ici une simple loi de puissance entre deux fréquences : $S_{\nu_1} = S_{\nu_2} (\nu_1/\nu_2)^{\beta}$.



Figure 7.2: Indices spectraux entre 143 GHz et 217 GHz (respectivement 217 GHz et 353 GHz) en fonction de l'indice spectral entre 100 GHz et 143 GHz (respectivement 143 GHz et 217 GHz).

7.2 Extraction des flux

À partir de la liste de sources établie, on détermine, pour chacune des sources, les anneaux autour desquels la source est observée. On obtient ainsi, par détecteur, une liste des anneaux contenant les sources à étudier. On va ensuite lire les données temporelles (toujours par détecteur), par bloc glissant de cent anneaux, et extraire les flux des sources contenues dans ces blocs. Si aucune source n'est rencontrée dans un intervalle de cent anneaux, on va directement lire les prochains anneaux pertinents. Cette méthode permet de minimiser le temps de lecture des données, qui représente une part importante du temps de calcul total.

On vérifie en intensité que les densités de flux mesurées sont compatibles avec celles obtenues dans le PCCS. Les résultats sont représentés sur la figure 7.3 et montrent un accord satisfaisant pour la majorité des sources.

On obtient ainsi, pour chacun des détecteurs, les flux de l'ensemble des sources et pour l'ensemble des passages sur chacune des sources.



Figure 7.3: Flux mesurés sur les données temporelles en fonction du flux PCCS, à chacune des fréquences. Les mesures sont globalement en bon accord, et il y a peu d'ajustements ayant manifestement échoués.

7.3 Variabilité

L'un des avantages de cette méthode est d'obtenir directement les variations temporelles éventuelles d'une source. On définit un critère de variabilité pour une source, de la façon suivante : si la dispersion des flux par passage est supérieure à deux fois l'erreur associée aux flux par passage, et ce à toutes les fréquences d'observation, la source est considérée comme variable. On obtient ainsi vingt-quatre sources variables. La plupart de ces sources, après identification à travers la base de données SIMBAD¹ à l'aide d'observations externes, se révèlent être des noyaux actifs de galaxies (quasars, objets de type BL Lacertae, galaxies Seyfet de type I et II) pour lesquels on s'attend à

^{1.} http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/



Figure 7.4: Spectres de deux sources variables (quasars). A gauche, GB6 J0854+2006 et à droite 3C 454.3.



Figure 7.5: Variations temporelles des sources GB6 J0854+2006 (à gauche) et 3C 454.3 (à droite). On représente le flux relatif par rapport à la première observation de la source en fonction de l'anneau d'observation.

observer des variations de flux importantes au cours du temps. Le tableau 7.1 recense ces sources et deux exemples de spectres sont donnés figure 7.4. La figure 7.5 représentes les variations temporelles de ces deux sources, par fréquence. On constate notamment pour la source GB6 J0854+2006 une variation uniforme selon les fréquences. Pour la source 3C 454.3, la tendance globale est similaire pour toutes les fréquences mais on observe des écarts non négligeables. Pour les sources non identifiées comme variables, on moyennera l'ensemble des passages pour l'analyse polarisée.

Nom	Longitude ($^{\circ}$)	Latitude ($^{\circ}$)	Туре
3C 111	161.67	-08.82	Seyfert 1 Galaxy
4C 50.11	150.37	-01.60	Possible Quasar
87GB 170019.2+683430	99.56	35.19	Seyfert 1 Galaxy
QSO B0827+2421	200.02	31.88	Quasar
QSO J2147-7536	315.81	-36.52	Quasar
QSO B0521-365	240.59	-32.70	BL LAC
GB6 J2202+4216	92.59	-10.44	Quasar
QSO B0420-0127	195.29	-33.13	Quasar
QSO J0538-4405	250.07	-31.09	BL LAC
QSO J1924-2914	9.33	-19.60	BL LAC
??	287.58	-0.62	??
QSO J0403-3605	237.74	-48.49	Quasar
4C 01.28	251.48	52.78	BL LAC
3C 84?	150.58	-13.25	Seyfert 2 Galaxy
CEN A?	309.53	19.42	Seyfert 2 Galaxy
3C 279	305.10	57.07	Quasar
??	49.49	-0.37	??
8C 0716+714	143.97	28.03	BL LAC
3C 454.3	86.10	-38.18	Quasar
QSO J0730-1141	227.78	3.14	Quasar
3C 273	289.96	64.36	Quasar
GB6 J0854+2006	206.8	35.83	Quasar
4C 09.57	34.93	17.64	BL LAC
??	291.28	-0.71	??

 Table 7.1: Liste des sources variables détectées. Les coordonnées sont données en galactique.

7.4 Polarisation

On reconstruit ensuite les paramètres de Stokes (I, Q, U) en combinant les mesures de flux de l'ensemble des bolomètres d'une même fréquence. On a, pour chacune des sources, une mesure de (I, Q, U) par fréquence (et par passage dans le cas des sources identifiées comme variables). Le flux polarisé $(P = \sqrt{Q^2 + U^2})$, le degré de polarisation $(\pi = P/I)$ et l'angle de polarisation $(\gamma = \frac{1}{2} \arctan(U/Q))$ et les erreurs associées sont calculés si la source est détectée comme polarisée, critère que l'on va maintenant définir.

7.4.1 Biais d'estimation de P du au bruit

Pour les sources pas ou peu polarisées, l'estimateur $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ est fortement biaisé. En effet, si l'on considère une distribution normale de variance $\sigma_{Q,U}$ centrée sur 0 pour (Q, U), la distribution de $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ est strictement positive, et pique sur une valeur non nulle. Les distributions des erreurs associées à la mesure de (Q, U)dans notre cas sont représentées sur la figure 7.6, et la distribution simulée de P pour des sources non polarisées mesurées avec de telles erreurs sur la figure 7.7. Dans le catalogue, on ne considèrera comme polarisées que les sources pour lesquellles P > $P_{\rm lim} = 1,02;0,68;0,68;1,19$ Jy à 100;143;217;353 GHz (cette valeur correspond à la limite au-delà de laquelle la probabilité d'avoir une telle valeur de P pour une source non-polarisée est < 0.3 %). Pour les valeurs de P supérieures, on considèrera que $\sqrt{Q^2 + U^2}$ n'est pas biaisé, le biais constaté sur simulation étant négligeable par rapport à l'erreur associée.

7.4.2 Calibration relative des détecteurs

Une mauvaise calibration relative des détecteurs peut entraîner des fuites de I vers (Q,U). Un chapitre complet (chapitre 9) sera consacré à la calibration relative des détecteurs en utilisant des sources compactes, on se contentera ici d'en reprendre les résultats pour estimer l'impact sur la détermination de (Q,U). À partir des valeurs de calibration trouvées, on estime par Monte-Carlo la fuite de I vers (Q,U), et on obtient des fuites de l'ordre de 1%. Le critère définit dans le paragraphe précédent pour définir une source polarisée sera donc adapté en redéfinissant

$$P \to P - 0.01 \times I. \tag{7.1}$$



Figure 7.6: Distribution des erreurs sur (Q, U) pour les sources de notre catalogue. On prendra comme erreur standard $\sigma = 0.3, 0.2, 0.2, 0.35$ Jy à 100, 143, 217, 353 GHz.



Figure 7.7: Biais de $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ du à l'erreur sur la mesure de (Q, U) pour $\sigma_{Q,U} = 0.3$ Jy. On représente la distribution de P estimé pour une source non-polarisée, pour 10^6 réalisations de (Q, U). avec les erreurs constatées aux quatre fréquences.

Étant donné l'incertitude sur P provenant de l'erreur sur (Q,U), la fuite de I ne devient dominante que pour les sources très brillantes, en particulier à 353 GHz, étant donné le comportement spectral de la plupart des sources.

7.4.3 Limite supérieure sur P

On vient d'établir un critère pour définir les sources dont on est capable de mesurer la polarisation P. Pour les autres, on voudrait mettre une limite supérieure. Pour cela, on réalise une série de Monte-Carlo pour définir la limite supérieure en fonction du Pmesuré : pour une valeur de P_{vraie} donnée, on simule un million de mesures de (Q, U)bruitées, et on reconstruit $P_{\text{mes}} = \sqrt{Q^2 + U^2}$. A partir de la distribution de P_{mes} , on détermine la valeur en-deça de laquelle une source a moins de 5% de probabilité d'avoir une valeur P_{vraie} . On fait ensuite varier P_{vraie} pour déterminer les limites supérieures que l'on pourra associer à chacune des sources ; c'est-à-dire la valeur en-deça de laquelle le flux polarisé réel de la source à 95% de chance d'être. La figure 7.8 représente les résultats de ces Monte-Carlo. En particulier, la figure de droite montre que pour les sources pour lesquelles on ne détecte pas de polarisation, on pourra mettre une limite supérieure de l'ordre de 2 Jy au maximum à 100 GHz.

7.4.4 Résultats

En considérant les critères définit précédemment, la majorité des sources sont en dessous du seuil de détection. Les figures 7.9 et 7.10 montrent pour l'ensemble des sources, les valeurs de Q, U, P associées. Le comportement spectral de la plupart des sources utilisées (de type poussière) implique un flux croissant en fonction de la fréquence. En polarisation, le comportement est le même et pour la plupart des sources, les erreurs associées à la mesure de (Q, U) ne permettent pas de détecter de polarisation à basse fréquence, même si les limites supérieures restent compatibles avec des degrés de polarisation non négligeables. À 353 GHz en revanche, on détecte un flux polarisé pour un nombre plus important de sources, avec des degrés de polarisation de l'ordre de quelques % (généralement moins de 5%). Le tableau 7.2 donne le nombre de sources pour lesquelles on détecte un flux polarisé non compatible avec zéro pour chaque fréquence, et la figure 7.11 montre un exemple de source pour laquelle on détecte un flux polarisé non compatible avec zéro. L'ensemble des caractéristiques sont récapitulées dans le tableau



Figure 7.8: À gauche, les distributions de $P_{\rm mes}$ pour trois valeurs de $P_{\rm vraie}$ de (1, 2, 3) Jy. À partir de ces distributions, on détermine la valeur en deça de laquelle la probabilité de mesurer un tel flux est inférieure à 5%. À droite, on représente la limite supérieure que l'on peut mettre pour une source dont on a mesuré une certaine valeur de P. Si l'on mesure $P_{\rm mes}$ (en ordonnée), la probabilité pour que la source ait un flux réel supérieur à $P_{\rm vrai}$ (en abscisse) est inférieure à 5%. Ces figures sont représentées pour le canal 100 GHz, la procédure est similaire pour les autres fréquences.

Fréquence (GHz)	100	143	217	353
Nombre de sources	3	1	5	59

Table 7.2: Nombre de sources pour lesquelles on détecte un flux polarisé non compatible avec 0, par fréquence.

B.1 donné en annexe.

On peut noter sur la figure 7.9 la présence d'une source fortement polarisée (entre 5% et 10%) à toutes les fréquences (les quatre points rouges, jaunes, vert et bleus les plus polarisés), qui correspond à la nébuleuse du Crabe. Les valeurs trouvées ici pour le Crabe sont néamoins fortement biaisés, puisque le Crabe est étendu. Une analyse détaillée et tenant compte de cette extension sera proposée au chapitre suivant.

7.5 Description du catalogue

Le catalogue est stocké dans un fichier FITS, qui contient les colonnes suivantes :



Figure 7.9: Flux polarisé P en fonction de l'intensité I, pour l'ensemble des sources du catalogue. En lignes pointillées, les limites de détection de polarisation par fréquence, dominées par le biais dû au bruit à bas flux, et par les fuites d'intensité en polarisation à haut flux. Les lignes pointillés noire indiquent des degrés de polarisation de 2%, 5% et 10%.



Figure 7.10: Mesure de polarisation des sources obervées dans le plan (Q, U). Pour chacune des fréquences, le cercle vert représente le cercle de rayon Plim. Pour les sources à l'intérieur du cercle, on considèrera qu'aucune polarisation n'est détectée. Il faut aussi corriger de la fuite de I vers (Q, U), donc certaines des sources à l'extérieur ne sont pas considérées comme polarisées.



Figure 7.11: Exemple de source dont on détecte un flux polarisé non compatible avec zéro à 217 GHz et 353 GHz. On représente le spectre en intensité (en haut à gauche), le spectre en flux polarisé (en bas à gauche), le degré de polarisation (en haut à droite) et l'angle de polarisation (en bas à droite). Pour l'angle de polarisation, il est arbitrairement fixé à zéro lorsqu'on ne mesure qu'une limite supérieure sur la polarisation.

7. POLARISATION ET VARIABILITÉ DE SOURCES COMPACTES

MOT-CLE	TYPE	UNITE	DESCRIPTION
Informations générales			
NAME	string	-	Nom de la source dans le PCCS
GLON	float64	degrés	Longitude galactique de la source
GLAT	float64	degrés	Latitude galactique de la source
RING{i}	int32	-	Anneau central du passage sur la source
Photométrie			
I{i}	float64	Jy	I pour le $\{i\}$ ème passage
ERR_I{i}	float64	Jy	Erreur sur I pour le $\{i\}$ ème passage
Q{i}	float64	Jy	Q pour le $\{i\}$ ème passage
$ERR_Q{i}$	float64	Jy	Erreur sur Q pour le {i}ème passage
U{i}	float64	Jy	U pour le {i}ème passage
$ERR_{-}U\{i\}$	float64	Jy	Erreur sur U pour le {i}ème passage
Variabilité			
FLAG_VAR	bool	-	Critère de variabilité

Table 7.3: Descritpion du fichier .fits contenant le catalogue polarisé. Chaque source contient les informations pour six passages $(i \in [1, 6])$, les colonnes étant remplies de zéro si la source n'a pas été observée six fois.

- nom de la source dans le PCCS;
- position de la source (longitude et latitude en coordonnées galactiques);
- valeurs de I, Q, U et erreurs associées, par passage;
- critère de variabilité (0 ou 1) tel que défini précédemment.

Le tableau 7.3 récapitule le contenu du fichier FITS et les mots-clés associés.

By searching out origins, one becomes a crab.

Nietzsche (1889)

8

La nébuleuse du Crabe vue par Planck HFI

La nébuleuse du Crabe (autrement connue sous les noms de Taurus A, M1 ou NGC 1952) est certainement l'un des objets astrophysiques qui est, et a été depuis des siècles, le plus étudié par les astronomes. L'explosion de la supernova a été observée en 1054 par les astronomes chinois, avant d'être re-découverte par John Bevis en 1731 et cataloguée par Charles Messier en 1758¹. Ce rémanent de supernova a depuis été extensivement étudié dans une vaste gamme de longueur d'onde, ce qui en fait un excellent candidat pour la calibration polarisée de Planck HFI. Dans ce chapitre, je décrirai brièvement la nébuleuse du Crabe avant de m'intéresser à son étude avec Planck HFI, que je mettrai enfin en perspective des observations existantes.

8.1 Description du crabe

La physique de la nébuleuse du Crabe est un vaste sujet dont je n'aborderais ici que la partie pertinente dans le cadre de Planck HFI. Pour un compte-rendu plus exhaustif du Crabe, on pourra par exemple se reporter à Hester (2008). On peut distinguer quatre sources principales d'émission pour le Crabe :

- le pulsar central,
- une zone d'émission synchrotron autour du pulsar,

^{1.} La nébuleuse du Crabe est en fait le premier objet (M1) du catalogue de Messier.

8. LA NÉBULEUSE DU CRABE VUE PAR PLANCK HFI



Figure 8.1: Images composites de la nébuleuse du Crabe constituée à partir des observations du satellite Hubble (a) et des satellites Chandra, Hubble, et Spitzer (b).¹

- des filaments thermiques,

- des ejecta issus de la supernova au-delà de la nébuleuse « visible ».

Ici, on s'interessera principalement à l'emission synchrotron du Crabe, ainsi qu'à la poussière contenue dans les filaments thermiques, dont l'émission thermique est visible dans la gamme de fréquence qui nous concerne.

8.1.1 Emission en intensité entre 1 Ghz et 10⁶ GHz

Une bonne description de l'émission du Crabe entre 1 Ghz et 10⁶ GHz peut être trouvée dans Macias-Perez *et al.* (2010). Les observations depuis près de 50 ans (*cf.* tableau 8.2) indiquent un comportement en loi de puissance de l'émission synchrotron, avec un indice spectral $\beta \sim -0.3$ à basse fréquence, qui évolue à haute fréquence vers une valeur de $\beta \sim -0.7$, ainsi qu'une contribution de la poussière modelisée par un spectre de corps noir modifié ($S_{\nu} \propto B_{\nu}(T) \times \nu^{\beta}$) d'émissivité $\beta \sim 2$ et de température $T \sim 45$ K. Les mesures suggèrent un léger excès entre 100 GHz et 1000 GHz mais l'ajout d'une composante de poussière ou de synchrotron ne permettent pas d'améliorer

^{1.} Copyright : NASA, ESA and Allison Loll/Jeff Hester (Arizona State University), X-ray : NASA/CXC/SAO/F. Seward; Optical : NASA/ESA/ASU/J. Hester & A. Loll; Infrared : NASA/JPL-Caltech/Univ. Minn./R. Gehrz.

v (GHz)	S_{ν} (Jy)	ΔS_{ν} (Jy)	Central Epoch	Reference
1.117	990.0	59.4	1969.9	Vinogradova et al. (1971)
1.304	980.0	58.8	1969.9	Vinogradova et al. (1971)
1.4	930.0	46.5	1963	Kellermann et al. (1969)
1.765	940.0	56.4	1969.9	Vinogradova et al. (1971)
2.0	840.0	50.4	1969.3	Dmitrenko et al. (1970)
2.29	810.0	48.6	1969.3	Dmitrenko et al. (1970)
2.74	795.0	47.7	1969.3	Dmitrenko et al. (1970)
3.15	700.0	24.5	1964.4	Medd (1972)
3.38	718.0	43.1	1969.3	Dmitrenko et al. (1970)
3.96	646.0	38.8	1969.3	Dmitrenko et al. (1970)
4.08	687.0	20.6	1964.8	Penzias & Wilson (1965)
5.0	680	34	1963	Kellermann et al. (1969)
6.66	577.2	20.2	1965.	Medd (1972)
8.25	563.0	22.5	1965.9	Allen & Barrett (1967)
13.49	524.0	19.9	1969.9	Medd (1972)
15.5	461	24	1965.9	Allen & Barrett (1967)
16.0	447.0	15.6	1970.6	Wrixon et al. (1972)
22.285	397	16.0	1973.1	Janssen et al. (1974)
22.5	395	7	2003	This paper
31.41	387	72	1966.7	Hobbs et al. (1968)
32.8	340	5	2003	This paper
34.9	340	68	1967.3	Kalaghan & Wulfsberg (1967)
40.4	323	8.0	2003	This paper
60.2	294	10.0	2003	This paper
92.9	285	16.0	2003	This paper
111,1	290	35	1973.5	Zabolotnyi et al. (1976)
143	231	32	2002	This paper
217	182	38	2002	This paper
230	260	52	2000	Bandiera et al. (2002)
250	204	32	1985.3	Mezger et al. (1986)
300	194.0	19.4	1983	Chini et al. (1984)
300	131	42	1978.75	Wright et al. (1979)
300	300	80	1976.0	Werner et al. (1977)
347	190	19	1999.8	Green et al. (2004)
353	186	34	2002	This paper
545	237	68	2002	This paper
750	158	63	1978.75	Wright et al. (1979)
1000	135	41	1978.75	Wright et al. (1979)
3000	184	13	1983.5	Strom & Greidanus (1992)
5000	210	8	1983.5	Strom & Greidanus (1992)
12×10^{3}	67	4	1983.5	Strom & Greidanus (1992)
25×10^{3}	37	1	1983.5	Strom & Greidanus (1992)
3.246×10^5	6.57	0.66	1989	Véron-Cetty & Woltjer (1993)
4.651×10^{5}	4.78	0.48	1989	Véron-Cetty & Woltjer (1993)
5.593×10^5	4.23	0.42	1989	Véron-Cetty & Woltjer (1993)
7.878×10^{5}	3.22	0.32	1989	Veron-Cetty & Woltier (1993)

 Table 1

 Compendium of Crab Nebula Observations from 1 to 10⁶ GHz

Notes. Fluxes (S_v) are presented in Jy. For Véron-Cetty & Woltjer (1993) and Chini et al. (1984), a conservative 10% error has been chosen to account for extrapolation errors. The central epoch of observation is also indicated. This is used for the evaluation of the fading effect of the low-frequency synchrotron component up to 100 GHz. Data values labeled in this paper for Archeops and WMAP are revaluated using the method described in Section 2.

Figure 8.2: Récapitulatif des observations de la nébuleuse du Crabe entre 1 Ghz et 10⁶ GHz depuis 50 ans. Tableau issu de Macias-Perez et al. (2010).



Figure 8.3: Mesures de densité de flux de la nébuleuse du Crabe entre 1 Ghz et 10^6 GHz. Les mesures sont ajustées avec un modèle d'émission synchrotron (pointillés bleu clair), de poussière (ligne orange) et une composante additionnelle (ligne bleu foncé), de poussière (à gauche) ou de synchrotron (à droite). La ligne rouge représente la somme des trois contributions. Les figures sont tirées de Macias-Perez et al. (2010).

de manière statistiquement significative le modèle (cf. figure 8.3).

Il est aussi important de noter que l'émission du Crabe diminue au cours du temps, à un taux de $-0.167\% \pm 0.015\%$ ans⁻¹ (Aller & Reynolds, 1985). Etant donné l'intervalle de temps des mesures Planck, il n'est pas possible de tester cette évolution; dans la suite, on appliquera cette correction à toutes les mesures pour obtenir des densités de flux équivalentes 2013.

8.1.2 Emission polarisée

L'émission synchrotron, dominante aux fréquences considérée, génère de la polarisation perpendiculairement au champ magnétique lui donnant naissance; le Crabe est par conséquent fortement polarisé. Dans l'optique d'utiliser le Crabe pour calibrer Planck, sa polarisation a été étudiée en utilisant le télescope de 30 m de l'IRAM avec l'instrument XPOL (Thum *et al.*, 2008), à une fréquence de 90 GHz (Aumont *et al.*, 2010).



Figure 8.4: Mesures du degré de polarisation (à gauche) et de l'angle de polarisation (à droite) du Crabe par l'IRAM à 89.189 GHz, en degrés pour α et en % pour Π . La croix indique la position du pulsar, et les contours l'intensité polarisée pour α , et l'intensité pour Π . Figure tirée de (Aumont et al., 2010).

Les résultats de ces mesures montrent un degré de polarisation élevé, pouvant atteindre ~ 20%, et variant fortement au sein de la source. Une fois convoluées par un lobe de 5 – 10', le degré de polarisation du Crabe est de l'ordre de 8%. L'orientation de la polarisation est elle relativement constante, autour de 150°, ce qui est cohérant avec la présence d'un unique champ magnétique accelerant les particules. Les figures 8.5 et 8.4 montrent ces mesures.

Puisque la polarisation du Crabe est produite par des électrons accelérés dans un champ magnétique uniforme, on peut supposer que le degré de polarisation et son orientation sont indépendants de la fréquence. La stabilité des mesures d'angle sur une très large bande de fréquence confirment la validité de cette hypothèse. Les variations spatiales de degré de polarisation étant importantes, la comparaison pour le degré de polarisation n'a de sens qu'entre expériences de résolution comparables, ce qui est plus difficile à vérifier mais semble raisonnable. Le tableau 8.1 récapitule ces mesures.

8.1.3 Géométrie du Crabe

L'émission du Crabe s'étend sur une surface d'environ $5' \times 5'$, ce qui est du même ordre de grandeur que la résolution Planck ; on ne pourra donc pas le traiter comme une source ponctuelle. De plus, son émission polarisée ne suit pas celle de l'intensité (*cf.* fi-



8. LA NÉBULEUSE DU CRABE VUE PAR PLANCK HFI

Figure 8.5: Mesures de I, Q, U et $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ du Crabe par l'IRAM à 89.189 GHz, en température d'antenne (K). La croix indique la position du pulsar. Figure tirée de Aumont et al. (2010).

			Degré de	
Fréquence	Résolution	Orientation	polarisation	Réference
(GHz)			(%)	
109	_	$155.79^\circ\pm1.37^\circ$	_	Weisskopf et al. (1978)
94	13'	$148.9^{\circ}\pm0.7$	7.13 ± 0.43	Weiland $et \ al. \ (2011)$
90	10'	$153.7^{\circ}\pm0.4^{\circ}$	7.7 ± 0.2	Aumont $et al.$ (2010)
90	35″	$153.7^{\circ}\pm0.4^{\circ}$	15.6 ± 0.2	Aumont $et al.$ (2010)
33	90″	$154.8^\circ\pm2.0^\circ$	16 ± 1.0	Flett & Henderson (1979)

 Table 8.1: Mesures de l'angle et du degré de polarisation du Crabe à différentes fréquences.

gures 8.4 et 8.5), et est à un niveau suffisamment important pour modifier sensiblement la forme de la source suivant l'angle d'observation et la sensibilité de l'instrument à la polarisation ; nous devrons donc en tenir compte lors de nos mesures de densité de flux.

8.2 Le crabe vu par Planck HFI

8.2.1 Extraction des densités de flux

Les mesures de densité de flux du Crabe pour cette étude utilisent la méthode décrite dans la section 6 à partir des données temporelles. Etant donné l'extension du Crabe, il n'est néamoins pas possible d'ajuster les données directement par le lobe, j'ai donc choisi d'ajuster les données par un modèle étant la convolution du lobe par la carte IRAM à 90 GHz du Crabe (ajustement IRAM/lobe dans la suite). Afin de vérifier la validité de ce modèle, les résultats sont comparés à un ajustement par une gaussienne elliptique.

Ajustement IRAM/lobe

En utilisant les cartes du Crabe de l'IRAM, on peut modéliser les données comme la convolution de la forme du Crabe et du lobe des détecteurs. En raison de sa polarisation, la forme du Crabe observé par un détecteur dans une direction de balayage donnée dépend cependant de l'efficacité de polarisation du détecteur et de l'angle de balayage. Il faut donc construire, pour chaque détecteur et chaque angle de passage, une nouvelle carte à partir des cartes (I, Q, U) de l'IRAM :

$$Crab_d^{IRAM}(\Psi) = I_{IRAM} + \rho \left(Q_{IRAM} \cos 2\Psi + U_{IRAM} \sin 2\Psi \right).$$
(8.1)

Les données peuvent alors s'écrire sous la forme :

$$m_{i,d}(x,y,\Psi) = A \times \left(B * Crab_d^{IRAM}(\Psi)\right)(x,y) + P(a,b,c)(x,y) + n_i, \tag{8.2}$$

avec P(a, b, c) un plan permettant d'estimer le fond, et l'on peut reconstruire la densité de flux du Crabe

$$\Phi_d(\Psi) = A \times \Omega_{(B*Crab)} \tag{8.3}$$

où $\Omega_{(B*Crab)}$ est l'angle solide de la convolution du lobe par la carte du Crabe. Pour réaliser la convolution, il est aussi nécessaire de placer le lobe et les cartes IRAM dans



Figure 8.6: Forme du Crabe observée pour deux détecteurs, et deux angles de passage différent, dans le référentiel défini par la direction de balayage du satellite. La colonne de gauche représente le lobe du détecteur (qui par définition, dans ce référentiel ne varie pas pour un même détecteur), celle du milieu la combinaison des cartes (I, Q, U) de l'IRAM pour cet angle de passage, et celle de droite la convolution de la carte par le lobe. On remarque qu'à 353 GHz, la forme intrinsèque du Crabe n'est plus négligeable par rapport à la forme du lobe, et que par conséquent la convolution des deux dépend fortement de la direction de balayage.

un référentiel commun; on choisit ici Dxx, le référentiel définit par la direction de balayage du satellite (x selon le balayage, et y perpendiculairement).

La figure 8.6 montre la variation de la forme du modèle ajusté aux données pour différents détecteurs, différents angles de passage. On constate en particulier que plus la taille du lobe est réduite, plus la convolution lobe/IRAM est dominée par la forme du Crabe, largement asymétrique, et donc diffère en fonction de la direction de passage.

Ajustement par une gaussienne

Dans le cas de l'ajustement par une gaussienne, on modélise les données par une gaussienne elliptique, plus un plan incliné pour estimer le fond, plus du bruit :

$$m_i(x,y) = Gauss(A, x_0, x_0, \sigma_x, \sigma_y, \psi)(x, x) + P(a, b, c)(x, y) + n_i.$$
(8.4)

La densité de flux est donnée par :

$$\Phi_d(\Psi) = 2\pi \times A\sigma_x \sigma_y. \tag{8.5}$$

On peut voir sur la figure 8.7 le résultat de l'ajustement du Crabe par les deux méthodes pour un détecteur, un passage. Les résultats peuvent varier selon les détecteurs jusqu'à ~ 5%, mais l'analyse des résidus et du χ^2 ne permet pas de conclure sur la méthode à privilégier.

8.2.2 Mesures individuelles

La figure 8.8 montre les mesures individuelles, par détecteur et par passage, du Crabe, pour l'ensemble des détecteurs HFI et quatres passages sur le Crabe. Les deux méthodes d'estimation de la densité de flux sont représentées. Ces mesures appellent à plusieurs remarques :

- l'estimation par ajustement d'une gaussienne est systématiquement plus élevée que dans le cas de l'ajustement du modèle IRAM/lobe; ce résultat est indépendant des données et se retrouve si l'on ajuste directement le modèle IRAM/lobe par une gaussienne.
- Pour les PSB, l'accord entre les passages 1/3 et 2/4, pour lesquels l'angle de passage est le même, l'accord est bon.



Figure 8.7: Ajustement du Crabe par le modèle IRAM/lobe (en haut) et par une gaussienne (en bas). L'ensemble des échantillons sont représentés en haut à gauche. Les trois cartes (en haut au centre, en haut à droite, en bas à droite) montrent respectivement les données, les échantillons correspondant au modèle et les résidus projetés sur une carte pixelisée à 2'. L'échelle de la carte des résidus va de -1% à 1% de l'amplitude du Crabe. En bas au centre, sont représentés les données, le résultat de l'ajustement et les résidus dans le domaine temporel.

- Pour les SWB, l'accord entre les quatres passages est bon.
- Pour les PSB d'une même fréquence, on remarque les différences liées aux angles des détecteurs dans le plan focal.

Ce qui nous intéresse ici est d'évaluer les paramètres de Stokes (I, Q, U) du Crabe à partir de ces mesures individuelles.

8.2.3 Paramètres de Stokes du Crabe

A partir des mesures individuelles par détecteur, on reconstruit les paramètres de Stokes (I, Q, U) du Crabe pour chaque fréquence, chaque passage. A 545 GHz et 857 GHz, les détecteurs ne sont pas sensibles à la polarisation et on ne reconstruit que l'intensité du Crabe comme la moyenne des mesures des détecteurs. Jusqu'à présent, toutes les mesures ont été réalisées avec la convention IRAM $\nu I(\nu) =$ constante pour la densité d'énergie spectrale ; il est donc nécessaire d'appliquer une correction couleur pour tenir compte de la bande-passante spectrale de chaque détecteur (*cf.* section 6.3). On considèrera pour cela un indice spectral constant déterminé sur les donné (voir par la suite), qui nous permet de calculer la correction couleur à appliquer à chaque mesure individuelle, avant de ré-estimer les valeurs de (I, Q, U). La figure 8.9 représente les coefficients de correction couleur pour des indices spectraux entre -0, 3 et -0, 4. Une erreur sur l'estimation de l'indice spectral aurait un impact limité (de l'ordre du pourmil). La correction couleur en revanche est loin d'être négligeable et peut aller jusqu'à 2% selon les détecteurs.

L'erreur sur les paramètres reconstruit est estimée en deux temps. Dans un premier temps, on utilise la matrice de covariance des paramètres $(A^t N^{-1}A)^{-1}$ evaluée pour inverser le sytème

$$\Phi = AS + n \tag{8.6}$$

où S = (I, Q, U), et *n* est l'erreur associée aux mesures individuelles de flux Φ . Cette estimation est néanmoins purement statistique et ne dépend que de l'erreur sur les mesures de flux. L'analyse des résidus $\Phi - AS$ nous permet de constater que cette erreur est sous-estimée, notamment en raison d'effets systématiques affectant les détecteurs. On se propose donc de re-éstimer l'erreur sur les paramètres de Stokes en ré-écrivant notre système

$$\Phi = AS + n' \tag{8.7}$$



Figure 8.8: Mesures individuelles de densité de flux du Crabe. Les ronds (carrés) représentent les valeures mesurées par l'ajustement du modèle IRAM/lobe (ajustement gaussien), alors que les différentes couleurs représentent les quatres passages.



Figure 8.9: Facteurs de correction couleur à appliquer pour chaque détecteur en raison des différences de bande-passantes pour le Crabe pour des indices spectraux $\beta = -0, 3; -0, 35; -0, 4.$

avec n' une erreur qui tient compte non seulement de l'erreur statistique sur chacune des mesures mais aussi des effets systématiques évalués sur les résidus. En raison du faible nombre de mesures, étudier la statistique des résidus n'est pas possible et on se contentera de supposer pour n' une distribution gaussienne dont la variance est donnée par l'addition en quadrature de l'erreur statistique n et de la déviation standard des résidus

$$\sigma' = \sqrt{\sigma^2 + \text{std(res)}}.$$
(8.8)

L'erreur sur (I, Q, U) est alors donnée par $(A^t N'^{-1} A)^{-1}$. La corrélation entre les paramètres étant faible (< 5%), on prendra

$$\sigma_{I,Q,U} = \sqrt{\operatorname{diag}((\mathbf{A}^{\mathrm{t}}\mathbf{N}^{\prime-1}\mathbf{A})^{-1})}.$$
(8.9)

8.3 Résultats

8.3.1 Choix de la méthode

On a vu que l'ajustement du Crabe par un gaussienne ou par la convolution des cartes IRAM par le lobe pouvait donner des résultats significativement différents (jus-



Figure 8.10: Ecart relatif des flux du Crabe mesurés par passage. La dispersion des flux entre les passages est de l'ordre de 1-2%, de manière cohérente avec l'erreur estimée. On remarque dans le cas de l'ajustement par le modèle IRAM/Lobe un effet systématique lié à l'orientation du passage discuté dans le texte.

qu'à 5% à 100 GHz). Pour la suite de ce chapitre, on choisira de présenter les résultats utilisant la méthode IRAM/lobe, qui sont moins susceptibles d'être biaisés, puisqu'ils tiennent compte de la forme de la source. La comparaison avec les estimations de densité de flux du Crabe (que ce soit sur les cartes ou dans le domaine temporel) d'autres membres de la collaboration montre un bon accord entre la méthode IRAM/lobe et la photométrie d'ouverture (qui ne dépend pas de la forme de la source), alors que l'ajustement par une gaussienne donne des résultats différents; ce résultat vient appuyer le choix effectué.

8.3.2 Intensité

Accord entre les passages

La stratégie d'observation de Planck permet d'observer le Crabe environ tous les six mois, avec des angles de passages décalés de 14°. On cherche à estimer la cohérence entre les mesures réalisées pour les différents passages. La figure 8.10 montre l'écart relatif entre les mesures par passage et les mesures absolues par passage sont données en annexe C dans le tableau C.1. Cet écart est faible et en accord avec les barres d'erreur estimés à basse fréquence, et augmente pour les plus hautes fréquences (de l'ordre de 1-2% à 857 GHz).

Par ailleurs, pour les mesures faites en utilisant le modèle IRAM/lobe, il existe un décalage entre les mesures des passages 1/3 et 2/4 (chacun de ces couples de passage est fait avec le même angle d'observation). Cet effet systématique est sans doute lié à l'erreur faite sur la forme du modèle ajusté (convolution de la carte IRAM et des lobes des détecteurs) par rapport à la forme réelle. En particulier, on a supposé que la forme du Crabe, mesurée par l'IRAM à 90 GHz, était constante jusqu'à 857 GHz; les écarts entre les différents passages indiquent que cette hypothèse n'est pas tout à fait valide. Dans le cas de l'ajustement gaussien, aucune supposition n'est faite sur la forme de la source et la différence de forme entre les passages 1/3 et 2/4 est absorbée dans la gaussienne, ce qui explique le meilleur accord.

Sur l'argument de la cohérence entre les passages, il faudrait donc préférer l'ajustement gaussien au modèle IRAM/lobe. On a cependant vu précedemment que l'ajustement par une gaussienne était lui aussi biaisé et aboutissait à une mesure surestimée de la densité de flux. Dans la suite de l'analyse, on considérera comme mesure Planck HFI la valeure déterminée en utilisant tous les passages, et on incluera dans l'erreur la dispersion des mesures pour chaque passage.

100 GHz - 353 GHz

On a vu que l'emission en intensité du Crabe dans cette gamme de fréquence pouvait être modélisée par une simple loi de puissance d'indice spectral constant permettant de décrire l'emission synchrotron :

$$\Phi(\nu, t) = A \left(\frac{\nu}{1 \text{GHz}}\right)^{\beta}.$$
(8.10)

On cherchera donc à déterminer à partir des données les deux coefficients (A, β) .

On trouve des valeurs de $\beta = -0.397 \pm 0.003$ pour les données *Gaussienne* et de $\beta = -0.377 \pm 0.002$ pour les données *IRAM/lobe*, sensiblement différentes de la valeur $\beta = -0.296 \pm 0.005$ trouvée par Macias-Perez *et al.* (2010) en utilisant une combinaison de mesures entre 1 GHz et 100 GHz (*cf.* figure 8.11). En ajoutant les données WMAP, Archeops et IRAM, la dispersion des mesures (entre les instruments, mais aussi entre les différentes méthodes utilisées pour l'extraction du flux avec un même instrument) est importante et semble permettre une variation importante de l'indice spectral. Les

mesures WMAP 7 sont en meilleur accord avec Planck HFI que la ré-évaluation des données WMAP par Macias-Perez *et al.*. On utilisera donc ces données pour la suite. Le tableau 8.2 récapitule les résultats de l'ajustement des données du Crabe par une loi de puissance.

$1~\mathrm{GHz}$ - $500~\mathrm{GHz}$

Si on élargit l'analyse en incluant les mesures depuis 1 GHz, il devient impossible d'ajuster de manière satisfaisante l'ensemble des données par une loi de puissance d'indice spectral constant (χ^2 /dof = 2.58). La première extension à une loi de puissance à indice spectral constant que l'on peut envisager est un indice spectral variable paramétrisé de la manière suivante :

$$\beta(\nu) = \beta_0 + \frac{d\beta}{d\log(\nu)}\log(\nu), \qquad (8.11)$$

qui permet d'améliorer sensiblement l'ajustement ($\chi^2/dof = 0.72$). Les paramètres de l'ajustement sont donnés dans le tableau 8.3 et la figure 8.12 montre ces ajustements.

1 GHz - 10^6 GHz

Ajoutons maintenant les mesures au-delà de 500 GHz et jusqu'à 10⁶ GHz (*cf.* figure 8.13). Il est intéressant de noter que l'ajustement réalisé uniquement à basse fréquence n'est pas loin d'expliquer le comportement à très haute fréquence par une unique contribution synchrotron dont l'indice spectral serait variable. Malheureusement un tel modèle ne permet pas d'expliquer les mesures aux fréquences intermédiaires par une simple contribution de poussière modélisée par un corps gris (χ^2 /dof = 6.12, avec $\beta = 1.3$ et T = 62 K). La contribution majeure à ce mauvais ajustement provient de la mesure à 25×10^3 GHz, qui est à plus de 10σ du modèle.

8.3.3 Polarisation

Accord entre les passages

De la même manière que pour l'intensité, il est intéressant de comparer les différents passages. Ici aussi, l'accord entre les passages est cohérent avec les barres d'erreur, en dépit d'un effet systématique résiduel lié à l'orientation d'observation. L'ensemble des mesures est récapitulé sur la figure 8.14 et dans le tableau C.2 en annexe C.



Figure 8.11: Densité d'énergie spectrale du Crabe mesurée par Planck HFI, WMAP, Archeops et l'IRAM entre ~ 20 GHz et 353 GHz. Les lignes bleu et rouge représentent le résultat de l'ajustement d'une loi de puissance sur les données Planck HFI (indices spectraux respectifs de -0.397 ± 0.003 et -0.377 ± 0.002) alors que la ligne pointillé est une loi de puissance d'indice spectral -0.296 ± 0.006 correspondant à l'ajustement effectué dans Macias-Perez et al. (2010) sur plusieurs jeux de données extérieurs (dont WMAP et Archeops). Les données WMAP sont issues de Macias-Perez et al. (2010) et Weiland et al. (2011), celles d'Archeops de Désert et al. (2008), et celles de l'IRAM de Aumont et al. (2010).

Données	β	A
HFI (Gaussienne)	-0.397 ± 0.003	1435 ± 25
HFI (IRAM/lobe)	-0.377 ± 0.002	1270 ± 15
Macias-Perez et al. (2010)	-0.296 ± 0.004	973 ± 19

Table 8.2: Ajustement de la densité d'énergie spectrale du Crabe par une loi de puissance $\Phi(\nu) = A \times (\nu/1 \text{ GHz})^{\beta}$ sur les données Planck HFI. La dernière ligne du tableau donne à titre comparatif les résultats obtenus sur des données entre 1 GHz et 100 GHz.
Ajustement	A β		$d\beta/d\log(u)$	
Indice spectral constant	1046 ± 15	-0.338 ± 0.003	-	
Indice spectral variable	926 ± 22	-0.250 ± 0.014	-0.013 ± 0.002	

Table 8.3: Ajustement de la densité d'énergie spectrale du Crabe entre 1 GHz et 500 GHz par une loi de puissance $\Phi(\nu) = A \times (\nu/1 \text{ GHz})^{\beta}$ ou par une loi de puissance d'indice spectral variable $\Phi(\nu) = A (\nu/1 \text{ GHz})^{\beta_0 + d\beta/d \log(\nu) \times \log(\nu)}$.



Figure 8.12: Densité spectrale d'énergie du Crabe entre 1 GHz et 500 GHz. Les deux ajustement proposés sont une loi de puissance d'indice spectral constant $\Phi(\nu) = A \ (\nu/1 \text{ GHz})^{\beta}$ (en jaune) et une loi d'indice spectral variable $\Phi(\nu) = A \ (\nu/1 \text{ GHz})^{\beta_0 + d\beta/d \log(\nu) \times \log(\nu)}$ (en vert), dont les paramètres sont données dans le tableau 8.3.



Figure 8.13: Densité spectrale d'énergie du Crabe entre 1 GHz et 10⁶ GHz. La ligne en pointillé verte est l'ajustement des données entre 1 GHz et 500 GHz par une loi de puissance d'indice spectral variable décrite précédemment. La ligne en pointillé jaune est l'ajustement, entre 1 GHz et 10⁶ GHz, par une loi de puissance d'indice spectral variable plus une contribution de poussière modélisée par un corps gris ($S_{\nu} \propto B_{\nu}(T) \times \nu^{\beta}$ avec $\beta = 1.3$ et T = 62 K). Ce modèle ne permet pas de décrire convenablement tous les points (χ^2 /dof = 6.12), en particulier en raison du point à 25 × 10³ GHz.



Figure 8.14: Mesures polarisées du Crabe entre 100 GHz et 353 GHz par Planck HFI. Les six panneaux représentent respectivement, de gauche à droite et de haut en bas, l'intensité I, l'intensité polarisée $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ et les paramètres de Stokes Q et U en Jy, le degré de polarisation P/I et l'angle de polarisation $\arctan(Q/U)/2$. Chacun de ces paramètres est mesuré pour quatre passage sur le Crabe. On remarquera l'excellent accord entre les passages 1/3 d'une part et les passages 2/4 d'autre part (qui correspondent aux passages avec des angles d'observations proches), mais le léger désaccord entre ces deux groupes de passages, du à des effets systématiques non pris en compte.



Figure 8.15: Degré de polarisation et orientation du Crabe mesurés par HFI, WMAP (Weiland et al., 2011) et l'IRAM (Aumont et al., 2010). L'angle est donné en coordonnées écliptiques.

Comparaison avec d'autres mesures

La polarisation du Crabe n'a pas été étudiée aussi intensivement que son intensité, et nous n'avons donc que peu de mesures auxquelles se comparer. Qui plus est, l'émission polarisée étant localisée au centre de la nébuleuse et diminuant rapidement en s'en écartant, la résolution de l'instrument affecte fortement la mesure du degré de polarisation. On comparera donc uniquement les résultats de Planck HFI aux résultats obtenus par Aumont *et al.* (2010) avec le telescope de l'IRAM à 90 GHz et de Weiland *et al.* (2011) avec WMAP à 94 GHz. Pour cette comparaison, on choisira d'exprimer les angles en coordonnées écliptiques en convertissant les valeurs de (Q, U) Planck.

HFI observe un déficit de polarisation par rapport aux mesures de l'IRAM, et dans une moindre mesure par rapport à celles de WMAP, en particulier à 353 GHz ($6.58 \pm 0.22 \%$). La variation de l'angle de polarisation est importante (environ 5° entre 100 GHz et 353 GHz) et il existe une légère tension entre les mesures HFI et IRAM ($\leq 3.5\sigma$). Les barres d'erreurs indiquées ici pour HFI n'incluent cependant pas les erreurs de calibrations absolues, de l'ordre de 0.2% pour l'efficacité de polarisation et de 1° pour l'orientation, d'après les mesures effectuées au sol.

8.4 Conclusions

Les résultats présentés ici sur l'émission en intensité de la nébuleuse du Crabe mesurée par HFI sont en désaccord avec le modèle proposé par Macias-Perez *et al.* (2010) (deux contributions synchrotron à basse et haute fréquence plus une contribution de poussière aux fréquences intermédiaires). En particulier, l'hypothèse de modélisation des données par une unique loi de puissance d'indice spectral constant entre 1 et 500 GHz est écartée par les mesures de HFI. En revanche, une loi de puissance d'indice spectral variable permet d'ajuster les données de manière satisfaisante dans cet intervalle de fréquence, et cette même loi de puissance, ajustée à basse fréquence, n'est pas incompatible avec les données à très haute fréquence (malgré une légère tension). Cependant, l'excès d'émission entre 500 et 1000 GHz ne peut alors plus être expliqué par un corps gris (principalement en raison d'une mesure à plus de 10σ du modèle).

En polarisation, les valeurs mesurées sont en accord avec WMAP, même si le degré de polarisation observé par HFI est légèrement plus faible. L'angle de polarisation varie de l'ordre de 3σ entre les fréquences mais reste compatible avec la mesure WMAP. Les erreurs associées à notre mesure sont dominées par les écarts observés entre les différents passages et sont de l'ordre de 1 à 5% sur le degré de polarisation et du degré pour l'angle de polarisation. Ces valeurs ne permettent actuellement pas une calibration absolue des paramètres de polarisation des détecteurs sur le Crabe.

Fréquence	Degré de polarisation	Orientation	Instrument
(GHz)	(%)	(°)	
90	7.7 ± 0.2	149.8 ± 0.4	IRAM
94	7.13 ± 0.43	$148.9 \pm 2.2 (-88.7)$	WMAP
100	6.91 ± 0.15	$146.90 \pm 0.66 (-89.26)$	HFI
143	6.99 ± 0.17	$149.09 \pm 0.68 (88.54)$	HFI
217	6.84 ± 0.17	$153.01 \pm 0.71 (84.62)$	HFI
353	6.58 ± 0.22	$152.52 \pm 0.92 (85.11)$	HFI

Table 8.4: Degré de polarisation et orientation du Crabe mesurés par HFI, WMAP (Weiland et al., 2011) et l'IRAM (Aumont et al., 2010). L'angle est donné en coordonnées écliptiques (et en coordonnées galactiques pour HFI et WMAP entre parenthèses).

8. LA NÉBULEUSE DU CRABE VUE PAR PLANCK HFI

Bibliographie

- ALLER, H. & REYNOLDS, S. (1985). The decrease with time of the radio flux of the crab nebula. *The Astrophysical Journal*, **293**, L73–L75. 8.1.1
- AUMONT, J., CONVERSI, L., THUM, C., WIESEMEYER, H., FALGARONE, E., MACÍAS-PÉREZ, J., PIACENTINI, F., POINTECOUTEAU, E., PONTHIEU, N., PUGET, J. et al. (2010). Measurement of the crab nebula polarization at 90 ghz as a calibrator for cmb experiments. Astronomy and Astrophysics, 514. 8.1.2, 8.4, 8.5, ??, ??, 8.11, 8.15, 8.3.3, 8.4
- DE BOOR, C. (1972). On calculating with b-splines. *Journal of Approximation Theory*, **6**, 50–62. 6.4
- DÉSERT, F.X., MACÍAS-PÉREZ, J., MAYET, F., GIARDINO, G., RENAULT, C., AU-MONT, J., BENOIT, A., BERNARD, J.P., PONTHIEU, N. & TRISTRAM, M. (2008). Submillimetre point sources from the archeops experiment : very cold clumps in the galactic plane. Astronomy and Astrophysics, 481, 411–421. 8.11
- FLETT, A. & HENDERSON, C. (1979). Observations of the polarized emission of taurus a, cas a and cygnus a at 9-mm wavelength. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 189, 867–872. ??
- HESTER, J.J. (2008). The crab nebula : an astrophysical chimera. Annu. Rev. Astron. Astrophys., 46, 127–155. 8.1
- HUFFENBERGER, K.M., CRILL, B.P., LANGE, A.E., GÓRSKI, K.M. & LAWRENCE, C.R. (2010). Measuring planck beams with planets. Astronomy and Astrophysics, 510. 6.4

- MACIAS-PEREZ, J.F., MAYET, F., AUMONT, J. & DÉSERT, F.X. (2010). Global spectral energy distribution of the crab nebula in the prospect of the planck satellite polarization calibration. *The Astrophysical Journal*, **711**, 417. 8.1.1, 8.2, 8.3, 8.3.2, 8.11, **??**, 8.4
- NIETZSCHE, F. (1889). Twilight of the Idols, Maxims and Arrows. 8.1
- PLANCK COLLABORATION (2013a). Planck 2013 results. ix. hfi spectral response. arXiv preprint arXiv :1303.5070. 6.3
- PLANCK COLLABORATION (2013b). Planck 2013 results. vii. hfi time response and beams. arXiv preprint arXiv :1303.5068. 6.4, 6.4
- PLANCK COLLABORATION (2013c). Planck 2013 results. xxviii. the planck catalogue of compact sources. 7
- ROUDIER, G. (2011). Contraintes sur la biréfringence cosmique à partir de l'analyse des données polarisées du fond diffus cosmologique de Planck. Thèse de Doctorat, Université Paris VII. 6.4
- TAUBER, J.A., MANDOLESI, N., PUGET, J.L., BANOS, T., BERSANELLI, M., BOUCHET, F.R., BUTLER, R.C., CHARRA, J., CRONE, G., DODSWORTH, J. et al. (2010). Planck pre-launch status : The planck mission. Astronomy and Astrophysics, 520. II
- THUM, C., WIESEMEYER, H., PAUBERT, G., NAVARRO, S. & MORRIS, D. (2008). Xpolthe correlation polarimeter at the iram 30 m telescope. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 120, 777–790. 8.1.2
- WEILAND, J., ODEGARD, N., HILL, R., WOLLACK, E., HINSHAW, G., GREASON, M., JAROSIK, N., PAGE, L., BENNETT, C., DUNKLEY, J. et al. (2011). Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Planets and celestial calibration sources. The Astrophysical Journal Supplement Series, 192, 19. ??, 8.11, 8.15, 8.3.3, 8.4
- WEISSKOPF, M., SILVER, E., KESTENBAUM, H., LONG, K. & NOVICK, R. (1978). A precision measurement of the x-ray polarization of the crab nebula without pulsar contamination. *The Astrophysical Journal*, **220**, L117–L121. ??

Troisième partie Calibration et effets systématiques

La partie précédente traitait de l'étude de sources compactes avec Planck HFI. Outre l'aspect physique des sources elles-mêmes, ce travail s'intégrait dans une étude des effets systématiques associés à l'étude de la polarisation du rayonnement fossile. En particulier, il découlait du besoin d'observer des sources polarisées dans le cadre du développement d'une méthode de calibration des paramètres de polarisation des détecteurs. Ces aspects seront traités dans cette partie.

Dans le premier chapitre, j'utiliserai les mesures d'une centaine de sources pour étudier la calibration relative des détecteurs de HFI. En particulier, je montrerai que cette calibration relative est incompatible avec la calibration sur le rayonnement fossile, et étudierai l'impact de la forme du lobe et des bandes-passantes sur cette estimation de la calibration.

Le second chapitre sera consacré à une méthode de calibration polarisée; l'intérêt de cette méthode est de permettre d'effectuer cette calibration en utilisant des petites zones du ciel où le signal est (fortement) polarisé mais non connu *a priori*. Je présenterai les résultats obtenus sur simulations, les difficultées rencontrées pour appliquer la méthode aux données. Enfin, face à ces difficultés, je présenterai le principe d'une méthode permettant de fabriquer des cartes polarisées en essayant de s'affranchir des fuites d'intensité vers la polarisation.

Le dernier chapitre sera consacré à la calibration relative des deux canaux haute fréquence de HFI et Herschel SPIRE.

Table des matières

9	Cal	ibration relative à l'aide de sources ponctuelles	169
	9.1	Méthode : comparaison des flux mesurés par les différents détecteurs	169
	9.2	Interprétation des résultats	172
10	Cal	ibration polarisée	179
	10.1	Description de la méthode	179
	10.2	Simulations	185
	10.3	Perspective d'application aux données	189
	10.4	Vers une fabrication de cartes polarisées	190
11	Inte	ercalibration Planck HFI/Herschel SPIRE	201
	11.1	Herschel SPIRE	202
	11.2	Méthode	205
	11.3	Résultats	208
Bi	bliog	raphie	213
Co	onclu	sion	215

9

Calibration relative à l'aide de sources ponctuelles

Dans les deux chapitres précédent, on a étudié des sources compactes observées par HFI. La méthode proposée dans cette analyse permettait de reconstruire les paramètres de polarisation des sources en combinant les mesures de plusieurs détecteurs. Dans ce chapitre, on s'intéressera aux résidus de cette reconstruction, c'est-à-dire à la différence entre les flux mesurées pour chaque détecteur, et les flux attendus en combinant l'ensemble des détecteurs de chaque fréquence, pour évaluer la calibration relative des détecteurs à l'intérieur de chacun des canaux par fréquence. On s'intéressera en particulier à l'impact du modèle de lobe utilisé pour la photométrie, des non linéarités de l'ADC et des bande passantes des détecteurs.

9.1 Méthode : comparaison des flux mesurés par les différents détecteurs

La méthode permettant de reconstruire, pour chaque passage sur une source, les paramètres de Stokes (I, Q, U) de la source a été décrite extensivement dans les chapitres

précédents. On rappellera ici seulement le système que l'on résout :

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \vdots \\ \Phi_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \rho_1 \cos 2 (\alpha_1 + \psi_1) & \rho_1 \sin 2 (\alpha_1 + \psi_1) \\ 1 & \rho_2 \cos 2 (\alpha_2 + \psi_2) & \rho_2 \sin 2 (\alpha_2 + \psi_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \rho_n \cos 2 (\alpha_n + \psi_n) & \rho_n \sin 2 (\alpha_n + \psi_n) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} n_{\Phi_1} \\ n_{\Phi_2} \\ \vdots \\ n_{\Phi_n} \end{pmatrix},$$
(9.1)

où les Φ_i sont les mesures individuelles de chacun des détecteurs, (I, Q, U) les paramètres de Stokes de la source, (ρ_i, α_i) les caractéristiques individuelles des détecteurs, et Ψ_i les angles de passage sur la source.

On s'intéressera maintenant aux résidus liés à la résolution de ce système, à savoir, pour chacun des détecteurs :

$$\operatorname{res}_{d} = \Phi_{d} - \left[I + \rho_{d} \left(Q \cos 2(\alpha_{d} + \Psi) + U \sin 2(\alpha_{d} + \Psi)\right)\right]. \tag{9.2}$$

Il s'agit simplement d'une extension pour les sources polarisées de la différence entre la mesure de flux d'un détecteur et la mesure moyenne de l'ensemble des détecteurs $\Phi_d - \langle \Phi_i \rangle_d$. Dans la suite, on adoptera cette notation $\langle \Phi_i \rangle_d$ pour désigner le flux attendu pour le détecteur *d* à partir des (I, Q, U) déterminés à l'aide de l'ensemble des détecteurs

$$\langle \Phi_i \rangle_d = I + \rho_d \left[Q \cos 2(\alpha_d + \Psi) + U \sin 2(\alpha_d + \Psi) \right]. \tag{9.3}$$

On a choisi pour cette analyse des sources du PCCS, vues à toutes les fréquences HFI (pour pouvoir estimer un indice spectral et appliquer la correction couleur, les bandes-passantes des détecteurs au sein d'une même fréquence pouvant différer significativement), et suffisamment brillantes (le tableau 9.1 donne les valeurs seuils utilisées par fréquence) pour que le rapport signal sur bruit soit élevé. On exclut aussi les sources identifiées comme étendues dans le PCCS, la méthode d'extraction de flux utilisée (l'ajustement par un modèle de lobe) n'étant valable que pour des sources ponctuelles. Pour chacune des fréquences, on a environ 80-90 sources.

Le but ici sera d'analyser les résidus observés de manière statistique en faisant l'hypothèse que les caractéristiques propres des sources pouvant conduire à des désaccords entre les détecteurs (forme, polarisation notamment) seront moyennées. On modélisera l'écart relatif de chacun des détecteurs à la moyenne des détecteurs à cette fréquence

Fréquence (GHz)	100	143	217	353
Flux seuil (Jy)	10	4	10	50

Table 9.1: Flux seuil appliqué pour la détermination à partir des sources ponctuelles dufacteur résiduel de calibration relative entre les détecteur.



Figure 9.1: Facteur de calibration k_d estimé à partir des sources ponctuelles, pour l'ensemble des PSBs de HFI.

par un facteur de calibration¹ k_d

$$\Phi_d = k_d \langle \Phi_i \rangle_d, \tag{9.4}$$

et on cherchera à estimer ce facteur en l'ajustant sur l'ensemble des sources étudiées. On regardera aussi les valeurs moyennes et médianes de $\Phi_d/\langle \Phi_i \rangle_d$ pour vérfication.

Les figures D.1, D.2, D.3 et D.4 en annexe D représentent le rapport des flux mesurés/attendus en fonction du flux attendu, pour l'ensemble des sources et des passages sur chacune des sources (certains des points sont donc corrélés ; il y a en moyenne quatre passages par source). L'ajustement du facteur de calibration k_d donne des valeurs allant jusqu'à quelques %. Les valeurs par détecteur sont données sur la figure 9.1.

9.2 Interprétation des résultats

9.2.1 Lobes

La méthode utilisée pour l'extraction des flux consistant à ajuster directement un modèle de lobe sur les données, une erreur dans le modèle de lobe se traduirait directement dans les résultats observés. Le budget total d'erreur associée à l'angle solide par fréquence donnée dans Planck Collaboration (2013a) est inférieure à 1 % pour les fréquences 100-353 GHz.

Pour vérifier l'impact du modèle de lobe, l'analyse a été faite en utilisant les trois modèles de lobes disponibles et décrit dans le chapitre 6.4 : *B-Spline Beams* (BSB), *StackedBeams* et *Gauss-Hermitte*. Les facteurs de calibration obtenus pour ces trois méthodes sont donnés sur la figure 9.2. Il existe des désaccords entre les méthodes, en particulier entre le modèle Gauss-Hermitte et les deux autres, principalement à 100 GHz. Les écarts observés sont néanmoins faibles par rapport à l'amplitude de l'effet que l'on considère.

9.2.2 Version des données

Cette méthode a été utilisée à chaque version successive des données comme test de l'impact des changement effectués sur la mesure des sources ponctuelles. En particulier,

^{1.} Calibration étant ici à comprendre au sens large; l'origine de ce facteur sera discutée dans la suite.



Figure 9.2: Facteur de calibration k_d estimé à partir des sources ponctuelles, pour l'ensemble des PSBs de HFI, pour les trois modèles de lobes.

la variation de gain apparente due à la non linéarité de l'ADC¹ se traduisait par des écarts significatifs entre les différents passages sur une même source. A partir de la v47 des données, un module permettant d'estimer cette variation de gain, *bogopix*, a été appliqué sur les données pour corriger de cet effet et a sensiblement amélioré l'accord entre les différents passages. Je ne montrerai ici que les résultats sur les versions les plus récentes des données (v51, v53). La figure 9.3 montre la stabilité des résultats obtenus entre ces deux versions. A partir de la version v53, la variation effective de gain a été interprétée comme non-linéarité de l'ADC. Les tentatives de correction de cet effet se traduisent directement sur les résultats obtenus ici, en particulier en terme d'accord entre les différents passages (autrement dit, corriger directement les non-linéarités de l'ADC offre de meilleurs résultats que le modèle adopté par *bogopix* d'une simple variation temporelle du gain), comme le montre la figure 9.4. Elles n'améliorent cependant pas le désaccord global entre les détecteurs.

9. CALIBRATION RELATIVE À L'AIDE DE SOURCES PONCTUELLES



Figure 9.3: Facteur de calibration k_d estimé à partir des sources ponctuelles, pour l'ensemble des PSBs de HFI, pour deux versions successive des données.

9.2.3 Bandes-passantes et corrections couleurs

Pour tenir compte des différences de bande-passantes des détecteurs, on applique une correction couleur aux mesures individuelles de flux. Une mauvaise détermination des bande-passantes, ou de l'indice spectral permettant de calculer cette correction (on a considéré ici que le spectre d'une source dans la bande-passante d'un détecteur pouvait être modélisé par une loi de puissance d'indice spectral constant) aboutirait à un effet similaire à celui observé. La figure 9.5 représente la distribution des indices spectraux utilisées pour la correction couleur. L'impact de la correction couleur sur le facteur de calibration relative déterminé, représenté sur la figure 9.6 peut-être de l'ordre de quelques %, excepté à 100 GHz où les sources présentent un spectre proche de la convention IRAM, et donc nécessitent une correction faible.

Les différences de bande-passantes jouent donc un role important ici, et une mauvaise correction couleur pourrait expliquer une partie des désaccords observés.

^{1.} Analog to Digital Converter



Figure 9.4: Rapport entre le flux mesuré et le flux attendu pour toutes les sources, tous les passages à 100 GHz (il y a généralement quatre passages par source, donc les points représentés ne sont pas indépendants). En haut, sans correction d'ADC mais avec bogopix, en bas, avec correction ADC mais sans bogopix. On peut constater une amélioration de la cohérence entre les passages pour une même source (les points correspondant à une même source sont moins dispersés) en utilisant la correction d'ADC putôt que bogopix. Cependant, la valeur du facteur global reste inchangée.

9. CALIBRATION RELATIVE À L'AIDE DE SOURCES PONCTUELLES



Figure 9.5: Distribution des indices spectraux des sources utilisées.



Figure 9.6: Facteur de calibration k_d estimé à partir des sources ponctuelles, pour l'ensemble des PSBs de HFI, avec et sans correction couleur.

9.2.4 Conclusion

On a montré ici que la cohérence entre les mesures de chacun des détecteurs au sein d'une fréquence sur les sources ponctuelles était de l'ordre du pourcent, alors que la calibration relative, sur le CMB, est de l'ordre de la fraction de pourcent, bien trop faible pour expliquer ce que l'on observe. L'influence des modèles de lobe sur l'extraction des flux a été étudiée et ne semble pas en mesure d'expliquer de tels écarts. De plus, cet effet ne semble pas se résorber au fur et à mesure des versions de données, pour lesquelles ont notamment été améliorées la détermination des fonctions de transfert/constantes de temps des bolomètres, la compréhension et le traitement des variations de gain/non-linéarités de l'ADC. L'impact des bande-passantes est lui plus important. Ne pas prendre en compte les différences de bande passantes entre les détecteurs aboutit à des différences relatives de l'ordre de quelques pourcent pour les sources considérées. La correction couleur appliquée pour traiter ce problème permet de résorber une partie de cet écart, mais pas l'intégralité. Cette correction n'est cependant pas aisée, puisqu'elle suppose que l'on connaisse d'une part la forme des bande passantes de chacun des détecteurs, et d'autre part la dépendance spectrale des sources; on peut envisager que la correction appliquée ici ne soit pas suffisante, et que l'écart résiduel observé dans la calibration relative des détecteurs en soit le résultat.

Cet effet, qui a été observé sur d'autres sources, telles que les planètes ou le Crabe, par d'autres membres de la collaboration, n'est pas encore pleinement compris et remet en question la calibration des paramètres de polarisation des détecteurs à partir de sources compactes.

10

Calibration polarisée

Dans le chapitre précédent, on a vu que l'utilisation de sources ponctuelles pour réaliser la calibration polarisée était délicate, étant donnée l'ampleur des écarts observées sur la calibration relative non polarisée des détecteurs. Je m'attacherai ici à décrire une méthode de calibration polarisée à partir de zones réduites du ciel, ne nécessitant *a priori* pas de connaissance du signal observé. Cette méthode itère entre la construction de cartes et la calibration, par minimisation d'une fonction de vraisemblance. Elle a initialement été développée pour être utilisée sur des sources compactes, mais ne suppose rien sur la forme du signal observée, et peut donc être appliquée sur des zones d'émission diffuse polarisée.

Dans un premier temps, je décrirai cette méthode, puis je présenterai les résultats obtenus sur simulation en utilisant des sources ponctuelles. Enfin, je présenterai les difficultés rencontrées pour l'application aux données de cette méthode, principalement liées à l'obligation de combiner plusieurs détecteurs pour reconstruire le signal polarisé, et exposerai les principes d'une méthode de fabrication de cartes polarisées par détecteur en cours de développement.

10.1 Description de la méthode

10.1.1 Modélisation des données

Les données temporelles mesurées par un détecteur peuvent être modélisées par une combinaison linéaire du signal polarisé (I, Q, U) dépendant des caractéristiques intrinsèques du détecteur (gain, efficacité de polarisation et orientation dans le plan focal, bruit) et de la stratégie d'observation du satellite (direction et orientation du plan focal par rapport au référentiel dans lequel les paramètres de Stokes sont définis). En supposant une pixelisation du ciel, cette mesure peut s'écrire sous la forme

$$m_{i,d} = g_d \left[I_{p_i} + \rho_d \left(\cos 2 \left(\alpha_d + \psi_i \right) Q + \sin 2 \left(\alpha_d + \psi_i \right) U \right) \right] + n_{i,d}$$
(10.1)

où les indices d font référence au détecteur considéré, les indices i font référence au numéro d'échantillon et p_i au pixel observé. La rotation permettant de passer du référentiel du bolomètre au référentiel de mesure de (Q, U) est ici décomposée en deux parties - la rotation du référentiel de mesure du bolomètre au référentiel du plan focal, et la rotation du référentiel du plan focal au référentiel de mesure de (Q, U) - afin de faire apparaître clairement les trois catégories de variables qui interviennent dans la mesure :

- le signal I, Q, U que l'on ne connaît pas a priori,
- les caractéristiques des détecteurs g_d, ρ_d, α_d , que l'on cherche à calibrer,
- le pointage p_i, ψ_i que l'on supposera ici connu.

On peut réécrire cette équation sous forme matricielle :

$$m = AS + n \tag{10.2}$$

où m est un vecteur contenant l'ensemble des mesures de tous les détecteurs, S est un vecteur contenant le signal (I, Q, U) pour l'ensemble des pixels, et A est la matrice contenant toute l'information sur l'instrument et le pointage. Chaque ligne de A ne contient que des 0, sauf les trois éléments correspondant au pixel observé, qui sont de la forme :

$$\begin{pmatrix} g_d & g_d \rho_d \cos 2\left(\alpha_d + \psi_i\right) & g_d \rho_d \sin 2\left(\alpha_d + \psi_i\right) \end{pmatrix}$$
(10.3)

On peut explicitement séparer les caractéristiques des détecteurs du pointage en exprimant la partie non nulle de la matrice A comme le produit d'un vecteur de calibration K et d'une matrice de rotation R tels que :

$$K = \begin{pmatrix} g_d \\ g_d \rho_d \cos 2\alpha_d \\ g_d \rho_d \sin 2\alpha_d \end{pmatrix}$$
(10.4)

 et

$$R = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0\\ 0 & \cos 2\psi_i & \sin 2\psi_i\\ 0 & -\sin 2\psi_i & \cos 2\psi_i \end{pmatrix}$$
(10.5)

ce qui nous permet de réécrire les données comme :

$$m = K^t R S + n \tag{10.6}$$

J'utiliserais dans la suite alternativement ces deux notations (10.2 et 10.6) selon la nécessité de faire apparaître explicitement ou non les paramètres de calibration.

Le χ^2 de ce système s'écrit :

$$\chi^2 = (m - AS)^t N^{-1} (m - AS) \tag{10.7}$$

avec N la matrice de corrélation du bruit. Dans le cas général, cette matrice n'a pas nécessairement une forme simple. Dans notre cas, nous ferons deux hypothèses pour simplifier l'expression du χ^2 :

- on suppose que le bruit n'est pas corrélé entre les différents détecteurs,
- on suppose que le bruit est blanc (ce n'est pas le cas, principalement à cause du bruit 1/f, que l'on traitera dans la section 10.1.2.2).

Dans notre problème, les inconnues sont le signal S et les caractéristiques des détecteurs K. En minimisant le χ^2 par rapport à chacune de ces variables, on arrive à reconstruire à la fois le signal (fabrication de cartes) et les caractéristiques des détecteurs (calibration). En pratique, on minimisera alternativement le χ^2 par rapport au signal/à la calibration en supposant la calibration/le signal connu, en partant des caractéristiques des bolomètres mesurés au sol avant le lancement du satellite.

10.1.2 Fabrication de cartes

10.1.2.1 Projection

La minimisation du χ^2 par rapport au signal nous donne une estimation du signal et de sa matrice de covariance :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial S} = 0 \tag{10.8}$$

$$2A^t N^{-1} (m - AS) = 0 (10.9)$$

$$A^{t}N^{-1}AS = A^{t}N^{-1}m (10.10)$$

$$S = (A^{t} N^{-1} A)^{-1} A^{t} N^{-1} m \qquad (10.11)$$

Pour un pixel p donné et un bruit blanc non-correlé de variance $\sigma_d^2 = 1/w_d$, la

quantité $A^t N^{-1}m$ correspond au vecteur :

$$\left(\begin{array}{c} \sum_{i,d} g_d w_d m_{i,d} \\ \sum_{i,d} g_d w_d \rho_d \cos 2 \left(\alpha_d + \psi_i\right) m_{i,d} \\ \sum_{i,d} g_d w_d \rho_d \sin 2 \left(\alpha_d + \psi_i\right) m_{i,d} \end{array}\right)$$
(10.12)

et la matrice de covariance $A^t N^{-1} A$ (on remarquera qu'elle est symétrique par construction) :

$$\begin{pmatrix} \sum_{i,d} w_d g_d^2 & \sum_{i,d} w_d g_d^2 \rho_d \cos 2(\alpha_d + \psi_i) & \sum_{i,d} w_d g_d \rho_d \sin 2(\alpha_d + \psi_i) \\ & \sum_{i,d} w_d g_d^2 \rho_d^2 \cos^2 2(\alpha_d + \psi_i) & \sum_{i,d} w_d g_d^2 \rho_d^2 \cos 2(\alpha_d + \psi_i) \sin 2(\alpha_d + \psi_i) \\ & \ddots & \ddots & \sum_{i,d} w_d g_d^2 \rho_d^2 \sin^2 2(\alpha_d + \psi_i) \end{pmatrix}$$
(10.13)

Ces deux quantités s'interprètent aisément dans le cas non polarisé, où $A^t N^{-1}m$ se réduit à la somme des mesures dans le pixel, pondérées par le niveau de bruit et le gain des détecteurs, et $A^t N^{-1}A$ au nombres de mesures dans ce pixel. Le signal reconstruit est simplement la moyenne des mesures dans le pixel. Dans le cas polarisé, il faut inverser la matrice de covariance pour estimer le signal.

En pratique, on construit $A^t N^{-1}m$ et $A^t N^{-1}A$ et on résout le système linéaire

$$(A^t N^{-1} A)S = A^t N^{-1} m aga{10.14}$$

pour chaque pixel.

10.1.2.2 Destriping

La projection des données temporelles sur une carte nécessite une estimation de la matrice de covariance du bruit. Dans le cas général, cette matrice n'est pas triviale, ce qui complique la projection. L'hypothèse de bruit blanc permet de simplifier le problème, mais cette hypothèse n'est généralement pas valable, en particulier à cause de la partie basse fréquence du bruit. ¹ On peut néanmoins s'affranchir du bruit basse

^{1.} L'électronique de lecture des détecteur introduit du bruit à basse fréquence, que l'on appelle généralement bruit 1/f, en raison de son comportement spectral. La figure 10.1 montre un exemple de spectre de bruit pour un détecteur de Planck HFI, faisant clairement apparaître la partie 1/f du bruit à basse fréquence, puis un plateau de bruit blanc au-delà de la fréquence de coude.



Figure 10.1: Spectre de bruit du bolomètre 143-5 de Planck HFI (Ade et al., 2011b).

fréquence dans la matrice de covariance du bruit en considérant que sur l'échelle de temps d'un anneau, ses variations sont négligeables. On peut donc faire l'approximation que le bruit basse fréquence introduit un *offset* constant par anneau dans les données, et ainsi les modéliser de la façon suivante :

$$m = AS + PO + n \tag{10.15}$$

où O est un vecteur contenant un facteur de décalage par anneau et par détecteur, P la matrice permettant d'associer le bon anneau à chaque échantillon, et n la partie blanche du bruit.

Le χ^2 s'écrit maintenant :

$$\chi^{2} = (m - AS - PO)^{t} N^{-1} (m - AS - PO)$$
(10.16)

et l'estimateur du signal devient :

$$S = \left(A^{t} N^{-1} A\right)^{-1} A^{t} N^{-1} \left(m - PO\right)$$
(10.17)

Pour déterminer O, il s'agit maintenant de minimiser le nouveau χ^2 par rapport à O, et on obtient :

$$O = \left(A^{t} N^{-1} A\right)^{-1} A^{t} N^{-1} \left(m - AS\right).$$
(10.18)

Le signal et les *offsets* étant inter-dépendant, une solution est de procéder de manière itérative en déterminant alternativement le signal et les *offsets*. En pratique, on utilise la solution analytique pour le signal afin d'obtenir une expression des *offsets* indépendante du signal :

$$O = \left(P^t N^{-1} Z P\right)^{-1} P^t N^{-1} Z m$$
(10.19)

avec

$$Z = 1 - A \left(A^t N^{-1} A \right)^{-1} A^t N^{-1}.$$
 (10.20)

Cette expression peut se comprendre de la façon suivante :

- l'opérateur Z appliqué à un vecteur d'échantillons fait la différence entre chaque échantillon et la moyenne des échantillons du même pixel (pour l'ensemble des anneaux et des détecteurs). En supposant une valeur constante du signal dans un pixel, on obtient donc pour chaque échantillon un *offset* assurant la compatibilité des mesures dans le pixel.
- l'opérateur P permet d'associer à chaque échantillon l'anneau correspondant, donc P^t appliqué à un vecteur d'échantillons donne pour chaque anneau, la somme de tous les échantillons correspondant. Dans notre cas, P^t est appliqué au vecteur Zm et fournit donc un offset par anneau, qui est la moyenne des offsets de tous les échantillons de l'anneau.

Inverser la matrice $(P^t N^{-1} Z P)$ n'est pas trivial pour un nombre de pixel élevé, et on résout plutôt le système

$$(P^t N^{-1} Z P) O = P^t N^{-1} Z m. (10.21)$$

A chaque itération, on reconstruit ainsi le signal en utilisant les *offsets* de l'itération précédente, et on utilise ce signal pour estimer les *offsets*. A condition d'avoir suffisamment de croisement entre les anneaux, la procédure converge rapidement.

10.1.3 Calibration

Une fois déterminés les paramètres de Stokes de la carte et les *offsets*, on peut déterminer les paramètres de calibration des bolomètres. On réalise séparément la détermination des *offsets* et la calibration, donc pour la partie calibration, pour simplifier les notations, on incluera les *offsets* dans la partie signal par une transformation

$$m \longrightarrow m - PO.$$
 (10.22)

A partir de l'expression (10.7) et de l'expression analytique de la carte S (10.11), on peut ré-écrire une expression du χ^2 qui ne dépend plus que des paramètres K que l'on veut calibrer, à travers $A = K^t R$ (cf. (10.4) et (10.5)) :

$$\chi^{2}(K) = const + \left(A^{t}N^{-1}m\right)^{t} \left(A^{t}N^{-1}A\right)^{-1} \left(A^{t}N^{-1}m\right)$$
(10.23)

La minimisation du χ^2 par rapport à chacun des paramètres K permet d'obtenir la solution. Pour effectuer cette minimisation, on peut utiliser l'expression analytique des dérivées du χ^2 par rapport à K pour faciliter la convergence

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial K} = \left[\left(A^t N^{-1} A \right)^{-1} A^t N^{-1} d \right]^t \frac{\partial A^t}{\partial K} N^{-1} \left[\left(A^t N^{-1} A \right)^{-1} A^t N^{-1} d \right].$$
(10.24)

La minimisation du χ^2 étant effectuée par itérations, la carte S est ré-évaluée à chaque itération avec les nouveaux paramètres de calibration K.

10.2 Simulations

Afin de tester la méthode nous avons réalisé des simulations sur des sources ponctuelles polarisées. La méthode est néamoins générale et ne suppose rien sur le signal utilisé, on pourrait utiliser une zone d'emission étendue; le choix d'utiliser des sources ponctuelles est motivé par un souci de simplicité.

10.2.1 Description

Pour cette simulation, nous avons utilisés des sources ponctuelles. On génère des cartes de 1°×1° de pixel 2'×2', centrées sur une source ponctuelle, convoluée par un lobe circulaire gaussien de 5' (voir figure 10.2). A partir de ces cartes, on simule un signal temporel pour chaque détecteur à partir d'un pointage réaliste, avec un rapport signal sur bruit comparable à celui obtenu pour les observations du Crabe (le bruit ajouté est du bruit blanc). On considère deux passages sur chacune des sources, passages pour lesquels l'orientation de balayage diffère de 14°. On utilise quatre détecteurs dont les caractéristiques sont proches des PSBs HFI à 100 GHz (efficacité de polarisation $\rho \sim 0.94$, angles répartis entre 0° et 180°.)



Figure 10.2: Exemple d'une source utilisée pour la simulation, polarisée à 10 %. De gauche à droite, I, Q et U.

10.2.2 Résultats

A partir de ces simulations, on cherchera à évaluer le nombre de sources et leur niveau de polarisation nécessaires pour atteindre la précision souhaitée sur les paramètres de calibration (g, ρ, α) définie dans Rosset *et al.* (2010), c'est à dire une précision relative de 0.15 % sur le gain, de 0.3 % sur l'efficacité de polarisation, et de 0.75° sur l'orientation.

On fera donc un Monte-Carlo sur 1000 réalisations de bruit pour les deux configurations suivantes :

- N sources polarisées à 10 %,
- -5 sources polarisées à n %.

Les figures 10.3 et 10.4 montrent les résultats de la simulation. Le paramètre le plus contraignant est l'efficacité de polarisation. Dans le cas de sources polarisées à 10 %, il en faut au moins 12 pour atteindre la précision souhaitée, alors qu'en utilisant uniquement 5 sources, il faudrait qu'elles soient polarisées à plus de 15 %.

Bien entendu, ces résultats sont obtenus dans le cadre d'une simulation très simple, et sont à analyser en conséquence. En particulier, il est évident qu'il n'y a que très peu de sources suffisemment brillantes et polarisées pour être utilisées directement avec cette méthode. On a choisi ici d'utiliser des sources ponctuelles, pour la simplicité de la simulation, mais cette méthode peut être utilisée sur n'importe quelle zone du ciel dont le signal est polarisé. Qui plus est, en ne considérant ici que des sources ponctuelles, on réduit d'autant plus l'efficacité de la méthode : pour chaque zone considérée, on n'a en fait que trois paramètres (I, Q, U) à mesurer, chacun des pixels contenant la même information. Dans le cas d'une zone d'emission diffuse, où l'angle peut varier, la



Figure 10.3: Simulation du nombre de sources nécessaire pour atteindre la précision requise pour la calibration polarisée. Les trois figures représentent le niveau de précision atteint sur la détermination relative, pour trois détecteurs, d'un des paramètres à calibrer, en fonction du nombre de sources utilisées (les sources sont polarisées à 5 % et d'orientations réparties équitablement entre 0 et π). La ligne bleue représentent la précision fixée par Rosset et al. (2010). En haut à gauche, l'erreur relative sur le gain, en haut à droite, sur l'efficacité de polarisation, et en bas sur l'orientation.



Figure 10.4: Simulation du nombre de sources nécessaire pour atteindre la précision requise pour la calibration polarisée. Les trois figures représentent le niveau de précision atteint sur la détermination relative, pour trois détecteurs, d'un des paramètres à calibrer, en fonction du degré de polarisation des sources (pour 5 sources, d'orientations réparties équitablement entre 0 et π). La ligne bleue représentent la précision fixée par Rosset et al. (2010). En haut à gauche, l'erreur relative sur le gain, en haut à droite, sur l'efficacité de polarisation, et en bas sur l'orientation.

méthode serait d'autant plus efficace.

10.3 Perspective d'application aux données

En dépit de résultats prometteurs sur les simulations, l'application aux données réelles s'est révélée infructueuse pour le moment, pour deux raisons principales. La première est que l'un des intérêts de la méthode présentée, en utilisant de petites zones de ciel, était sa légereté en terme de temps de calcul, notamment par rapport à une approche utilisant le ciel complet. Malheureusement, dans le cas des données réelles, le traitement du bruit basse fréquence pose problème. Ainsi, la détermination des offsets s'est révélée impossible sur de si petites zones de ciel, avec trop peu de recoupement entre les anneaux utilisés. Il faudrait donc envisager une procédure itérative détermination du signal/des offsets/de la calibration qui se ferait alternativement sur le ciel complet pour les offsets et sur des zones réduites pour la calibration. On perdrait alors l'avantage de la légereté de la méthode.

Le deuxième problème, plus fondamental, est lié à la combinaison des détecteurs de bande-passantes différentes. On a jusqu'ici négligé les effets de bande-passantes des détecteurs. En réalité, la mesure d'un détecteur d est donnée par

$$m_d = \int d\nu \ \tau_d(\nu) \left[I(\nu) + \rho \left(Q(\nu) \cos 2\Psi_i + U(\nu) \sin 2\psi_i \right) \right], \tag{10.25}$$

où $\tau(\nu)$ est la bande-passante du détecteur. On peut ensuite décomposer $I(\nu)$ (et Q, U de la même façon) en une somme de contributions dont la dépendance spectrale diffère

$$I(\nu) = \sum_{c} f_c(\nu) I_c \tag{10.26}$$

où I_c correspond à l'intensité de la composante c à la fréquence centrale du détecteur, et $f_c(\nu)$ sa dépendance spectrale. En adoptant cette notation, pour un signal non polarisé on peut ré-écrire la mesure du détecteur comme

$$m_d = \sum_c a_{dc} I_c, \tag{10.27}$$

où les coefficients a_{dc} sont donnés par

$$a_{dc} = \int d\nu \ \tau_d(\nu) f_c(\nu). \tag{10.28}$$
On s'est contenté ici du cas non polarisé, mais on peut aisément étendre le raisonnement au cas polarisé.

Calibrer les détecteurs revient à renormaliser les données de manière à obtenir $a_{dc} = 1, \forall d$ pour une composante c donnée. Dans le cas de Planck, la composante choisie est bien entendue le CMB, et on applique ensuite une correction couleur lorsque l'on s'intéresse à une composante dont la dépendance spectrale est différente. Si l'on ne fait pas cette correction couleur, la combinaison de plusieurs détecteurs aboutit à une fuite de I vers (Q, U).

Dans le cas de la calibration polarisée, on cherche justement à combiner des zones de ciel dont la dépendance spectrale n'est a priori pas connue, et sans un traitement approprié des bande-passantes, les fuites de I vers (Q, U) sont importantes, et en particulier plus importantes que les effets d'une mauvaise détermination de (ρ, α) , ce qui empêche la méthode décrite précédemment de donner des résultats pertinent.

Ces difficultés liées à la combinaison de détecteurs pour extraire le signal polarisé nous ont amené à envisager une autre façon de fabriquer les cartes, de manière à s'affranchir des fuites de température.

10.4 Vers une fabrication de cartes polarisées

La difficulté majeure à laquelle on se heurte pour la calibration des paramètres de polarisation à partir de cartes est la suivante : en raison de l'absence de modulation de la polarisation autre que par la stratégie de balayge (par une lame rotative par exemple), et de la stratégie de balayage de Planck, qui offre pour la majeure partie du ciel que deux angles de passages différents, on ne peut pas reconstruire (I, Q, U) pour un seul détecteur. On est donc obligé de combiner les détecteurs, et les bande-passantes des détecteurs, les formes des lobes etc., induisent des fuites de la température vers la polarisation s'ils ne sont pas maitrisés. En particulier, la calibration des détecteurs est faite pour une forme spectrale donnée, celle du CMB. Or le signal que l'on observe est la somme de contributions ayant des spectres différents, donc on ne peut pas faire la supposition d'un gain constant sur tout le ciel.

Pour éviter ce problème, on peut envisager une méthode permettant de faire directement des cartes de polarisation par détecteur, et en s'affranchissant de la température, en mettant à profit la configuration de HFI. La méthode présentée s'appuie sur une idée de J. Delabrouille et a été développée avec J. Delabrouille, C. Rosset, J-M. Colley et J. Kaplan. Ce travail est en cours et je ne présenterai ici que des résultats préliminaires.

10.4.1 Principe général

On l'a dit précédemment, la stratégie de balayge de Planck n'offre généralement que deux angles de passages différents pour une zone donnée du ciel. On ne peut donc pas reconstruire (I, Q, U). En revanche, on peut choisir le référentiel dans lequel on définit (Q, U) de manière à mesurer, en faisant des sommes et différences du signal, d'une part de l'intensité pure, et d'autre part de la polarisation pure. En particulier, dans le référentiel définit par la bissectrice de l'angle entre les deux orientations définis par l'orientation du polérimètre à chaque passage, on obtient pour chacun des passages :

$$\begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) \\ 1 & \cos(-2\alpha) & \sin(-2\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q' \\ U' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \end{pmatrix}.$$
 (10.29)

En faisant la différence entre les deux mesures, on obtient U'

$$U' = \frac{m1 - m2}{2\sin(2\alpha)}.$$
 (10.30)

On peut maintenant fairre la même chose pour le détecteur compagnon, orienté à 90°, et on obtient alors une mesure de U''. Les deux détecteurs étant orthogonaux, la matrice de rotation permettant de passer de (Q', U') à (Q'', U'') se réduit à l'opposé de l'identité, et on a U' = -U''.

On a considéré ici uniquement deux mesures, une par passage, pour comprendre l'idée générale. En pratique, pour un pixel donné, il y a N_1 mesures pour le premier passage, et N_2 pour le second, et les angles peuvent varier légèrement au sein d'un même passage. En reprenant la formulation classique des mesures

$$m = AS + n, \tag{10.31}$$

on cherchera non plus à évaluer directement

$$S = (A^t N^{-1} A)^{-1} A^t N^{-1} m aga{10.32}$$

mais à trouver un référentiel dans lequel on peut mesurer directement une combinaison linéaire de (Q, U). En diagonalisant la matrice $(A^t N^{-1}A)$, la valeur propre la plus

10. CALIBRATION POLARISÉE



Figure 10.5: Cartes des vecteurs propres associés à $(A^t N^{-1}A)$ pour le détecteur 100-2a. Les vecteurs sont en colonne, et correspondent aux valeurs propres de la plus grande à la plus petite rangées de gauche à droite. Les lignes successive sont associées à I, Q, U en partant du haut. La deuxième colonne montre qu'il existe un référentiel dans lequel on peut mesurer essentiellement de la polarisation.

grande est associée au vecteur propre contenant essentiellement I, alors que la seconde valeur propre contient essentiellement Q et U, comme le montre la figure 10.5. En raison des variations d'angle au sein d'un même passage, et de l'asymétrie en terme de nombre d'échantillons par passage, la contribution de I pour le second vecteur propre est faible mais néanmoins non négligeable sur une portion importe du ciel. La figure 10.6 représente la fraction de ciel en fonction de la proportion de I dans la carte. On constate notamment que si l'on ne veut garder que les pixels dans lesquels la contamination de I est inférieure à 1 ‰, on ne peut garder que ~ 15 % du ciel.

10.4.2 Soustraction de l'intensité

L'idée présentée ci-dessus n'étant pas suffisante pour produite une carte de polarisation par détecteur pour une fraction importante du ciel, on envisage de traiter a priori les données temporelles pour y soustraire l'intensité. Pour cela, on va projeter les données temporelles sur le sous-expace orthogonal à I de la façon suivante : si l'on



Figure 10.6: Ce graphique représente la fraction de pixels pour lesquels la contribution de I au signal est inférieur à une valeur entre 10^{-6} et 1, pour le détecteur 100-2a. Autrement dit, si l'on veut produire une carte de polarisation dans laquelle les fuites de température sont inférieure à f, quelle fraction du ciel peut on garder? On voit notamment que moins de 20 % de la carte sont contaminés à moins de 1 ‰.

écrit les données sous la forme

$$m = a_I I + a_Q Q + a_U U + n, (10.33)$$

où m est un vecteur contenant k valeurs les (a_I, a_Q, a_U) correspondent aux colonnes de la matrice A de l'équation 10.31, alors la matrice

$$P_I = \frac{a_I \otimes a_I^t}{a_I . a_I} \tag{10.34}$$

est la projection orthogonal dans la direction définie par I, et

$$P = \mathbb{1} - P_I \tag{10.35}$$

la projection sur le plan orthogonal à la direction définie par I. On peut alors appliquer P aux données et on obtient le nouveau système

$$Pm = PA\left(\begin{array}{c}Q\\U\end{array}\right) + Pn; \tag{10.36}$$

où la matrice PA vaut

$$PA = \begin{pmatrix} \cos 2\alpha_1 - \frac{1}{N} \sum \cos 2\alpha_i & \sin 2\alpha_1 - \frac{1}{N} \sum \sin 2\alpha_i \\ \cos 2\alpha_2 - \frac{1}{N} \sum \cos 2\alpha_i & \sin 2\alpha_2 - \frac{1}{N} \sum \sin 2\alpha_i \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cos 2\alpha_N - \frac{1}{N} \sum \cos 2\alpha_i & \sin 2\alpha_N - \frac{1}{N} \sum \sin 2\alpha_i \end{pmatrix}.$$
 (10.37)

On s'est ici simplement arrangé pour soustraire I à toutes les mesures en enlevant la moyenne. Bien entendu, en faisant cela, le nouveau terme de bruit Pn n'est plus constitué de N valeurs indépendantes mais de N - 1.

On remarque dès maintenant que pour un détecteur tourné de 90°, la matrice (PA)'est l'opposée de la matrice PA.

10.4.3 Résolution du système

Par construction, notre nouveau système est redondant (on a soustrait à chaque eobservation la moyenne des observations). Autrement dit, la nouvelle matrice de covariance de bruit $\tilde{N} = PNP^t$ n'est pas inversible.

On peut l'écrire sous la forme

$$\tilde{N} = V\Lambda V^t, \tag{10.38}$$

où Λ est diagonale (mais possède au moins une valeur propre nulle), et V est la matrice des vecteurs propres associés. On se restreint alors au sous-espace correspondant aux valeurs propres non-nulles de Λ (on note V_r la sous-matrice de V correspondant à ce sous-espace, et Λ_r la sous-matrice de Λ). Notre système s'écrit maintenant

$$V_r^t Pm = V_r^t PA \begin{pmatrix} Q \\ U \end{pmatrix} + V_r^t Pn, \qquad (10.39)$$

ou encore

$$m' = A' \begin{pmatrix} Q' \\ U' \end{pmatrix} + n' \tag{10.40}$$

où les quantités dénotés ' se réfèrent aux grandeurs projetées sur le sous-espace orthogonal à I, et définies dans un référentiel tourné d'un rotation définie par V_r . Il est évident ici que le système écrit de cette façon ne veut pas dire que l'on peut mesurer (Q', U') avec une bonne précision. Le rapport signal sur bruit pour l'un des deux reste extrêmement faible; en revanche, pour le second, on a maintenant une estimation dans laquelle il n'y a plus de fuite de température. De plus, pour le détecteur compagnon, tourné de 90°, on mesure exactement (-Q', -U') dans le même référentiel.

Cas du bruit blanc

Dans le cas où le bruit est blanc $(N = \sigma^2 \mathbb{1})$ notre système se simplifie grandement. En particulier, on a les relations (*cf.* annexe E) :

$$V_r V_r^t = P, (10.41)$$

$$V_r^t \tilde{N} V_r = \sigma^2 \mathbb{1}. \tag{10.42}$$

La matrice de covariance de (Q, U) devient alors

$$\left[V_r^t(PA)\right]^t \left[V_r^t \tilde{N}^{-1} V_r\right]^{-1} \left[V_r^t(PA)\right] = \frac{(PA)^t(PA)}{\sigma^2},$$
 (10.43)

dont la forme est relativement simple :

$$\frac{1}{\sigma^2} \left(\begin{array}{c|c} \sum(\cos^2 2\alpha_i) - \left(\frac{1}{N}\sum\cos 2\alpha_i\right)^2 \\ \hline \sum(\cos 2\alpha_i\sin 2\alpha_i) - \left(\frac{1}{N}\sum\cos 2\alpha_i\right)\left(\frac{1}{N}\sum\sin 2\alpha_i\right) \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \\ \hline \\ \\ \end{array} \right)$$
(10.44)

10.4.4 Premiers résultats

Carte par détecteur

En appliquant cette procédure aux données d'un seul détecteur, on trouve les cartes de valeurs propres représentées sur la figure 10.7. La valeur propre la plus grande permet de mesurer une combinaison de (Q,U) sur une zone relativement large du ciel. La carte obtenue pour cette combinaison de (Q,U) est exactement la même (à l'erreur numérique près) que celle obtenue pour la même combinaison de (Q,U) en utilisant une fabrication de cartes (I,Q,U) « classique » (*cf.* 10.8) : on a simplement déterminé la combinaison de (Q,U) mesurable avec le meilleur rapport signal sur bruit.



Figure 10.7: Cartes des deux valeurs propres du système (à gauche la plus élevée, à droite la plus faible). Seules les valeurs propres ayant un rapport signal sur bruit supérieur à 0.1 sont représentées.



Figure 10.8: Comparaison entre les paramètres (Q, U) reconstruit par la méthode « classique » (en ordonnée) et la méthode polarisée (en abscisse). La pente entre les deux mesures correspond à l'efficacité de polarisation du détecteur (non prise en compte pour la méthode polarisée. Les valeurs trouvées pour les deux méthodes sont identiques à l'érreur numérique près.



Figure 10.9: Cartes de polarisation obtenues pour les détecteurs 100-2a/b. La combinaison de (Q,U) représentée est déterminée par le référentiel « moyen » défini par les valeurs propres du système pour chacun des détecteurs; c'est-à-dire par la bissectrice des deux référentiels associés à la combinaison de (Q,U) la mieux mesurée pour chacun des détecteurs. Les deux cartes du haut représentent les cartes respectives pour les détecteurs 100-2a/b et celle du bas la différence entre les deux.

Combinaison de détecteurs

Dans le cas idéal, les deux PSBs d'un même cornet sont orientés à 90° l'un de l'autre. Dans ce cas, on mesure pour ces deux détecteurs la même combinaison linéaire de (Q,U). En comparant les cartes obtenues, on pourrait alors directement calibrer l'efficacité de polarisation. En pratique, ce n'est pas exactement le cas. Pour comparer les mesures des deux détecteurs, il faut donc trouver un référentiel commun et effectuer, pour chaque détecteur, la rotation correspondante (combinaison entre les deux cartes correspondant aux deux valeurs propres du système). Cette rotation dégrade le rapport signal sur bruit puisqu'il combine les mesures correspondant aux deux valeurs propres. On choisit comme référentiel commun le référentiel dont les axes sont définis par les bissectrices des référentiels correspondant aux valeurs propres les moins bruitées de chacun des deux détecteurs.

Les figures 10.9 et 10.10 montrent les cartes de polarisation obtenues pour les couples

10. CALIBRATION POLARISÉE



Figure 10.10: Cartes de polarisation obtenues pour les détecteurs 143-1a/b. La combinaison de (Q,U) représentée est déterminée par le référentiel « moyen » défini par les valeurs propres du système pour chacun des détecteurs; c'est-à-dire par la bissectrice des deux référentiels associés à la combinaison de (Q,U) la mieux mesurée pour chacun des détecteurs. Les deux cartes du haut représentent les cartes respectives pour les détecteurs 143-1a/b et celle du bas la différence entre les deux.

de PSBs 100-2a/b et 143-1a/b, dégradées à $N_{\rm side} = 64$. Ces cartes sont fortement bruitées, et les différences entre les détecteurs sont importantes, notamment autour du plan galactique. On remarque aussi des discontinuitées importantes autour des pixels de base Healpix, dûes à la couverture inhomogène des pixels.

Couverture inhomogène des pixels

En raison de la stratégie de balayage de Planck et de la géométrie des pixels Healpix, des discontinuités dans le signal reconstruit apparaissent. Cet artefact est dû uniquement à la pixellisation et à la couverture inhomogène du ciel induit par la stratégie de balayage (cercles espacées de quelques arcmin). On peut essayer de s'affranchir de cet effet en interpolant le signal entre les données, de manière à obtenir une couverture homogène des pixels. Ce travail d'interpolation est en cours.

10.4.5 Conclusion

La méthode de calibration proposée en début de chapitre, reposant sur une minimisation d'une fonction de vraisemblance alternativement par rapport au signal (fabrication de carte) et par rapport aux paramètres à calibrer (gain, efficacité de polarisation et orientation des polarimètres), sur des zones réduites du ciel, a été testée avec succès sur des simulations. Son application aux données s'est heurtée aux problèmes liés à la combinaison de détecteurs pour reconstruire la polarisation, combinaison qui introduit des fuites de température vers la polarisation en raison des différences de bande passantes.

Cette difficulté nous a amené à réflechir à une méthode de production de cartes de polarisation par détecteur, dont le principe général et les premiers résultats ont été exposés ici. Ces premiers résultats, préliminaires, ne permettent pas d'effectuer une calibration polarisée, notamment en raison du bruit important dans les cartes finales. On voit néanmoins apparaître quelques pistes à développer pour continuer ce travail. En particulier, les discontinuités qui apparaissent de part et d'autres des bordures des pixels de base Healpix nous poussent à envisager une méthode d'interpolation permettant d'obtenir une couverture plus homogène des pixels.

"Its [the sun] similarities to the other globes of the solar system ... leads us to suppose that it is most probably ... inhabited."

11

Herschel (1795)

Intercalibration Planck HFI/Herschel SPIRE

La calibration absolue des différents canaux de Planck HFI repose sur deux sources externes. Aux basses fréquences (100 GHz - 353 GHz), on utilise les dipôles orbital et solaire¹. Aux plus hautes fréquences (545 GHz - 857 GHz), le signal galactique d'avant plan devient dominant par rapport aux dipôles, et il faut trouver d'autres sources pour effectuer la calibration. La première solution est d'utiliser ce signal galactique, qui a été mesuré par COBE-FIRAS. Cette calibration a été utilisée par la collaboration Planck jusqu'à 2013 (Ade *et al.*, 2011a). La seconde solution est d'utiliser les planètes (en particulier Mars, Uranus et Neptune). Même si leurs mesures et leur modélisation ne permettent pas une calibration à un niveau meilleur que 5% actuellement, la collaboration Planck a décidé d'utiliser Uranus et Neptune comme sources premières de calibration à partir de 2013 (Planck Collaboration, 2013b).

Comparer les mesures de Planck HFI avec d'autres instruments couvrant les mêmes fréquences permet de tester cette calibration. L'instrument SPIRE² du satellite Herschel observe dans deux bandes de fréquences très proches des deux canaux haute-fréquence de Planck HFI et permet cette comparaison. Dans ce chapitre je m'intéresse aux sources ponctuelles observées à la fois par Planck HFI et Herschel SPIRE pour

^{1.} Ces dipôles sont induit par le mouvement propre du satellite par rapport au référentiel du rayonnement fossile. On distingue ici deux contributions à ce mouvement : le mouvement du satellite par rapport au Soleil, et le mouvement du Soleil par rapport au référentiel du rayonnement fossile.

^{2.} Spectral and Photometric Imaging receiver.

tester la calibration relative de ces deux instruments. Ce travail est aussi présenté dans Bertincourt *et al.* (In prep.).

11.1 Herschel SPIRE

11.1.1 Caractéristiques techniques

L'observatoire spatial Herschel est une mission de l'ESA. Mis en orbite au même moment que Planck, son but principal est d'étudier la formation des étoiles et galaxies, grâce à des observations dans les domaines infrarouge lointain et submillimétrique. Le satellite possède un télescope de 3.5 m de diamètre et trois instruments (HIFI¹, SPIRE et PACS²) permettant de couvrir une large bande de longueur d'onde, de 55 à 672 μ m. L'un des instruments, SPIRE, comporte une caméra et un spectromètre composés de matrices de bolomètres. La caméra possède trois canaux d'observations (respectivement PSW, PMW, PLW³) à 250 μ m (~ 1200 GHz), 350 μ m (~ 857 GHz) et 500 μ m (~ 600 GHz), d'une résolution spectrale de l'ordre de $\lambda/\Delta\lambda \sim 3$, et spatiale de l'ordre de $\sim 25''$. Le champ de vue de la caméra fait 4' x 8'. Pour observer de larges zones, le télescope balaie des bandes de ciel à une vitesse constante (30''/s ou 60''/s selon)le mode d'observation). Les caractéristiques des trois canaux d'observations de SPIRE sont récapitulés dans le tableau 11.1 et une description plus complète de l'instrument et de ses performances peut être trouvée dans Griffin et al. (2010). La calibration absolue de Herschel SPIRE est réalisée en utilisant les observations de Neptune et est à un niveau de l'ordre de 15%.

Le recouvrement des deux canaux PMW et PLW avec les canaux Planck HFI 857 GHz et 545 GHz permettent une comparaison des observations des deux instruments pour tester leur calibration relative. Le travail présenté ici concerne la comparaison sur des sources ponctuelles, et a été effectué en collaboration avec notamment B. Bertincourt (qui s'est en particulier interessé à la comparaison de zones d'émission diffuse), H. Dole et G. Lagache.

^{1.} Heterodyne Instrument for the Far Infrared.

^{2.} Photoconductor Array Camera and Spectrometer.

^{3.} Photometer Short/Medium/Long Wavelength.

	PSW	PMW	PLW
Longueur d'onde (μm)	250	350	500
Fréquence (GHz)	1200	857	600
Résolution spectrale $(\lambda/\Delta\lambda)$	3.3	3.4	2.5
Résolution spatiale (arcsec)	18.2	24.9	36.3
Champ de vue	4' x 8'		

Table 11.1: Caractéristiques des canaux d'observations de la caméra SPIRE.

11.1.2 Champs d'observation

De nombreux programmes d'observation exploitent l'observatoire spatial Herschel pour étudier le système solaire, la formation stellaire et galactique, ou encore la cosmologie. Le programme H-ATLAS (Eales *et al.*, 2010) a obtenu 600 h d'observations sur les instruments PACS et SPIRE, pour couvrir ~ 550 degrés carré. Ses observations se repartissent sur cinq zones du ciel : une est située dans l'hémisphère galactique nord, une dans l'hémisphère sud, et trois autour de l'équateur galactique.

- le champ North Galactic Plane (NGP) : zone rectangulaire de $15^{\circ} \times 10^{\circ}$ centrée sur les coordonnées $RA/DEC = 199.5^{\circ}/29^{\circ}$ et tournée de 8° dans le sens horaire,
- trois champs choisis pour coïncider avec les zones d'observation du relevé Galaxy And Mass Assembly (GAMA), chacune couvrant environ 12° en RA et 3° en DEC et situées autour de l'équateur galactique ($DEC = 0^\circ$) :
 - GAMA9 : centrée sur RA = 9h
 - GAMA12 : centrée sur RA = 12h
 - GAMA15 : centrée sur RA = 14.5h
- le champ South Galactic Plane (SGP) : deux zones rectangulaires couvrant $26.7^{\circ} \times 6^{\circ}$ et $17^{\circ} \times 6^{\circ}$ centrées sur les coordonnées $RA/DEC = 351.3^{\circ}/-32.8^{\circ}$ et $RA/DEC = 36.7^{\circ}/-30.7^{\circ}$.

La figure 11.1 montre la position de ces champs en coordonnées galactiques et le tableau 11.2 récapitule leur position et taille.

11. INTERCALIBRATION PLANCK HFI/HERSCHEL SPIRE



Figure 11.1: Position des champs d'observation H-ATLAS en coordonnées galactiques. Les champs correspondent aux zones en blanc sur la figure. Les cadres de couleurs représentent d'autres relevés - 2dF, SDSS, KIDSS. crédit : http://www.h-atlas.org

Nom	Position du centre (RA/DEC)	Taille
NGP	$199.5^{\circ}/29^{\circ}$	$15^{\circ} \times 10^{\circ}$
SGP1	$351.3^\circ/-32.8^\circ$	$26.7^{\circ} \times 6^{\circ}$
SGP2	$36.7^\circ/-30.7^\circ$	$17^{\circ} \times 6^{\circ}$
GAMA9	$135^{\circ}/0^{\circ}$	$12^{\circ} \times 3^{\circ}$
GAMA12	$180^{\circ}/0^{\circ}$	$12^{\circ} \times 3^{\circ}$
GAMA15	$217.5^{\circ}/0^{\circ}$	$12^{\circ} \times 3^{\circ}$

 Table 11.2: Champs H-ATLAS utilisés pour l'intercalibration HFI/SPIRE.

11.2 Méthode

Pour vérifier la calibration relative des deux canaux hautes fréquences de Planck HFI (545 GHz et 857 GHz) avec deux des canaux de Herschel SPIRE (35 μ m et 50 μ m), je propose une comparaison des mesures de densité de flux de sources ponctuelles observées dans le cadre du relevé Herschel-ATLAS. En raison du caractère privé des données des deux expériences au moment de ce travail, cette comparaison n'a pu se faire que grâce à l'accord des deux consortia d'échanger les mesures de densité de flux respectifs des deux expériences et la collaboration des deux équipes.

11.2.1 Sélection des sources

En utilisant les coordonnées approximatives des quatre champs H-ATLAS retenus, j'ai extrait du catalogue de sources compactes Planck (PCCS dans la suite, Planck Collaboration 2013c) les positions des sources vues à chaque fréquence, avec une densité de flux mesurée par Planck supérieure à 350mJy à 545 GHz et 710mJy à 857 GHz¹. Cette liste a été envoyée à la collaboration Herschel pour extraction des densités de flux à ces positions.

Pour pouvoir appliquer la correction couleur, on ne garde que les sources vues aux deux fréquences, ce qui laisse 35 sources pour cette étude.

11.2.2 Méthode d'estimation de la densité de flux

Le PCCS contient plusieurs estimations de densité de flux pour chaque source. On utilisera ici les flux Planck mesurés en utilisant la photométrie d'ouverture. Dans le cadre du PCCS, cette photométrie d'ouverture est réalisée en intégrant le flux de la source dans un disque de rayon égal à la largeur à mi-hauteur du lobe circulaire gaussien, centré sur la position de la source. Le fond est évalué à l'intérieur d'un anneau allant de rayons intérieurs et extérieurs égaux respectivement à une et deux fois la largeur à mi-hauteur du lobe, et est soustrait à l'estimation du flux de la source. Un facteur correctif permettant de tenir compte du flux de la source dans l'anneau (en supposant une source ponctuelle) est appliqué. Il est donné par

$$S_{\text{mesure}} = \left(\frac{4\Omega_1 - \Omega_2}{3\Omega}\right) S_{\text{vrai}},\tag{11.1}$$

^{1.} Ces limites correspondent à 80% de complétude (cf. Planck Collaboration (2013c)).

	545 GHz	857 GHz
FWHM (arcmin)	4.84	4.63
Angle solide Ω	26.53	24.24
Angle solide à FWHM Ω_1 (arcmin ²)	24.29	22.65
Angle solide à $2 \times FWHM \ \Omega_2 \ (arcmin^2)$	26.30	23.99

Table 11.3: Caractéristiques du lobe HFI à 545-857 GHz (Planck Collaboration, 2013a).

où Ω_i est l'angle solide contenu dans un un rayon de *i* fois la largeur à mi-hauteur, et Ω l'angle solide total. Les caractéristiques du lobe sont données dans le tableau 11.3. Cette méthode est décrite dans l'article consacré au catalogue (Planck Collaboration, 2013c).

Etant donné la différence de résolution importante entre les deux instruments, on choisit de convoluer les cartes SPIRE par un lobe gaussien à la résolution Planck avant d'extraire les densités de flux en utilisant la même méthode que celle utilisée dans le cadre du PCCS. La convolution et l'extraction des flux a été réalisée par l'équipe Herschel à partir des cartes calibrées. Une description de la procédure de production des cartes et de la calibration SPIRE est donnée par Pascale *et al.* (2011).

11.2.3 Correction couleur

Pour pouvoir comparer les densités de flux des sources mesurées par les deux instruments, dont les bande passantes et fréquences centrales d'observation diffèrent, il est nécessaire d'appliquer une correction couleur. La procédure que j'ai adoptée pour calculer cette correction couleur est la suivante.

Les densités de flux \tilde{S}_{ν_0} fournies par Planck HFI et Herschel SPIRE sont donnée dans la convention IRAM, à la fréquence de référence ν_0 , en supposant un spectre plat

$$\nu \tilde{S}_{\nu} = cste. \tag{11.2}$$

Par ailleurs, la puissance reçue par le détecteur peut s'exprimer sous la forme :

$$P = \int \tau(\nu) S_{\nu} d\nu = \int \tau(\nu) \tilde{S}_{\nu} d\nu \qquad (11.3)$$

où $\tau(\nu)$ est la transmission du détecteur à la fréquence ν (*cf.* . figure 11.2). En utilisant les équations 11.2 et 11.3, on peut en déduire l'expression de la densité de flux fournie



Figure 11.2: Transmissions spectrales des bolomètres de Planck HFI à 545 GHz et 857 GHz (à gauche) et de Herschel SPIRE PLW et PMW (à droite). Pour les bandes SPIRE, la ligne pleine correspond à la transmission pour une source ponctuelle, alors que la ligne pointillé est corrigée pour une zone d'émission diffuse.

 \tilde{S}_{ν_0} en fonction de la densité spectrale de la source S_ν :

$$\tilde{S}_{\nu_0} = \frac{1}{\nu_0} \frac{\int \tau(\nu) S_{\nu} d\nu}{\int \frac{\tau(\nu)}{\nu} d\nu}.$$
(11.4)

Pour comparer deux mesures de densité de flux par deux détecteurs (1) et (2), il est donc nécessaire d'appliquer une correction couleur K telle que $\tilde{S}_{\nu_{0_1}}^{(1)} = K\tilde{S}_{\nu_{0_2}}^{(2)}$, dont l'expression est donnée par :

$$K = \frac{\widetilde{S}_1}{\widetilde{S}_2} = \frac{\nu_2}{\nu_1} \cdot \frac{\int \frac{\tau_2(\nu)}{\nu} d\nu}{\int \frac{\tau_1(\nu)}{\nu} d\nu} \cdot \frac{\int \tau_1(\nu) S_\nu d\nu}{\int \tau_2(\nu) S_\nu d\nu}$$
(11.5)

La densité spectrale d'énergie des sources que l'on considère n'est pas connue *a priori*, mais on peut utiliser une loi de corps noir modifiée de température T et d'indice β pour calculer le facteur de correction couleur entre HFI 545/857 GHz et SPIRE 500 $\mu m/350 \mu m$:

$$S_{\nu} \propto B_{\nu}(T)\nu^{\beta} \tag{11.6}$$

Pour des sources infrarouge et sub-millimétrique, β varie généralement entre 1.6 et 2.0. On utilisera ici $\beta = 1.8$. La figure 11.3 représente la valeur du facteur de correction couleur à appliquer aux mesures de densité de flux HFI pour les comparer aux mesures SPIRE, en fonction de la température de corps noir modifié de la source.



Figure 11.3: A gauche, facteur de correction couleur SPIRE/HFI en fonction de la température de la source, pour $\beta = 1.8$. A droite, rapport des densités de flux à 857 GHz et 545 GHz en fonction de la température, pour une source dont la densité spectrale est donnée par un spectre de corps noir modifié d'indices $\beta = 1.6, 1.8, 2.0$.

Pour estimer la température de corps noir modifié de chacune des sources, on utilise le rapport des densités de flux HFI à 545 GHz et 857 GHz, qui est fonction uniquement de la température (*cf.* figure 11.3) :

$$\frac{S_{857}}{S_{545}} = \frac{B_{857}(T)}{B_{545}(T)} \left(\frac{857}{545}\right)^{\beta}.$$
(11.7)

Le tableau 11.4 donne les températures et facteurs de correction couleurs appliqués aux sources utilisées pour l'inter-calibration.

11.3 Résultats

Le fond étant soustrait, on peut directement comparer les densités de flux estimées par HFI et SPIRE pour estimer un facteur de calibration entre les deux instruments

$$S_{\nu}^{\rm SPIRE} = G^{\rm PS} S_{\nu}^{\rm HFI}.$$
 (11.8)

La figure 11.4 montre les flux SPIRE en fonction des flux HFI, et le résultat de l'ajustement du facteur de calibration. On trouve $G_{545}^{PS} = 0.962 \pm 0.153$ à 545 GHZ et $G_{857}^{PS} = 0.912 \pm 0.144$ à 857 GHZ. Etant donné le faible nombre de sources et les erreurs associées à leur mesure, l'ajustement n'est pas très contraignant et est notamment compatible avec un facteur de calibration de 1.

11.3 Résultats

Champ	Position de la source	Température (K)	K_{545}	K_{857}
GAMA9	223.43/23.00	10.54	0.84	0.98
GAMA9	226.49/23.25	7.77	0.92	0.99
GAMA9	227.26/24.72	12.99	0.81	0.98
GAMA9	228.63/29.60	10.60	0.84	0.98
GAMA9	231.44/32.11	13.16	0.81	0.98
GAMA12	263.82/57.53	19.52	0.76	0.97
GAMA12	270.58/58.54	8.15	0.91	0.99
GAMA12	277.35/59.21	23.28	0.75	0.97
GAMA12	280.26/58.41	12.95	0.81	0.98
GAMA15	345.12/54.88	14.83	0.79	0.98
GAMA15	351.02/52.14	20.97	0.75	0.97
GAMA15	351.20/51.99	23.36	0.75	0.97
GAMA15	353.18/54.47	21.66	0.75	0.97
GAMA15	354.49/52.85	19.79	0.76	0.97
GAMA15	354.97/52.96	14.94	0.79	0.98
NGP	0.96/84.46	12.96	0.81	0.98
NGP	9.00/84.14	18.35	0.77	0.97
NGP	27.43/84.86	9.31	0.87	0.99
NGP	44.65/86.76	12.00	0.82	0.98
NGP	61.27/83.42	9.29	0.87	0.99
NGP	71.90/78.55	13.19	0.81	0.98
NGP	72.05/78.36	17.38	0.77	0.97
NGP	82.99/80.62	24.43	0.74	0.97
NGP	101.92/88.05	28.74	0.73	0.97
NGP	107.35/88.72	13.61	0.80	0.98
NGP	140.18/84.69	13.52	0.80	0.98
NGP	294.65/88.38	16.09	0.78	0.98
NGP	306.01/88.65	13.91	0.80	0.98
NGP	351.37/83.79	18.68	0.76	0.97
SGP	12.06/-57.78	14.44	0.79	0.98
SGP	16.46/-57.98	11.83	0.82	0.98
SGP	4.50/-77.18	15.16	0.79	0.98
SGP	15.48/-75.68	14.30	0.79	0.98
SGP	355.70/-75.24	9.40	0.87	0.99
SGP	6.26/-68.56	11.85	0.82	0.98
SGP	4.50/-77.18	15.16	0.79	0.98
SGP	225.24/-79.04	11.59	0.83	0.98

 Table 11.4: Température et facteurs de correction couleur des sources utilisées pour l'intercalibration Planck/Hershel.



Figure 11.4: Densités de flux des sources mesurées par SPIRE vs HFI. En rouge, l'ajustement d'un facteur de calibration sur ces sources. En noir pointillé, l'ajustement sur l'émission diffuse.

On peut cependant comparer ces résultats avec ceux plus précis obtenus sur l'émission diffuse (Bertincourt *et al.*, In prep.) : $G_{545}^{\text{diff}} = 0.972 \pm 0.019$ à 545 GHZ et $G_{857}^{\text{diff}} = 0.936 \pm 0.022$ à 857 GHZ. L'accord entre les deux estimations est bonne, les gains estimés sur les sources ponctuelles étant légèrement inférieurs, principalement tirés par la source la plus brillante. Les résidus sur les sources par rapport au gain déterminé sur l'émission diffuse

$$\operatorname{res} = G_{\nu}^{\operatorname{diff}} - \frac{S_{\nu}^{\operatorname{SPIRE}}}{S_{\nu}^{\operatorname{HFI}}},\tag{11.9}$$

montre une bonne compatibilité, avec des valeurs moyennes de 0.088 ± 0.147 et -0.001 ± 0.132 à 545-857 GHz. Ils sont représentés sur la figure 11.5.

Le bon accord entre les sources ponctuelles et l'émission diffuse semble indiquer un gain systématique entre Herschel SPIRE et Planck HFI. Cet écart est néanmoins inférieur aux erreurs sur la calibration absolue de chacune des expériences.



Figure 11.5: *Résidus du gain pour les sources ponctuelles par rapport au gain estimé à partir de l'émission diffuse.*

11. INTERCALIBRATION PLANCK HFI/HERSCHEL SPIRE

Bibliographie

- ADE, P., AGHANIM, N., ANSARI, R., ARNAUD, M., ASHDOWN, M., AUMONT, J.,
 BANDAY, A., BARTELMANN, M., BARTLETT, J., BATTANER, E. et al. (2011a).
 Planck early results. vi. the high frequency instrument data processing. Astronomy & Astrophysics, 536. 11
- ADE, P.A., AGHANIM, N., ANSARI, R., ARNAUD, M., ASHDOWN, M., AUMONT, J., BANDAY, A., BARTELMANN, M., BARTLETT, J., BATTANER, E. et al. (2011b).
 Planck early results. iv. first assessment of the high frequency instrument in-flight performance. Astronomy & Astrophysics, 536. 10.1
- BERTINCOURT, B., LAGACHE, G., MAURIN, L. *et al.* (In prep.). Comparison of absolute gain photometric calibration between planck/hfi and herschel/spire at 857 and 545 ghz. 11, 11.3
- EALES, S., DUNNE, L., CLEMENTS, D., COORAY, A., DE ZOTTI, G., DYE, S., IVISON, R., JARVIS, M., LAGACHE, G., MADDOX, S. et al. (2010). The herschel atlas. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 122, 499–515. 11.1.2
- GRIFFIN, M., ABERGEL, A., ABREU, A., ADE, P., ANDRÉ, P., AUGUERES, J., BABBEDGE, T., BAE, Y., BAILLIE, T., BALUTEAU, J. et al. (2010). The herschelspire instrument and its in-flight performance. Astronomy and Astrophysics, 518. 11.1.1
- HERSCHEL, W. (1795). On the nature and construction of the sun and fixed stars. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 85, 46–72. 11
- PASCALE, E., AULD, R., DARIUSH, A., DUNNE, L., EALES, S., MADDOX, S., PA-NUZZO, P., POHLEN, M., SMITH, D., BUTTIGLIONE, S. *et al.* (2011). The first

release of data from the herschel atlas : the spire images. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **415**, 911–917. 11.2.2

- PLANCK COLLABORATION (2013a). Planck 2013 results. vii. hfi time response and beams. arXiv preprint arXiv :1303.5068. 9.2.1, 11.3
- PLANCK COLLABORATION (2013b). Planck 2013 results. viii. hfi photometric calibration and mapmaking. 11
- PLANCK COLLABORATION (2013c). Planck 2013 results. xxviii. the planck catalogue of compact sources. 11.2.1, 1, 11.2.2
- ROSSET, C., TRISTRAM, M., PONTHIEU, N., ADE, P., AUMONT, J., CATALANO, A., CONVERSI, L., COUCHOT, F., CRILL, B., DÉSERT, F.X. et al. (2010). Planck pre-launch status : High frequency instrument polarization calibration. Astronomy and Astrophysics, 520. 10.2.2, 10.3, 10.4

Conclusion

Le 14 mai 2009, le satellite Planck était lancé depuis Kourou, en Guyane. En janvier 2012, après 31 mois de prise de données, l'instrument HFI a cessé de fonctionner, et en avril 2013, la collaboration Planck révélait ses premiers résultats cosmologique à la communauté. Mes trois années de thèse, entre les étés 2010 et 2013 ont coïncidé avec cette période passionante, et j'ai eu la chance d'assister, et de contribuer pour partie, à l'ensemble du processus ayant conduit aux résultats présentés. Durant ces trois années, j'ai pu appréhender la richesse et la complexité des données qui se cachent derrière les produits finaux de Planck, paramètres cosmologiques, cartes ou catalogues de sources. Travailler au plus près des données brutes m'a permis de prendre conscience du défi que représente une telle expérience, et de la difficulté d'en tirer le meilleur.

Mon travail, orienté vers la polarisation, s'est développé selon deux axes principaux : l'études de sources compactes, et la calibration et les effets systématiques liés à la polarisation.

J'ai pour cela développé une méthode de photométrie basée directement sur les données temporelles, me permettant de m'affranchir d'un certain nombre de problèmes spécifiques à la photométrie à partir de cartes. Cette méthode propose d'ajuster directement sur les données temporelles un modèle de source pour en extraire sa densité de flux. Ce modèle peut être une gaussienne, un modèle de lobe dans le cas de sources ponctuelles ou la convolution d'une forme propre de la source avec le lobe de l'instrument. Cette méthode permet d'obtenir la densité de flux d'une source pour chacun des détecteurs et chacun des passages sur la source. On peut ensuite combiner les détecteurs et/ou les passages pour reconstruire la polarisation ou étudier la variabilité de la source.

J'ai utilisé cette méthode pour étudier des sources compactes, de manière statistique

CONCLUSION

ou individuelle, ce qui a aboutit à la production d'un catalogue contenant la polarisation et la variabilité des sources, et à une étude plus approfondie de la nébuleuse du Crabe. Pour cette dernière, les mesures de Planck HFI ont été replacées dans un contexte observationnel plus large, entre 1 GHz et 10^6 GHz.

Ce travail sur les sources compactes m'ont permis d'étudier certains effets systématiques, tels que les effets dus aux différences de bande-passantes entre détecteurs ou les lobes. En particulier, j'ai montré que la calibration relative des détecteurs de Planck HFI, d'une précision inférieure à 0.5% sur le CMB, était en revanche beaucoup moins bonne sur les sources compactes, de l'ordre de quelques %, ce qui rend actuellement impossible la calibration des efficacités de polarisation et des orientations des détecteurs polarisés à partir de sources.

J'ai aussi réalisé des simulations pour une méthode de calibration polarisée basée sur des petites zones de ciel où le signal est fortement polarisée, méthode itérative entre la fabrication de carte et la calibration, qui ne suppose aucune connaissance *a priori* du signal observé. Cette méthode, prometteuse sur simulation, n'a pas pu être appliquée aux données, notamment en raison des problèmes de différences de bande-passantes entre les détecteurs. Ce problème, crucial pour extraire le signal polarisé, résulte de l'obligation pour HFI de combiner les mesures de plusieurs détecteurs pour reconstruire la polarisation, et nous a amené à réfléchir à une autre méthode pour fabriquer des cartes. Cette réflexion est encore préliminaire mais j'en présente néanmoins les idées principales et les premiers résultats.

Enfin, j'ai testé la calibration relative des plus hauts canaux de Planck HFI et de Herschel SPIRE, en utilisant des sources ponctuelles. Le faible nombre de sources communes observées par les deux instruments, et les erreurs associées à leur mesure de flux ne permet pas une calibration précise mais est en excellent accord avec la calibration déterminée sur des zones d'émission diffuse, et vient renforcer sa robustesse.

Pour atteindre les objectifs ambitieux que Planck s'est fixé en terme de recherche des modes B, le travail restant à accomplir par la collaboration est important. Il lui faudra résoudre le problème posé par la combinaison de détecteurs ayant des bande-passantes différentes, induisant des fuites de température vers la polarisation pour les composantes hors CMB. Le traitement des différentes composantes astrophysiques ayant des comportement spectraux différents, et donc une calibration relative des détecteurs différente de celle pour le CMB, pose notamment problème. Les fuites de la poussière dans les cartes de polarisation par exemple représentent une contribution importante.

Résoudre ces problèmes passe notamment par une réflexion sur les méthodes utilisées pour l'analyse de la température des anisotropies du rayonnement fossile, qui ne sont pas forcément optimisées pour l'analyse en polarisation. La fabrication classique de carte de (I,Q,U) en combinant l'ensemble des détecteurs par exemple subit directement les fuites de température vers la polarisation et un travail spécifique pour la fabrication de cartes de polarisation est en cours de développement. La séparation de composantes, extrêmement efficace en température doit être adaptée elle aussi pour la polarisation, où les contributions des différentes composantes sont moins bien connues.

Le rôle de Planck dans l'étude de la polarisation du rayonnement fossile à l'avenir sera crucial, peut-être pas pour la détection des modes B elle-même, mais pour la compréhension de la polarisation du ciel centimétrique. En l'absence de mission spatiale dédiée à l'observation de la polarisation dans un futur proche, Planck doit permettre d'aider les nombreuses expériences au sol ou en ballon à la recherche des modes B primordiaux en fournissant les meilleures cartes polarisées de l'intégralité du ciel. Annexes

Annexe A

Réponse d'un bolomètre de Planck HFI à un signal polarisé

On cherche à montrer que l'on peut modéliser la réponse d'un bolomètre polarisé de Planck HFI par l'expression

$$m = g\left(I + \rho\left[Q\cos 2\Psi + U\sin 2\Psi\right]\right) + n,\tag{A.1}$$

à partir des formalismes de Jones et de Mueller, usuellement utilisés pour traiter un rayonnement polarisé. Un détecteur sensible à la polarisation de Planck HFI se comporte comme un polariseur associé à un détecteur de puissance. On cherche donc à déterminer, pour un signal incident (I, Q, U, V) quelconque, la composante I' reçue par le détecteur de puissance après propagation à travers le polariseur.

Le formalisme de Jones permet de décrire la propagation d'un champ électrique à travers un composant optique grâce à une matrice 2×2 complexe

$$\mathbf{e}' = \mathbf{J}\mathbf{e}.\tag{A.2}$$

On peut considérer plusieurs composants optiques en multipliant les matrices de Jones respectives, et en appliquant les matrices de rotation adéquates le cas échéant. En particulier, un polariseur peut être décrit par la matrice de Jones

$$\mathbf{J} = \left(\begin{array}{cc} \eta & 0\\ 0 & \delta \end{array}\right),\tag{A.3}$$

où $(\eta, \delta) = (1, 0)$ correspond à un polariseur parfait. En utilisant cette expression et les relations trigonométriques, on peut écrire la matrice de Jones d'un polariseur orienté

selon un anlge ψ quel
conque

$$\mathbf{J} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (\eta + \delta) + (\eta - \delta)\cos 2\psi & (\eta - \delta)\sin 2\psi \\ (\eta - \delta)\sin 2\psi & (\eta + \delta) - (\eta - \delta)\cos 2\psi \end{pmatrix}.$$
 (A.4)

Dans notre cas, on cherche à propager les paramètres de Stokes à travers le polariseur, plutôt que les composantes du champ. Le formalisme de Mueller permet de faire cela. Comme dans le cas du formalisme de Jones, chaque composant est décrit par une matrice complexe \mathbf{M} , 4×4 , que l'on applique aux paramètres de Stokes (I, Q, U, V).

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_{II} & M_{IQ} & M_{IU} & M_{IV} \\ \cdot & M_{QQ} & M_{QU} & M_{QV} \\ \cdot & \cdot & M_{UU} & M_{UV} \\ \cdot & \cdot & \cdot & M_{VV} \end{pmatrix}.$$
 (A.5)

Les matrices de Jones et de Mueller sont reliées par l'expression

$$M_i j = \frac{1}{2} \operatorname{tr}(\sigma_i \mathbf{J} \sigma_j \mathbf{J}^{\dagger}), \qquad (A.6)$$

où les σ sont les matrices de Pauli.

Le signal reçu par le détecteur de puissance est

$$I' = M_{II}I + M_{IQ}Q + M_{IU}U + M_{IV}V$$
 (A.7)

et les éléments de ${\bf M}$ à considérer valent :

$$M_{II} = \frac{1}{2}(\eta^2 + \delta^2), \tag{A.8}$$

$$M_{IQ} = \frac{1}{2} (\eta^2 - \delta^2) \cos 2\psi, \qquad (A.9)$$

$$M_{IU} = \frac{1}{2}(\eta^2 - \delta^2)\sin 2\psi, \qquad (A.10)$$

$$M_{IV} = 0. \tag{A.11}$$

Le signal reçu par notre bolomètre peut donc se ré-écrire

$$m = g\left(I + \rho\left[Q\cos 2\Psi + U\sin 2\Psi\right]\right) \tag{A.12}$$

où on a introduit le gain g et l'efficacité de polarisation ρ tels que :

$$g \propto \frac{1}{2}(\eta^2 + \delta^2),$$
 (A.13)

$$\rho = \frac{1 - \delta^2 / \eta^2}{1 + \delta^2 / \eta^2}.$$
 (A.14)

Annexe B

Polarisation et variabilité de sources compactes

Nom	Flux (Jy)	\mathbf{Q} (Jy)	U (Jy)	Flux polarisé (Jy)	Degré de polarisation (%)	Angle (degrés)
G328.22-00.54	226.78 ± 0.24	-10.14 ± 0.37	-2.52 ± 0.40	10.45 ± 0.37	4.61 ± 0.16	-83.03 ± 1.08
G336.93-00.16	63.47 ± 0.30	-1.78 ± 0.47	1.31 ± 0.48	2.21 ± 0.48	3.49 ± 0.75	71.78 ± 6.19
G305.21 + 00.02	128.90 ± 0.19	-3.10 ± 0.31	2.16 ± 0.31	3.78 ± 0.31	2.93 ± 0.24	72.52 ± 2.37
G219.18-08.95	32.99 ± 0.12	1.56 ± 0.20	1.20 ± 0.20	1.97 ± 0.20	5.98 ± 0.60	18.76 ± 2.87
G263.62-00.53	48.06 ± 0.10	-1.61 ± 0.16	-1.65 ± 0.16	2.31 ± 0.16	4.80 ± 0.34	-67.19 ± 2.04
G023.42-00.20	200.84 ± 0.26	-8.46 ± 0.42	0.06 ± 0.43	8.46 ± 0.42	4.21 ± 0.21	89.81 ± 1.46
G206.55-16.35	278.02 ± 0.21	-2.88 ± 0.34	5.92 ± 0.33	6.58 ± 0.33	2.37 ± 0.12	57.99 ± 1.46
G061.48 + 00.10	98.10 ± 0.11	-2.28 ± 0.18	0.48 ± 0.19	2.33 ± 0.18	2.38 ± 0.18	84.09 ± 2.27
G353.41-00.35	214.17 ± 0.25	-1.32 ± 0.38	6.07 ± 0.40	6.21 ± 0.40	2.90 ± 0.19	51.14 ± 1.78
G002.90 + 00.05	70.24 ± 0.24	-0.59 ± 0.38	2.43 ± 0.37	2.50 ± 0.37	3.56 ± 0.53	51.82 ± 4.39
G339.68-01.18	67.92 ± 0.15	-1.30 ± 0.23	1.50 ± 0.25	1.98 ± 0.24	2.92 ± 0.36	65.41 ± 3.49
G286.22 + 00.17	69.50 ± 0.11	0.26 ± 0.17	-2.58 ± 0.17	2.59 ± 0.17	3.73 ± 0.25	-42.17 ± 1.89
G019.07-00.25	65.62 ± 0.22	-2.29 ± 0.35	-1.03 ± 0.36	2.52 ± 0.35	3.83 ± 0.53	-77.85 ± 4.07
G319.88 + 00.80	52.49 ± 0.14	-2.15 ± 0.21	0.30 ± 0.22	2.17 ± 0.21	4.13 ± 0.40	86.01 ± 2.93
G043.17 + 00.01	383.88 ± 0.20	-4.97 ± 0.31	3.30 ± 0.32	5.96 ± 0.31	1.55 ± 0.08	73.21 ± 1.52
G000.65-00.02	1934.20 ± 0.59	-20.81 ± 0.92	15.54 ± 0.96	25.97 ± 0.93	1.34 ± 0.05	71.63 ± 1.04
G284.03-00.85	70.33 ± 0.12	-2.05 ± 0.19	-1.04 ± 0.19	2.30 ± 0.19	3.27 ± 0.27	-76.55 ± 2.37
G294.80-01.79	23.77 ± 0.12	-1.40 ± 0.19	-0.92 \pm 0.19	1.68 ± 0.19	7.06 ± 0.81	-73.28 ± 3.23
G338.43-00.24	48.53 ± 0.24	-1.37 ± 0.36	1.36 ± 0.39	1.93 ± 0.38	3.98 ± 0.78	67.64 ± 5.63
G328.30+00.43	80.18 ± 0.14	-2.12 ± 0.22	0.77 ± 0.23	2.25 ± 0.22	2.81 ± 0.28	79.97 ± 2.96
G305.66 + 01.62	47.82 ± 0.12	-0.68 ± 0.19	1.81 ± 0.20	1.93 ± 0.20	4.04 ± 0.41	55.29 ± 2.77
G331.33-00.34	53.99 ± 0.26	-1.26 ± 0.40	2.01 ± 0.44	2.38 ± 0.43	4.40 ± 0.80	61.05 ± 4.95
G212.10-19.15	47.94 ± 0.18	-0.27 ± 0.29	1.93 ± 0.28	1.95 ± 0.28	4.06 ± 0.58	48.98 ± 4.21
G048.97-00.29	101.56 ± 0.22	-5.27 ± 0.35	0.88 ± 0.35	5.34 ± 0.35	5.26 ± 0.34	85.23 ± 1.88
G134.21 + 00.76	125.18 ± 0.15	4.53 ± 0.24	-1.86 ± 0.24	4.90 ± 0.24	3.91 ± 0.19	-11.19 ± 1.42

G268.42-00.83	119.50 ± 0.13	-2.43 ± 0.21	-1.06 ± 0.21	2.66 ± 0.21	2.22 ± 0.18	-78.19 ± 2.23	
G308.92 + 00.13	38.62 ± 0.12	-1.60 ± 0.19	0.01 ± 0.19	1.60 ± 0.19	4.15 ± 0.49	89.86 ± 3.42	
G298.22-00.32	78.72 ± 0.12	-2.51 ± 0.20	-0.55 ± 0.20	2.57 ± 0.20	3.26 ± 0.25	-83.76 ± 2.22	
G006.58-00.30	38.05 ± 0.17	-1.22 ± 0.28	1.66 ± 0.28	2.06 ± 0.28	5.42 ± 0.73	63.20 ± 3.85	
G054.09-00.07	59.03 ± 0.13	-0.22 ± 0.20	2.17 ± 0.21	2.18 ± 0.21	3.70 ± 0.36	47.85 ± 2.63	
G327.29-00.55	339.38 ± 0.28	-5.55 ± 0.44	4.53 ± 0.45	7.16 ± 0.44	2.11 ± 0.13	70.38 ± 1.77	
G118.61 + 06.15	45.47 ± 0.11	1.91 ± 0.17	-1.39 ± 0.17	2.36 ± 0.17	5.20 ± 0.37	-18.02 ± 2.05	
G012.78 + 00.33	50.06 ± 0.17	-3.73 ± 0.27	-0.58 ± 0.28	3.77 ± 0.27	7.54 ± 0.53	-85.61 ± 2.10	
G300.47-00.15	46.99 ± 0.14	-1.05 ± 0.22	1.31 ± 0.23	1.68 ± 0.22	3.58 ± 0.48	64.30 ± 3.81	
G192.60-00.03	93.87 ± 0.14	2.70 ± 0.23	-0.10 ± 0.23	2.70 ± 0.23	2.88 ± 0.24	-1.02 ± 2.43	
G353.20 + 00.91	132.60 ± 0.21	0.30 ± 0.33	-2.66 ± 0.35	2.68 ± 0.35	2.02 ± 0.26	-41.80 ± 3.54	
G013.18 + 00.05	87.60 ± 0.19	-2.86 ± 0.30	0.63 ± 0.31	2.93 ± 0.30	3.35 ± 0.35	83.76 ± 3.06	
G300.92 + 00.91	78.02 ± 0.14	-1.99 ± 0.23	0.81 ± 0.22	2.14 ± 0.23	2.75 ± 0.29	78.93 ± 2.97	
G184.55-05.78	110.46 ± 0.12	-8.17 ± 0.20	2.64 ± 0.20	8.59 ± 0.20	7.77 ± 0.18	81.04 ± 0.67	
G315.31-00.27	34.39 ± 0.14	-1.35 ± 0.22	0.93 ± 0.23	1.65 ± 0.22	4.79 ± 0.65	72.70 ± 3.90	
G331.52-00.10	248.33 ± 0.26	-3.78 ± 0.41	-0.54 ± 0.43	3.81 ± 0.41	1.54 ± 0.17	-85.90 ± 3.21	
G160.47-17.98	48.03 ± 0.15	1.65 ± 0.25	-1.13 ± 0.25	2.00 ± 0.25	4.17 ± 0.51	-17.25 ± 3.54	
G340.79-01.03	116.28 ± 0.17	-3.61 ± 0.27	2.51 ± 0.28	4.40 ± 0.27	3.78 ± 0.23	72.62 ± 1.80	
G106.82 + 05.31	134.12 ± 0.12	0.98 ± 0.19	-2.49 ± 0.20	2.67 ± 0.19	1.99 ± 0.14	-34.29 ± 2.04	
G345.20 + 01.04	151.61 ± 0.27	-3.22 ± 0.42	0.84 ± 0.44	3.33 ± 0.42	2.20 ± 0.28	82.73 ± 3.74	
G029.94-00.03	209.52 ± 0.22	-3.75 ± 0.34	1.31 ± 0.35	3.97 ± 0.34	1.90 ± 0.16	80.37 ± 2.55	
G012.82-00.21	292.65 ± 0.34	-8.61 ± 0.54	-0.87 ± 0.56	8.65 ± 0.54	2.96 ± 0.18	-87.13 ± 1.85	
G345.41-00.95	177.91 ± 0.20	-2.96 ± 0.32	2.16 ± 0.33	3.67 ± 0.32	2.06 ± 0.18	71.94 ± 2.55	
G033.12-00.10	42.28 ± 0.16	-1.23 ± 0.25	1.78 ± 0.26	2.16 ± 0.26	5.12 ± 0.61	62.39 ± 3.34	
G344.25-00.58	140.15 ± 0.21	2.52 ± 0.33	2.38 ± 0.35	3.47 ± 0.34	2.47 ± 0.24	21.72 ± 2.81	
G341.95-00.17	61.64 ± 0.18	-1.00 ± 0.29	1.59 ± 0.30	1.88 ± 0.30	3.05 ± 0.48	61.14 ± 4.41	
G018.34+01.77	42.46 ± 0.19	-1.32 ± 0.30	0.95 ± 0.32	1.62 ± 0.31	3.82 ± 0.72	72.12 ± 5.48	
G337.93-00.47	155.59 ± 0.25	-2.92 ± 0.39	0.32 ± 0.41	2.93 ± 0.39	1.88 ± 0.25	86.90 ± 4.00	
-----------------	-------------------	------------------	------------------	-----------------	-----------------	-------------------	--
G191.91+00.88	24.89 ± 0.12	1.81 ± 0.18	-1.02 ± 0.19	2.08 ± 0.18	8.36 ± 0.74	-14.62 ± 2.54	
G048.60+00.05	76.99 ± 0.14	-2.23 ± 0.22	3.26 ± 0.23	3.95 ± 0.23	5.13 ± 0.30	62.19 ± 1.64	
G045.45 + 00.07	106.74 ± 0.19	-3.49 ± 0.30	-1.95 ± 0.32	4.00 ± 0.30	3.75 ± 0.28	-75.41 ± 2.23	
G011.92-00.60	78.91 ± 0.18	-2.05 ± 0.28	0.33 ± 0.29	2.08 ± 0.28	2.64 ± 0.36	85.45 ± 4.03	
G291.28-00.71	350.31 ± 0.16	-5.72 ± 0.25	-7.87 ± 0.27	9.73 ± 0.26	2.78 ± 0.07	-63.01 ± 0.76	
G018.14-00.29	107.34 ± 0.22	-3.02 ± 0.34	0.45 ± 0.36	3.05 ± 0.34	2.84 ± 0.31	85.76 ± 3.38	

 Table B.1: Caractéristiques des sources polarisées à 353 GHz. Les angles sont ici donnés en coordonnées galactiques.

Annexe C

La nébuleuse du Crabe vue par Planck HFI

Fréquence (GHz)	Passage 1	Passage 2	Passage 3	Passage 4	Tous les passages
		Ga	uss		
100	233.75 ± 0.43	233.25 ± 0.37	232.95 ± 0.39	232.81 ± 0.37	233.19 ± 0.25
143	198.62 ± 0.33	198.29 ± 0.33	198.31 ± 0.33	198.35 ± 0.33	198.39 ± 0.17
217	171.04 ± 0.24	171.42 ± 0.25	171.23 ± 0.27	171.30 ± 0.23	171.24 ± 0.18
353	140.10 ± 0.28	140.44 ± 0.27	139.87 ± 0.27	139.86 ± 0.28	140.07 ± 0.16
545	138.00 ± 0.66	137.37 ± 0.64	137.82 ± 0.05	138.63 ± 0.08	138.08 ± 0.92
857	116.33 ± 0.16	115.57 ± 0.04	115.66 ± 1.53	115.48 ± 0.05	116.08 ± 1.31
		IRAM	[/lobe		
100	225.09 ± 0.40	224.04 ± 0.35	224.27 ± 0.39	223.72 ± 0.36	224.28 ± 0.24
143	194.53 ± 0.32	194.35 ± 0.32	194.41 ± 0.33	194.32 ± 0.33	194.40 ± 0.17
217	168.26 ± 0.26	167.11 ± 0.25	168.17 ± 0.27	167.02 ± 0.25	167.64 ± 0.17
353	139.27 ± 0.27	138.51 ± 0.25	139.15 ± 0.26	138.10 ± 0.26	138.76 ± 0.16
545	141.07 ± 0.82	139.44 ± 0.54	140.89 ± 0.70	139.94 ± 0.21	140.17 ± 0.89
857	117.78 ± 0.31	115.65 ± 0.55	117.64 ± 0.68	115.32 ± 0.28	116.59 ± 1.29

Table C.1: Mesures de densité de flux du Crabe par passage, pour les deux méthodes d'estimation utilisées.

C. LA NÉBULEUSE DU CRABE VUE PAR PLANCK HFI

Fréquence	Passage	I	Q	U	Degré de	Orientation
(GHz)		(Jy)	(Jy)	(Jy)	polarisation (%)	(₀)
	1	225.09 ± 0.40	-15.36 ± 0.61	-0.43 ± 0.62	6.83 ± 0.27	-89.20 ± 1.16
	2	224.04 ± 0.35	-16.18 ± 0.52	-0.49 ± 0.53	7.23 ± 0.23	-89.13 ± 0.94
100	3	224.27 ± 0.39	-14.88 ± 0.58	-0.77 ± 0.59	6.64 ± 0.26	-88.52 ± 1.13
	4	223.72 ± 0.36	-15.55 ± 0.54	0.09 ± 0.54	6.95 ± 0.24	89.83 ± 0.99
	Tous	${f 224.28\pm 0.24}$	-15.50 ± 0.34	-0.40 ± 0.36	6.91 ± 0.15	-89.26 ± 0.66
	1	194.53 ± 0.32	-13.17 ± 0.61	1.13 ± 0.61	6.80 ± 0.31	87.55 ± 1.32
	2	194.35 ± 0.32	-13.87 ± 0.60	0.42 ± 0.58	7.14 ± 0.31	89.13 ± 1.20
143	S	194.41 ± 0.33	-13.21 ± 0.61	0.66 ± 0.62	6.80 ± 0.31	88.57 ± 1.34
	4	194.32 ± 0.33	-14.10 ± 0.63	0.59 ± 0.61	7.26 ± 0.32	88.80 ± 1.24
	Tous	194.40 ± 0.17	-13.58 ± 0.33	0.69 ± 0.32	6.99 ± 0.17	88.55 ± 0.68
	1	168.26 ± 0.26	-11.83 ± 0.48	2.02 ± 0.46	7.13 ± 0.29	85.16 ± 1.10
	2	167.11 ± 0.25	-10.83 ± 0.47	1.76 ± 0.46	6.57 ± 0.28	85.38 ± 1.20
217	33	168.17 ± 0.27	-11.72 ± 0.50	2.83 ± 0.49	7.17 ± 0.30	83.21 ± 1.17
	4	167.02 ± 0.25	-10.70 ± 0.46	1.95 ± 0.46	6.51 ± 0.28	84.84 ± 1.21
	Tous	167.64 ± 0.17	-11.27 ± 0.29	2.14 ± 0.28	6.84 ± 0.17	84.62 ± 0.71
	1	139.27 ± 0.27	-9.17 ± 0.54	1.64 ± 0.52	6.69 ± 0.39	84.93 ± 1.60
	2	138.51 ± 0.25	-8.48 ± 0.50	1.05 ± 0.51	6.17 ± 0.36	86.47 ± 1.71
353	3	139.15 ± 0.26	-9.65 ± 0.53	1.98 ± 0.51	7.08 ± 0.38	84.20 ± 1.49
	4	138.10 ± 0.26	-8.71 ± 0.52	1.54 ± 0.53	6.40 ± 0.38	84.99 ± 1.72
	Tous	138.76 ± 0.16	-9.00 ± 0.31	1.55 ± 0.29	6.58 ± 0.22	85.11 ± 0.92

Table C.2: Récapitulatif des mesures de polarisation du Crabe. La densité de flux est estimée par ajustement du modèle IRAM/lobe.

C. LA NÉBULEUSE DU CRABE VUE PAR PLANCK HFI

Annexe D

Sources

Figure D.1: Rapport flux mesuré / attendu en fonction du flux attendu pour l'ensemble des sources et passages, à 100 GHz.



Flux mesuré/attendu



Flux mesuré/attendu

Figure D.2: Rapport flux mesuré / attendu en fonction du flux attendu pour l'ensemble des sources et passages, à 143 GHz.

Figure D.3: Rapport flux mesuré / attendu en fonction du flux attendu pour l'ensemble des sources et passages, à 217 GHz.



234





Flux mesuré/attendu

Annexe E

Fabrication de cartes polarisées

E.1 Relations utiles dans le cas du bruit blanc

E.1.1 $V_r V_r^t = P$

La matrice de covariance de bruit \tilde{N} peut s'écrire par définition

$$\tilde{N} = P^t N P = P^t (\sigma^2 \mathbb{1}) P = \sigma^2 P, \tag{E.1}$$

et, par construction de V_r et Λ_r

$$\tilde{N} = V_r \Lambda_r V_r^t. \tag{E.2}$$

On a donc

$$\sigma^2 P = V_r \Lambda_r V_r^t; \tag{E.3}$$

 λ_r est la matrice des valeurs propres de P. Puisque P est un projecteur, ses valeurs propres sont 0 ou 1, et par construction de Λ_r (restriction de Λ à ses valeurs propres non-nulles), elle est donc proportionnelle à l'identité. On obtient donc $\Lambda_r = \sigma^2 \mathbb{1}$, et enfin

$$V_r V_r^t = P. (E.4)$$

E.1.2 $V_r^t \tilde{N} V_r = \sigma^2 \mathbb{1}$

On a par cobstruction

$$\tilde{N} = V_r \Lambda_r V_r^t, \tag{E.5}$$

E. FABRICATION DE CARTES POLARISÉES

et on vient de montrer au paragraphe précédent que

$$\Lambda_r = \sigma^2 \mathbb{1}.\tag{E.6}$$

On a par conséquent

$$V_r(\sigma^2 \mathbb{1})V_r^t = \tilde{N} \Leftrightarrow V_r^t \tilde{N} V_r = \sigma^2 \mathbb{1}.$$
(E.7)