



**HAL**  
open science

**Cosmologie observationnelle avec le satellite Planck :  
extraction du signal astrophysique des données brutes  
de l'instrument HFI et étude de l'effet du rayonnement  
cosmique.**

Damien Girard

► **To cite this version:**

Damien Girard. Cosmologie observationnelle avec le satellite Planck : extraction du signal astrophysique des données brutes de l'instrument HFI et étude de l'effet du rayonnement cosmique.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université de Grenoble, 2010. Français. NNT: . tel-00813574

**HAL Id: tel-00813574**

**<https://theses.hal.science/tel-00813574v1>**

Submitted on 15 Apr 2013

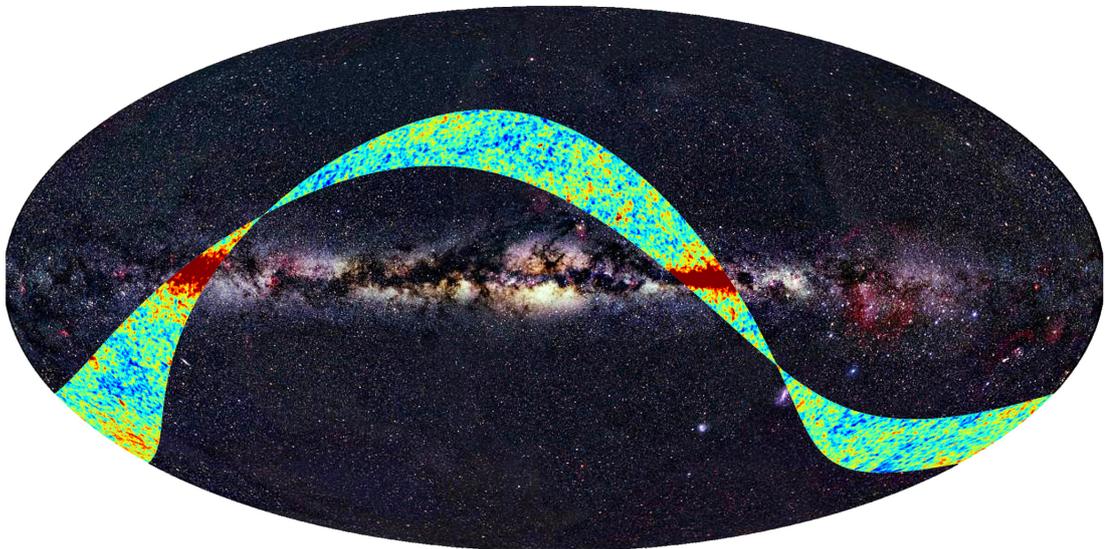
**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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

Université de Grenoble  
*Ecole doctorale de physique*

Thèse de doctorat en Sciences Physiques  
Spécialité Physique Subatomique et Astroparticules

**Cosmologie observationnelle avec le  
satellite Planck :**  
extraction du signal astrophysique des données brutes de  
l'instrument HFI et étude de l'effet du rayonnement  
cosmique



**Damien GIRARD**

Sous la direction de **Cécile RENAULT**

*Decembre 2007 - Novembre 2010*

**Soutenu le 18 novembre 2010 devant le jury d'examen suivant :**

Dr. Alain BENOIT	Directeur de Recherche	CNRS Grenoble	Président du jury, Examineur et Représentant de l'Université de Grenoble
Dr. François COUCHOT	Directeur de Recherche	LAL Orsay	Examineur
Dr. Brendan CRILL	JPL Scientist	JPL/Caltech Pasadena	Rapporteur
Dr. Ken GANGA	Directeur de Recherche	APC Paris	Rapporteur
Dr. Martin KUNZ	Maître d'Enseignement et de Recherche	Université de Genève	Examineur
Dr. Cécile RENAULT	Chargée de Recherche	LPSC Grenoble	Examinatrice

Thèse effectuée au **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie** de Grenoble



Professeur Einstein,

Cher Professeur,

Je ne puis malheureusement formuler ce qui suit de manière satisfaisante en allemand.

Si j'ai bien compris la terre tourne si vite qu'elle reste pratiquement sur place, c'est du moins ce qu'il nous semble. On pourrait donc dire qu'à un certain moment, une personne se tient debout au sommet, à un autre moment, lorsqu'elle se tient dessous, elle a la tête en bas mais tient grâce à la gravitation et, des fois, elle se tient à angle droit à droite de la Terre et d'autres fois, à angle droit à gauche.

Est il raisonnable d'admettre que c'est lorsque quelqu'un se tient debout à l'envers - ou plutôt la tête en bas - qu'il tombe amoureux et fait d'autres choses stupides ?

Très respectueusement,

*Franck Wall.*

Cher M. Wall,

Tomber amoureux n'est pas la plus stupide des choses que puisse faire l'être humain - mais la gravitation ne saurait être tenue pour responsable.

Cordialement,

*Albert Einstein.*

---

À Claire.

# Merci

En premier lieu un très grand merci à Cécile qui m'a guidé et beaucoup aidé pendant ces trois années.

Merci au Laboratoire de physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble et à son directeur Serge de m'avoir accueilli en thèse.

Merci également au groupe Planck du LPSC pour les nombreux échanges scientifiques que j'ai pu avoir avec chacun d'entre vous.

Un grand merci à Daniel, Juan, Xavier, Fred, Yohan avec qui j'ai beaucoup collaboré et également à tous les autres membres du groupe : Laurence, Lauranne, Guillaume, Sergi, Fouad, Lilian, et aussi tous les stagiaires avec qui j'ai eu l'occasion de travailler.

Merci à la collaboration Planck de m'avoir permis de travailler sur ce sujet passionnant et en particulier à Jean-loup Puget, François Bouchet, Jean-Michel Lamarre et Jan Tauber.

Merci également à tous les membres de la collaboration avec lesquels j'ai eu l'occasion de travailler et en particulier les *glitchologists*, les infatigables membres de SiSyPHE et le *PRAC*.

Je remercie chaleureusement les membres de mon jury de thèse : Brendan Crill et Ken Ganga mes rapporteurs, ainsi que Alain Benoit, François Couchot et Martin Kunz mes examinateurs.

Un grand merci également à tous les gens trop cool que cette thèse m'a permis de connaître, et en particulier tous les doctorants du LPSC (vous êtes trop nombreux pour que je vous cite tous), et les doctorants Plankés.

Merci aussi à tous les potes qui ont été là pendant tout ce temps et qui seront là encore pour longtemps j'en suis sûr.

Une mention spéciale ma maman et à mon papa parce que c'est eux qui m'ont fait découvrir que l'Univers c'est passionnant *et qui ont un tout petit peu insisté pour que je fasse quelques études...*

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Cosmologie</b>	<b>11</b>
<b>1</b>	<b>Quelques mots d'Histoire</b>	<b>13</b>
<b>2</b>	<b>Le modèle standard de la cosmologie</b>	<b>15</b>
2.1	Les principes de base de la description de l'Univers à grande échelle . . . . .	15
2.1.1	Le principe cosmologique . . . . .	15
2.1.2	L'hypothèse d'Einstein . . . . .	16
2.1.3	Le principe d'équivalence . . . . .	16
2.2	La théorie de la Relativité . . . . .	16
2.2.1	Géométrie de l'Univers . . . . .	16
2.2.2	Contenu de l'Univers . . . . .	17
2.2.3	L'équation d'Einstein . . . . .	18
2.3	L'expansion de Hubble . . . . .	18
2.3.1	Le Big-Bang . . . . .	18
2.4	Modèle FLRW . . . . .	18
2.5	Du Big-Bang à la nucléosynthèse primordiale . . . . .	19
2.6	L'émission du rayonnement fossile . . . . .	21
2.7	L'inflation . . . . .	21
2.7.1	Le problème de l'homogénéité . . . . .	21
2.7.2	Le problème de la platitude . . . . .	21
2.7.3	Le problème de l'horizon . . . . .	21
2.8	Evolution des grandes structures de l'Univers . . . . .	22
2.9	Matière noire et énergie noire . . . . .	23
2.9.1	La matière noire . . . . .	23
2.9.2	L'énergie noire . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Des modèles plus exotiques</b>	<b>25</b>
3.1	La quartessence . . . . .	25
3.2	Les théories de gravité modifiée . . . . .	25
3.2.1	MOND . . . . .	25
3.2.2	Les théories $f(R)$ . . . . .	26
3.3	La remise en cause de l'interprétation des observations . . . . .	26
3.3.1	La remise en cause du principe cosmologique . . . . .	27
3.3.2	La remise en cause de l'interprétation des mesures des supernovae et du rayonnement fossile . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Les informations physiques contenues dans le rayonnement fossile</b>	<b>28</b>
4.1	Prédiction et mesure . . . . .	28
4.2	Isotropie . . . . .	29
4.3	L'anisotropie dipolaire . . . . .	29
4.4	Les anisotropies primaires en température . . . . .	30
4.5	Polarisation du rayonnement fossile . . . . .	31
4.5.1	Description de la polarisation . . . . .	31
4.5.2	Source de la polarisation linéaire : L'interaction Thompson . . . . .	31
4.5.3	Des quadrupôles qui créent une polarisation scalaire . . . . .	32
4.5.4	Polarisation vectorielle et tensorielle . . . . .	32
4.6	Spectre de puissance angulaire et estimation des paramètres cosmologiques . . . . .	33
4.6.1	Spectre de puissance angulaire en température . . . . .	33
4.6.2	Spectre de puissance angulaire en polarisation . . . . .	34

4.6.3	Variance cosmique . . . . .	35
4.7	Les anisotropies secondaires . . . . .	36
4.7.1	Les effets gravitationnels . . . . .	36
4.7.2	Les effets de diffusion des photons . . . . .	37
4.8	La physique fondamentale avec le rayonnement fossile . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Les avant plans</b>	<b>39</b>
5.1	Les émissions ponctuelles . . . . .	39
5.2	Les émissions diffuses . . . . .	39
5.2.1	Le fond diffus infrarouge . . . . .	40
5.2.2	Le rayonnement synchrotron Galactique . . . . .	41
5.2.3	La poussière Galactique . . . . .	41
5.2.4	Le rayonnement de freinage des électrons du milieu interstellaire . . . . .	42
5.2.5	La lumière zodiacale . . . . .	42
<b>II</b>	<b>Mesurer le rayonnement fossile avec le satellite Planck</b>	<b>43</b>
<b>6</b>	<b>Les différents instruments de mesure du rayonnement fossile</b>	<b>45</b>
6.1	De la prédiction du rayonnement fossile à sa découverte . . . . .	45
6.2	Mesure du spectre de corps noir et découverte des anisotropies . . . . .	46
6.2.1	RELIKT . . . . .	46
6.2.2	COBE . . . . .	46
6.3	Mesure des anisotropies en température et découverte de la polarisation . . . . .	47
6.3.1	Expériences au sol . . . . .	48
6.3.2	Expériences en ballon . . . . .	49
6.3.3	Le satellite WMAP . . . . .	49
6.4	La troisième génération d'instruments de mesure du rayonnement fossile : Planck . . . . .	50
6.5	Le futur . . . . .	51
<b>7</b>	<b>La mission Planck</b>	<b>52</b>
7.1	Objectifs scientifiques . . . . .	53
7.1.1	Etude du rayonnement fossile . . . . .	53
7.1.2	Anisotropies secondaires . . . . .	54
7.1.3	Sources extragalactiques . . . . .	55
7.1.4	Etude de la Galaxie . . . . .	56
7.1.5	Etude du Système Solaire . . . . .	57
7.2	Planck : un outil de précision . . . . .	57
7.2.1	Le satellite . . . . .	57
7.2.2	La stratégie de pointage . . . . .	59
7.2.3	Le SREM . . . . .	59
7.2.4	La cryogénie . . . . .	59
7.2.5	L'instrument LFI . . . . .	61
7.2.6	L'instrument HFI . . . . .	62
7.3	Lancement et orbite . . . . .	67
<b>III</b>	<b>Analyse des données de l'instrument HFI</b>	<b>69</b>
<b>8</b>	<b>Des données brutes aux modèles d'univers</b>	<b>70</b>
8.1	Le niveau LS de HFI . . . . .	70
8.2	Le niveau L1 . . . . .	71
8.3	Le niveau L2 . . . . .	72
8.3.1	HFI : les données ordonnées en temps . . . . .	72
8.3.2	HFI : les cartes et l'étalonnage . . . . .	72
8.3.3	LFI : des données ordonnées en temps aux cartes . . . . .	73
8.3.4	HFI et LFI : la séparation des composantes et les spectres de puissance angulaire . . . . .	74
8.4	Le niveau L3 . . . . .	74
<b>9</b>	<b>Analyse des données ordonnées en temps de HFI</b>	<b>77</b>
9.1	Description globale de l'analyse des TOIs . . . . .	77

9.2	Effets liés à la détection . . . . .	78
9.2.1	Parité . . . . .	78
9.2.2	Effets électroniques à haute fréquence . . . . .	78
9.2.3	Changements des paramètres de l'instrument et erreurs de compression . . . . .	79
9.2.4	Remplissage des trous . . . . .	79
9.2.5	Estimation du bruit . . . . .	81
9.2.6	Gain des détecteurs . . . . .	81
9.2.7	Réponse en temps des détecteurs . . . . .	81
9.2.8	Effet électronique de la machine 4 K . . . . .	81
9.2.9	Effets thermiques . . . . .	82
9.2.10	RTS . . . . .	82
9.3	Effets liés au ciel . . . . .	82
9.3.1	Détection et marquage des rayons cosmiques . . . . .	82
9.3.2	Les sources ponctuelles . . . . .	87
9.4	Résultats de l'analyse des TOI . . . . .	88
<b>10</b>	<b>Etude détaillée de l'interaction entre le rayonnement cosmique et les détecteurs</b>	<b>90</b>
10.1	Etude des caractéristiques générales des glitches . . . . .	90
10.1.1	Temps de montée . . . . .	90
10.1.2	Les différentes constantes de temps des glitches . . . . .	92
10.1.3	Calcul de l'énergie des glitches . . . . .	92
10.1.4	Taux de glitches . . . . .	93
10.1.5	Intervalle temporel . . . . .	95
10.1.6	Corrélation avec la position des bolomètres . . . . .	96
10.1.7	Variabilité avec la phase (direction d'observation) . . . . .	96
10.1.8	Variabilité temporelle du taux de glitches mesuré . . . . .	96
10.2	Quelles sont les particules qui interagissent ? . . . . .	99
10.3	Zoologie : les différents types de glitches . . . . .	105
10.4	Les rayons cosmiques directs : des glitches de type <i>arbres</i> et <i>bonsaï</i> . . . . .	106
10.4.1	Saturation à haute énergie . . . . .	107
10.4.2	Corrélation avec la géométrie du détecteur . . . . .	107
10.4.3	Interaction directe des rayons cosmiques : nombre et énergie . . . . .	108
10.4.4	Coïncidence a-b . . . . .	109
10.4.5	Asymétrie a-b . . . . .	109
10.4.6	Constantes de temps . . . . .	110
10.5	Le modèle des électrons $\delta$ et les glitches de <i>l'herbe</i> . . . . .	111
10.5.1	Coïncidence . . . . .	112
10.5.2	Corrélation avec la géométrie du détecteur . . . . .	113
10.5.3	Distribution d'énergie . . . . .	116
10.5.4	Nombre et énergie attendus . . . . .	116
10.5.5	Constantes de temps . . . . .	117
10.5.6	Asymétrie a-b . . . . .	117
10.6	Les glitches dans les thermomètres . . . . .	118
10.6.1	Nombre et énergie attendus . . . . .	119
10.7	Les glitches de type escargot . . . . .	121
10.8	En résumé... . . . .	122
10.9	Le cas particulier des fluctuations thermiques liées aux dépôts d'énergie de type rhinocéros et éléphants . . . . .	125
<b>11</b>	<b>Simulation de l'effet systématique lié au rayonnement cosmique et estimation des performances de la correction</b>	<b>128</b>
11.1	Méthode . . . . .	128
11.2	Modélisation et Simulations . . . . .	129
11.2.1	Simulation du ciel vu par Planck . . . . .	129
11.2.2	Modélisation des effets instrumentaux . . . . .	129
11.3	Analyse des données . . . . .	132
11.3.1	Analyse des données ordonnées en temps . . . . .	132
11.3.2	Analyse des cartes . . . . .	147
11.3.3	Pour conclure . . . . .	151

<b>A</b>	<b>Polarisation d'une onde électromagnétique</b>	<b>157</b>
A.1	Généralités . . . . .	157
A.2	Les paramètres de Stokes . . . . .	157
A.3	Quelques autres paramètres utiles . . . . .	157

# Introduction

De tout temps l'humanité a cherché à comprendre le monde qui l'entoure. C'est le rôle fondamental de la science que de nous permettre d'explorer chacun des aspects de notre Univers (bien qu'elle soit plus souvent utilisée pour agrémenter notre confort quotidien d'une part, et pour nous entre-tuer d'autre part, ce qui est pour le moins paradoxal).

La cosmologie est la science de l'infiniment grand, elle se base sur la théorie de la relativité générale et s'applique à donner une vision cohérente de l'Univers à des très grandes échelles d'espace et de temps. Elle décrit l'évolution de l'ensemble de l'Univers observable en termes de géométrie et de contenu depuis ses premiers instants jusqu'à des prédictions sur son évolution future à l'échelle de dizaines de milliards d'années. Elle rejoint la physique des particules, science de l'infiniment petit basée sur la théorie de la mécanique quantique, dans la description des premiers instants de l'Univers qui met en jeu des temps et des distances aux limites de notre compréhension.

L'un des enjeux essentiels de la science est d'unifier les théories décrivant des phénomènes différents. On peut citer à titre d'exemple la description de la chute des corps et des mouvements célestes par Newton en 1686 grâce à un même principe fondamental. Cet enjeu se manifeste aujourd'hui dans les tentatives d'unification de la mécanique quantique (qui décrit l'infiniment petit) et de la relativité générale (qui décrit l'infiniment grand), fondamentalement incompatibles et pourtant aussi nécessaires l'une que l'autre dans la description de l'Univers.

Pour cela il est indispensable d'avoir des observations de plus en plus précises et quantitatives des phénomènes physiques dont la description nécessite les deux théories.

L'image la plus lointaine et la plus ancienne de l'Univers qu'il nous soit possible d'observer à l'heure actuelle est appelée rayonnement fossile. C'est la lumière qui a été émise lors du découplage de la matière et du rayonnement (lorsque l'Univers est devenu transparent). Elle constitue l'une des trois observations fondamentales sur lesquelles se base le modèle du Big-Bang chaud qui est à l'heure actuelle notre meilleure description de l'Univers. Les autres piliers du modèle du Big-Bang sont l'observation de l'expansion de l'Univers et la présence des éléments chimiques produits par la nucléosynthèse primordiale (la création des noyaux dans l'Univers primordial) dans les proportions prédites.

L'étude du rayonnement fossile fournit de très précieuses informations sur le contenu et la géométrie de l'Univers primordial et les conditions qui y régnaient. Elle nous fournit également des informations sur l'histoire de l'Univers et ses caractéristiques à différentes époques grâce aux interactions subies par les photons au long des 13,7 milliards d'années lumière qu'ils ont parcourus jusqu'à nous.

Le satellite Planck représente la 3<sup>e</sup> génération de satellites dédiés à l'étude du rayonnement fossile. Il a été lancé le 14 mai 2009 pour une mission nominale de 15 mois. Les deux instruments à son bord sont conçus pour étudier le rayonnement fossile ainsi que les différentes composantes astrophysiques qui émettent dans la même gamme de fréquence. Les objectifs scientifiques de Planck sont très ambitieux et concernent un domaine physique très large. Leur sensibilité ainsi que leur couverture spectrale et spatiale permettront de produire des cartes de chacune des composantes astrophysiques observées sur l'intégralité du ciel avec une précision et une définition jamais atteinte jusque là. Les données de Planck contraindront le spectre de puissance angulaire du rayonnement fossile avec une précision limitée seulement par la variance cosmique jusqu'à une très petite échelle angulaire.

Les données des deux instruments sont transmises chaque jour par le satellite et sont analysées dans des centres de traitement dédiés. L'analyse des données de l'instrument HFI<sup>1</sup> a été conçue à partir de simulations basées sur les résultats des expériences Archéops et WMAP et les tests au sol de l'instrument. Elle est

---

1. High Frequency Instrument

régulièrement améliorée pour traiter les données de vol.

La première étape est l'analyse des données ordonnées en temps, dont une large part est consacrée au traitement des effets systématiques instrumentaux.

Le "nettoyage" de l'effet des rayons cosmiques sur les données est l'une de ces étapes. Elle est particulièrement importante et elle a fait l'objet de beaucoup d'efforts car l'effet des rayons cosmiques est l'un des seuls effets instrumentaux qui diffère significativement des prédictions et des simulations produites avant le vol.

L'analyse des données essaie de s'affranchir le plus précisément possible des effets systématiques pour atteindre les objectifs scientifiques de Planck. Pour y parvenir il est nécessaire d'optimiser le traitement appliqué sur les données mais également de contrôler l'impact du traitement appliqué sur les résultats scientifiques. On se sert de simulations réalistes des données de HFI pour estimer l'impact du traitement des effets systématiques sur les cartes qui seront produites par Planck.

Le lancement de Planck a eu lieu avec plus d'un an de décalage par rapport à la date prévue au début de la thèse. Le projet de thèse a été adapté en conséquence en laissant une plus large part à la préparation de l'analyse des données.

La mission Planck fait appel à une collaboration importante, dans laquelle seul un petit groupe, appelé Core-Team, peut accéder directement aux données brutes de chaque instrument. Le contexte de ce travail m'a permis de participer à l'analyse des données brutes de l'instrument HFI au sein du Core-Team-HFI et d'avoir accès aux résultats cosmologiques préliminaires de Planck.

La première partie de ce document est consacré à la description du modèle standard de la cosmologie. La seconde partie décrit le fonctionnement du satellite Planck et en particulier des détecteur de HFI. La troisième partie explique l'analyse des données de l'instrument HFI, et en particulier l'analyse des données ordonnées en temps ainsi qu'une analyse détaillée de l'interaction du rayonnement cosmique avec les détecteurs et une étude de l'impact du "nettoyage" des rayons cosmiques sur les spectres de Fourier des données ordonnées en temps et les cartes du rayonnement fossile.

Première partie

Cosmologie

Les évolutions successives de la cosmologie ont peu à peu transformé l'observation du ciel en fonction des saisons en une description scientifique et mathématique de l'Univers à grande échelle. Le premier chapitre décrit comment la cosmologie est apparue puis s'est structurée pour devenir une science.

On dispose aujourd'hui d'un modèle standard de la cosmologie ou modèle de concordance qui intègre chacune des évolutions majeures de cette science ; mais également d'autres modèles, plus exotiques, dont les objectifs sont principalement la résolution des paradoxes et des ambiguïtés du modèle standard. Le second chapitre décrit le modèle reconnu comme standard aujourd'hui par une large majorité des cosmologistes. Le troisième montre qu'il existe également des modèles concurrents au modèle standard.

L'un des 3 piliers du modèle standard de la cosmologie est la prédiction et l'observation du rayonnement fossile dans le cadre du modèle du Big-Bang chaud. Le chapitre quatre décrit en détail les informations physiques que l'on peut trouver dans le rayonnement fossile et le chapitre cinq montre les avants plans qui perturbent sa mesure.

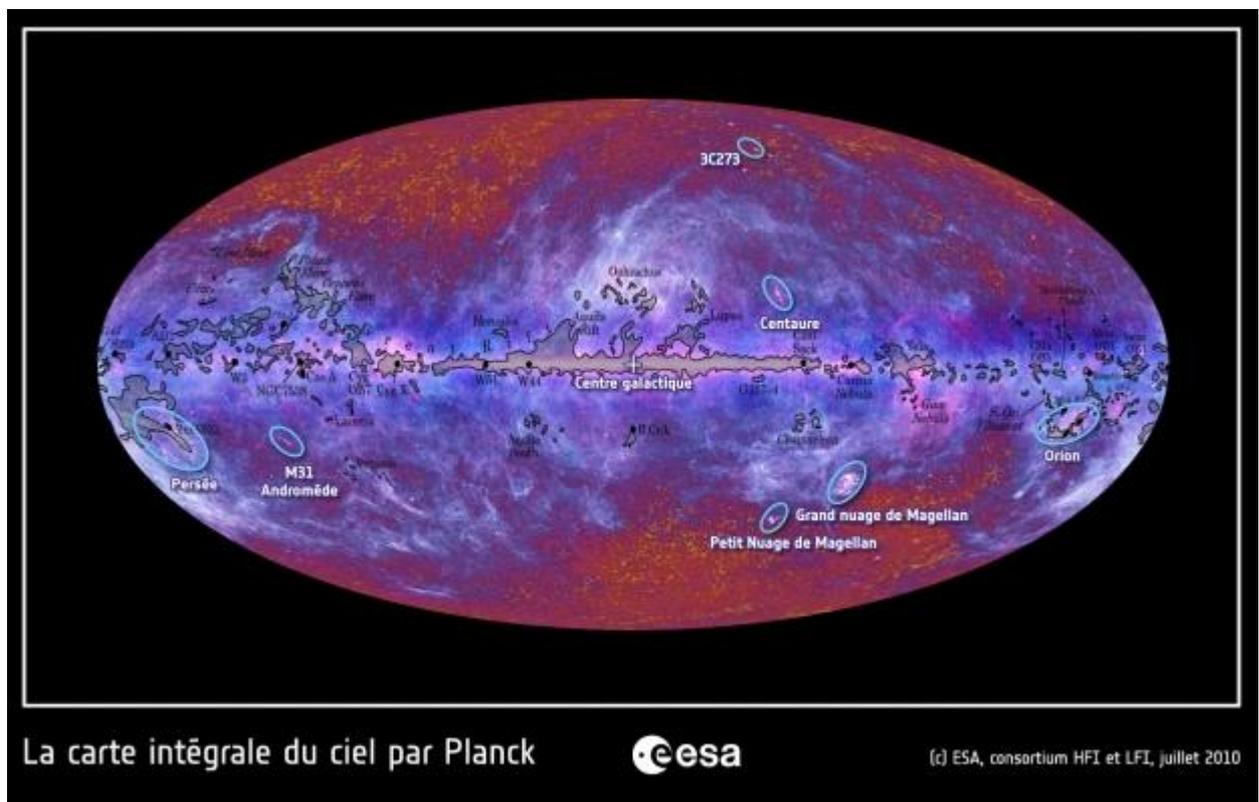


FIGURE 1 – La première carte du ciel complet publiée par la collaboration Planck et l'ESA. On voit clairement différents éléments astrophysiques et cosmologiques : le rayonnement fossile en arrière plan, des galaxies extérieures (Andromède par exemple) et notre Galaxie au premier plan.

# Chapitre 1

## Quelques mots d'Histoire

Les textes les plus anciens jamais retrouvés et traitant de cosmologie datent de 3500 avant J.C. Ils proviennent de la civilisation Babylonienne et en particulier du peuple Sumérien. La cosmologie de cette époque n'avait pas un but théorique de compréhension de l'Univers mais plutôt un but pratique lié à la gestion du temps, notamment vis à vis de l'agriculture et également un but religieux. Elle se limitait à l'observation de la trajectoire de la Lune et des planètes. Elle est à la base des premiers calendriers.

Les philosophes grecs ont par la suite essayé d'inclure ces observations dans un système global et cohérent d'un point de vue géométrique pour en donner une explication rationnelle et simple. La première tentative de description géométrique du monde revient à Platon au V<sup>e</sup> siècle avant J.C. Puis Aristote en fait un ensemble cohérent de sphères concentriques dont la Terre est le centre et qui restera en vigueur pendant 20 siècles en occident. L'aboutissement de ces travaux successifs produit un modèle géocentrique qui rend remarquablement compte des observations, le modèle de Ptolémée au I<sup>er</sup> siècle.

Par la suite, l'astronomie arabe développe de nouveaux outils théoriques et produit un grand nombre d'observations dans le but principal de comprendre et maîtriser la chronologie des événements qui rythment la vie des croyants. Des critiques du modèle géocentrique de Ptolémée apparaissent peu à peu grâce au développement de méthodes et d'instruments de plus en plus précis.

En Europe c'est seulement à la fin du Moyen-Age que la cosmologie connaît une évolution majeure avec la publication du *De revolutionibus orbium coelestium* par Copernic en 1543 qui remet en cause le système géocentrique largement accepté jusqu'alors. La proposition nouvelle d'un système héliocentrique a des conséquences religieuses importantes.

Les observations de Tycho Bræe peu avant 1600 atteignent une précision telle qu'il devient possible de démontrer que le modèle de Ptolémée n'est pas viable. Les lois de Kepler au début du XVII<sup>e</sup> décrivent les trajectoires des planètes du système solaire transformant la cosmologie d'observation en cosmologie de calcul.

Galilée fait entrer la cosmologie dans une ère moderne en donnant au modèle de Copernic, dont il est un fervent défenseur, une cohérence et une crédibilité qui s'appuie sur des observations et des mesures scientifiques de qualité. En 1633 il est condamné par l'église catholique romaine pour ses travaux *hérétiques*. Mais les hypothèses de Galilée sont très largement reconnues par les milieux scientifiques dès 1650. Au cours de ce siècle l'observation et la description des planètes du système solaire font de grands progrès.

Les *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica* publiés en 1687 par Newton apportent une nouvelle révolution à la description scientifique du monde. Il unifie la mécanique terrestre et la mécanique céleste à travers des lois qui décrivent la dynamique des corps. Il devient possible de prédire le mouvement de n'importe quel objet, astre ou pomme, à partir d'un principe mathématique unique et cohérent.

Le XVIII<sup>e</sup> siècle est riche en progrès observationnels qui permettent notamment la découverte des galaxies extérieures. Et au XIX<sup>e</sup> siècle l'astronomie se distingue de l'astrophysique et de la cosmologie.

En 1881 Michelson montre que la loi d'addition des vitesses de la mécanique Newtonienne est fautive. La vitesse de la lumière ne s'additionne pas à celle de la Terre lorsqu'un rayon lumineux est émis sur la surface de la Terre ; elle reste toujours la même. Ceci constitue un paradoxe important dans la physique Newtonienne. Il sera résolu par Einstein en 1905 avec la théorie de la Relativité Restreinte. Cette théorie constitue une nouvelle révolution dans notre compréhension du monde en proposant d'abandonner l'idée que l'espace et le temps sont des éléments stables et fixes indépendamment de tout le reste. Cette nouvelle hypothèse permet de conserver le principe de relativité. Einstein généralise la théorie de la Relativité en 1915 pour la rendre applicable en présence de masses et d'accélération. C'est la théorie qui sert de base à la cosmologie moderne.

En 1929 Hubble découvre que l'Univers est en expansion. Le modèle d'univers proposé par Friedmann, Lemaître, Robertson et Walker (modèle FLRW) dans les années 1920-1930 est le plus favorisé par cette

observation. C'est sur celui-ci que se base le modèle standard de la cosmologie.

En 1933 Zwicky montre que le mouvement d'un groupe de galaxies ne s'explique que si une grande partie de la matière qui le compose est invisible. Ce phénomène est constaté à plusieurs reprises lors d'observations des mouvements des galaxies. Il conduit à la proposition de l'existence de *matière noire*, massive et interagissant peu avec la matière ordinaire pour expliquer les mouvements des galaxies.

En 1998 deux équipes montrent indépendamment l'une de l'autre que l'expansion de l'Univers est accélérée. Cette observation a pour conséquence de proposer l'hypothèse de l'existence d'une nouvelle forme d'énergie dans l'Univers qui serait la cause de cette accélération. On l'appelle *énergie noire*. Comme on le verra pas la suite, elle peut prendre un grand nombre de formes théoriques dans la description de l'Univers.

Le modèle de concordance qui est le modèle standard de la cosmologie aujourd'hui a pour fondement théorique la Relativité Générale. Il se base sur le modèle d'univers en expansion de FLRW et il intègre l'existence de la matière noire et de l'énergie noire. On l'appelle *modèle  $\Lambda$ CDM* ( $\Lambda$  représente l'énergie noire sous sa forme la plus simple : la *constante cosmologique* et CDM signifie Cold Dark Matter<sup>1</sup>).

Pour une description plus approfondie de l'Histoire de la cosmologie se référer à [Chareix 2009].

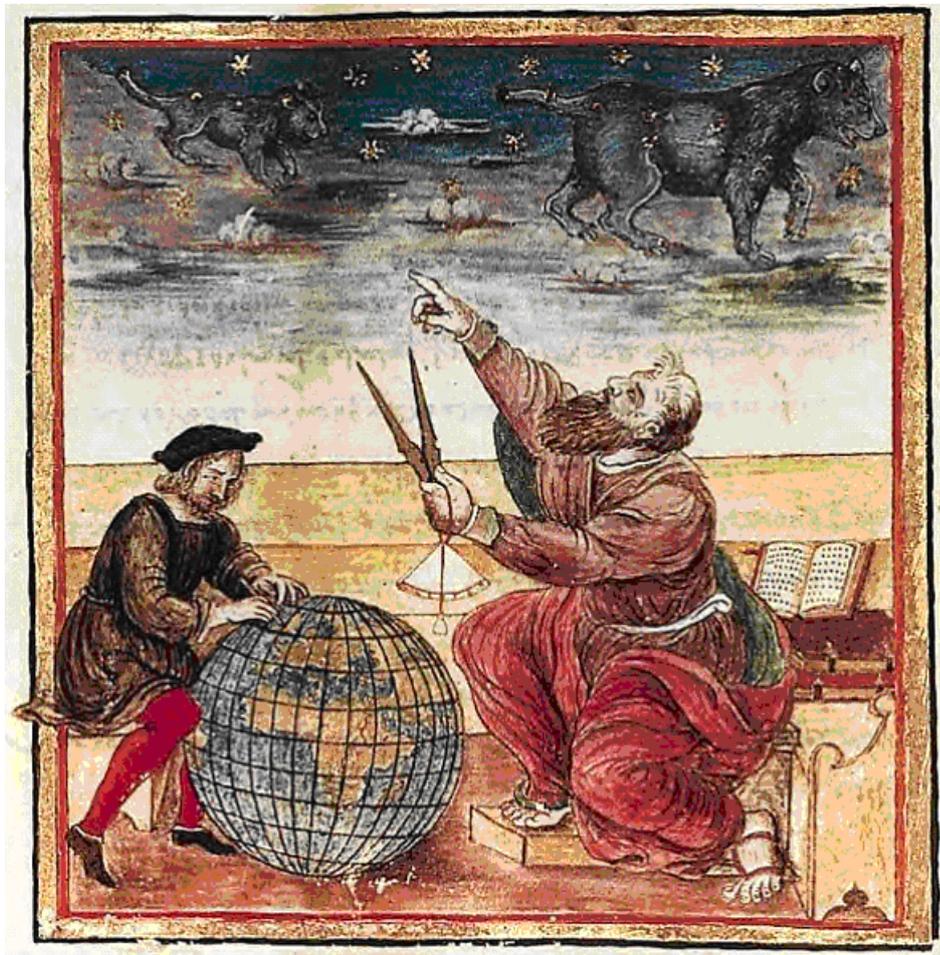


FIGURE 1.1 – Ptolémée.

---

1. Matière Noire Froide en français

## Chapitre 2

# Le modèle standard de la cosmologie

### 2.1 Les principes de base de la description de l'Univers à grande échelle

#### 2.1.1 Le principe cosmologique

*L'Univers est homogène et isotrope à grande échelle.*

C'est le principe de base sur lequel on s'appuie pour décrire l'Univers.

Il est vérifié par les observations pour des échelles de distances allant du gigaparsec à la taille de l'Univers observable. Certains modèles cosmologiques non standards remettent en cause ce principe pour de très grandes échelles, supérieures ou comparables à la taille de l'Univers observable.

Il découle du principe de Copernic : *il n'y a pas de point de vue privilégié dans l'Univers.*

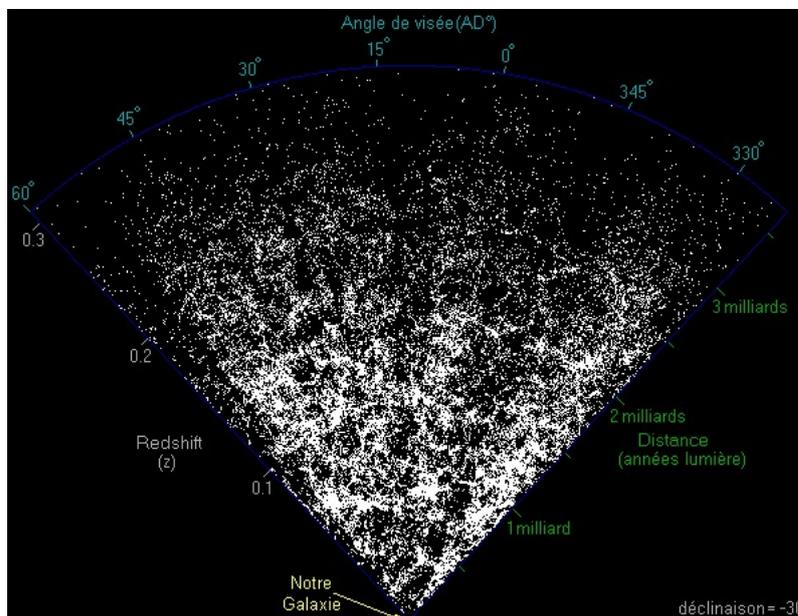


FIGURE 2.1 – L'isotropie de l'Univers à grande échelle illustrée par les mesures de l'expérience 2DF Galaxy Redshift Survey. Chaque point représente une galaxie. Crédit image : 2DF Galaxy Redshift Survey

Les autres principes découlant du principe de Copernic sont :

le principe de relativité : *Les lois de la physique sont les mêmes dans tous les référentiels*

et le principe de médiocrité qui stipule que *le Système Solaire est un système banal dans l'Univers, nous n'occupons pas une position privilégiée dans l'Univers.*

Ce dernier principe s'oppose (sans incompatibilité) au principe anthropique : *Si un observateur existe, il faut nécessairement que soient réunies les conditions physiques qui permettent son existence, même si ces*

conditions sont hautement improbables.

### 2.1.2 L'hypothèse d'Einstein

*La vitesse de la lumière dans le vide est finie et vaut  $c$ . Elle constitue une valeur limite qui ne peut pas être dépassée.*

C'est une hypothèse très forte, choisie par Einstein pour résoudre le paradoxe posé par l'expérience de Michelson montrant que la lumière ne respectait pas les lois Newtoniennes d'addition des vitesses. Einstein proposa alors d'abandonner le concept de temps et d'espace absolu pour le remplacer par une vitesse de la lumière absolue [Einstein 1905].

Avec cette nouvelle hypothèse la vitesse d'écoulement du temps et les distances dépendent alors du référentiel dans lequel on les mesure. Lors d'un changement de référentiel, on observe les changements suivants :

Contraction des longueurs :  $l' = l/\gamma$ .

Dilatation des durées :  $t' = t * \gamma$ .

Avec  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}}$ .

### 2.1.3 Le principe d'équivalence

*Les effets d'un champ gravitationnel sont identiques aux effets d'une accélération.*

Il peut également être formulé comme : *la masse gravitationnelle est équivalente à la masse inertielle ;* ce qui se traduit en termes mathématiques par l'équation :

$$mg = ma \quad (2.1)$$

où  $m$  est une masse,  $g$  une force gravitationnelle et  $a$  une accélération de même valeur.

A partir de ces principes on peut construire une théorie physique qui décrit l'Univers comme un espace à quatre dimensions, dont une temporelle et trois spatiales, pourvu d'une géométrie et contenant des fluides parfaits qui interagissent entre eux et avec la géométrie de l'Univers à l'aide des 4 forces fondamentales que l'on connaît : la force forte, la force faible, la force électromagnétique et la force gravitationnelle.

## 2.2 La théorie de la Relativité

La théorie de la Relativité d'Einstein est à l'heure actuelle la théorie de la gravitation la plus aboutie et celle qui se vérifie le plus précisément [Einstein 1905] [Einstein 1915] [Einstein 1917] [Hobson 2009].

### 2.2.1 Géométrie de l'Univers

La géométrie de l'Univers est décrite par sa *métrique*. C'est l'outil qui permet de relier la mesure de distance à un système de coordonnées. On peut l'exprimer sous la forme d'un tenseur symétrique qu'on appelle  $g_{\mu\nu}$  dans un système de coordonnées  $x^\mu$ , où les indices  $\mu$  et  $\nu$  prennent les valeurs  $\{0, 1, 2, 3\}$ . Dans ce document  $\mu = 0$  représentera la dimension temporelle et  $\mu = 1, 2, 3$  représenteront les trois dimensions spatiales.

L'élément de distance dans cette géométrie s'exprime alors par sa norme carrée sous la forme :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (2.2)$$

A partir du tenseur métrique  $g_{\mu\nu}$  on définit également :

Les symboles de Christoffel :  $\Gamma_{\mu\nu}^\sigma = \frac{1}{2} g^{\sigma\kappa} \left( \frac{\partial g_{\kappa\mu}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial g_{\kappa\nu}}{\partial x^\mu} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\kappa} \right)$ .

Le tenseur de courbure de Riemann :  $R_{\sigma\nu\kappa}^\mu = \frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^\sigma}{\partial x^\kappa} - \frac{\partial \Gamma_{\mu\kappa}^\sigma}{\partial x^\nu} + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \Gamma_{\kappa\lambda}^\sigma - \Gamma_{\mu\kappa}^\lambda \Gamma_{\nu\lambda}^\sigma$ .

Le tenseur de Ricci :  $R_{\mu\nu} = R_{\mu\sigma\nu}^\sigma$ .

Le scalaire de Ricci :  $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ .

Et en combinant ces éléments on définit le tenseur d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} \quad (2.3)$$

qui décrit la géométrie de l'Univers.

## 2.2.2 Contenu de l'Univers

Le contenu de l'Univers est décrit par son *tenseur énergie-impulsion*  $T_{\mu\nu}$ . La composante temps-temps (0-0) représente la densité totale d'énergie  $\rho(t)$ , somme des densités d'énergie associées à chacun des fluides parfaits composant l'Univers. Les composantes temps-espace (0- $i$ ) représentent les moments et les composantes espace-espace ( $i-i$ ) sont les composantes de l'impulsion  $p(t)$ . Dans un univers homogène et isotrope contenant uniquement des fluides parfaits la métrique est nécessairement symétrique et le tenseur énergie impulsion prend une forme diagonale.

$$T_{\nu}^{\mu} = \begin{bmatrix} \rho(t) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p(t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p(t) \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

Parmi les fluides contenus dans l'Univers, seule une petite fraction de la densité d'énergie totale de l'Univers est observable directement :

- le rayonnement :  $\sim 0,05\%$
- les neutrinos :  $\sim 0,5\%$
- la matière baryonique émettant de la lumière :  $\sim 0,5\%$ .

Une grande partie du contenu de l'Univers n'est pas visible. Elle est estimée de manière indirecte :

- la matière baryonique qui n'émet pas ou peu de lumière (en grande majorité des nuages de gaz intergalactiques très chauds mais aussi des petits objets compacts, des trous noirs, des nuages de poussière) :  $\sim 3,5\%$
- la matière noire (non baryonique) :  $\sim 24\%$
- l'énergie noire :  $\sim 72\%$ .

Ces proportions sont illustrées sur la figure 2.2.

Les deux dernières composantes seront décrites plus en détails dans la section 2.9.

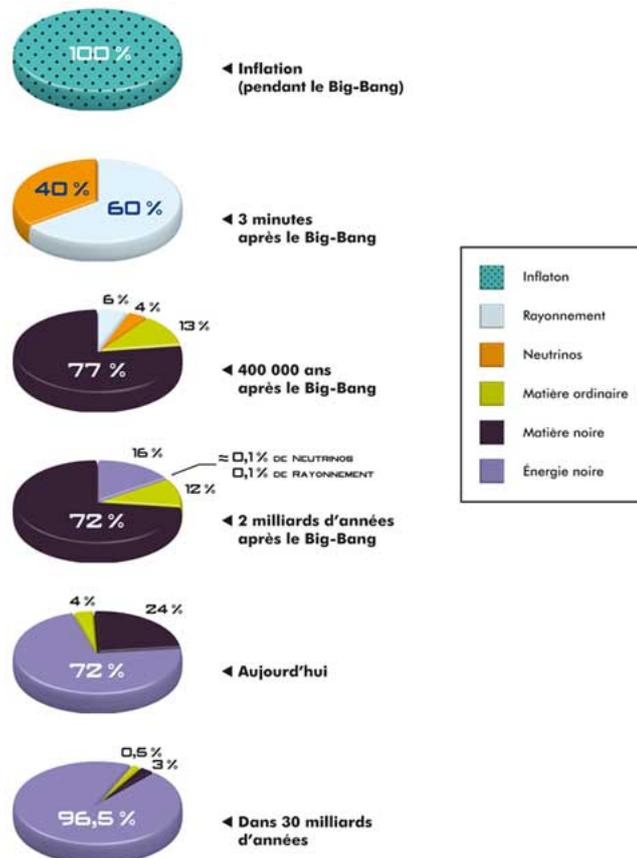


FIGURE 2.2 – Composition de l'Univers à différentes époques dans le cadre du modèle standard de la cosmologie (ΛCDM). Crédit image : Canopée / Planck HFI-LFI consortium.

### 2.2.3 L'équation d'Einstein

Elle relie le contenu de l'Univers à sa géométrie :

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}. \quad (2.5)$$

La partie gauche de cette équation représente la géométrie de l'Univers et la partie droite son contenu. La constante de proportionnalité  $8\pi G$  permet de retrouver les lois de la mécanique Newtonienne dans la limite des champs de gravitation faibles et des vitesses faibles.  $\Lambda$  est un terme appelé *constante cosmologique*, il a été introduit en premier lieu par Einstein pour rendre compte d'un Univers statique et infini. La constante cosmologique a été abandonnée à la suite de la découverte de l'expansion de l'Univers, puis elle a été réintroduite récemment pour rendre compte de l'accélération de l'expansion de l'Univers (la constante cosmologique est le modèle le plus simple d'énergie noire). On peut l'écrire au choix à gauche ou à droite de l'équation selon qu'on la considère comme une propriété géométrique de l'Univers ou comme un élément contenu dans l'Univers.

L'équation d'Einstein montre que la géométrie de l'Univers est définie par son contenu. En cela la Relativité se distingue fortement de toutes les théories précédentes.

## 2.3 L'expansion de Hubble

En 1929 Hubble a mesuré le décalage vers le rouge des galaxies lointaines [Hubble 1929]. Ce décalage s'explique par un effet Doppler, ce qui signifie que toutes les galaxies s'éloignent de nous. Et en vertu du principe de médiocrité, toutes les galaxies s'éloignent les unes des autres : l'Univers est en expansion. Hubble a montré que la vitesse d'éloignement des galaxies ( $v$ ) est proportionnelle à leur distance ( $d$ ), la constante de proportionnalité étant la vitesse d'expansion de l'Univers.

$$v = H_0 d. \quad (2.6)$$

La vitesse d'expansion de l'Univers  $H(t)$  varie au cours du temps. La constante de Hubble  $H_0 = H(t_0)$  est celle qu'on mesure aujourd'hui. Sa valeur est de  $73 \pm 2$  (statistique)  $\pm 4$  (systématique)  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$  [Freedman 2010].

Selon la loi de Hubble deux galaxies suffisamment lointaines s'éloignent l'une de l'autre à une vitesse supérieure à celle de la lumière. Ceci ne constitue pas un paradoxe si l'on interprète l'expansion de l'Univers dans le paradigme de la Relativité Générale en considérant que c'est la trame de l'espace temps qui s'étire et non un mouvement des galaxies dans l'espace.

### 2.3.1 Le Big-Bang

L'Univers étant en expansion et en refroidissement l'instant initial constitue une singularité mathématique dans laquelle la densité d'énergie et la température sont infinies en tout point de l'espace. Le mot Big-Bang a été inventé par Fred Hoyle pour se moquer de ce modèle et il est resté. Le Big-Bang est souvent interprété à tort comme l'explosion initiale qui donne naissance à l'Univers ; l'analogie avec une explosion étant une grossière erreur, elle conduit à des interprétations erronées. Le Big-Bang est la singularité initiale dans laquelle notre description de l'Univers commence. D'une part il n'a pas eu lieu en un point donné mais partout en même temps puisque l'espace est un élément constitutif de l'Univers et non une trame de référence extérieure à ce dernier ; et d'autre part parce que le temps est également un élément constitutif de l'Univers qui est apparu en même temps que celui-ci. En conséquence il est fondamentalement faux de s'imaginer le Big-Bang comme une explosion vue depuis l'extérieur à un instant donné et en un lieu donné puisqu'il n'y a ni espace ni temps à l'extérieur de l'Univers d'où l'on pourrait observer la naissance de celui-ci.

## 2.4 Modèle FLRW

A partir de la singularité initiale, on décrit l'Univers en expansion grâce au modèle de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker. C'est une application directe de la théorie de la gravitation d'Einstein dans le cadre de la cosmologie pour un univers en expansion.

La métrique la plus générale satisfaisant les symétries imposées par le principe cosmologique est la métrique de Robertson-Walker [Robertson 1929]. Dans un système de coordonnées sphériques elle s'écrit :

$$g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2(\theta) d\phi^2) \right] \quad (2.7)$$

où  $ds$  est l'élément infinitésimal d'intervalle dans l'espace temps ;  $dt$  est l'élément infinitésimal de temps ;  $dr, d\theta, d\phi$  sont les éléments infinitésimaux des coordonnées spatiales  $r, \theta, \phi$ .  $\kappa \in \{-1, 0, 1\}$  est le signe de la courbure spatiale (0 pour un univers plat, +1 pour un univers fermé et  $-1$  pour un univers ouvert). Le facteur d'échelle  $a(t)$  représente la dynamique de cette métrique, sa variation traduit l'expansion de l'univers au cours du temps.

En supposant que l'Univers contient uniquement des fluides parfaits et en respectant le principe cosmologique, on peut écrire le tenseur énergie-impulsion sous une forme diagonale :

$$T_{\nu}^{\mu} = \text{Diag}(-\rho(t), p(t), p(t), p(t)) \quad (2.8)$$

Dans les équations suivantes on n'écrira plus la dépendance temporelle explicitement afin d'en faciliter la lecture. En écrivant les équations d'Einstein pour ces conditions, on obtient deux équations pour les deux seules composantes non nulles. Ces équations sont appelées *équations de Friedmann-Lemaître* [Friedmann 1924]. Elles s'écrivent :

$$3\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + 3\frac{\kappa c^2}{a^2} - \Lambda c^2 = 8\pi G\rho \quad (2.9)$$

$$-2\left(\frac{\ddot{a}}{a}\right) - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 - \frac{\kappa c^2}{a^2} + \Lambda c^2 = \frac{8\pi G}{c^2}p \quad (2.10)$$

où la notation  $\dot{a}$  représente la dérivée temporelle de  $a(t)$ . On retrouve dans la première équation la vitesse d'expansion de l'Univers  $H = \frac{\dot{a}}{a}$ .

On peut associer une densité d'énergie à la constante cosmologique ( $\rho_{\Lambda} = \frac{\Lambda c^2}{8\pi G}$ ) pour l'inclure dans la densité totale d'énergie et réduire la première équation de Friedmann-Lemaître à :

$$3H^2 + 3\frac{\kappa c^2}{a^2} = 8\pi G\rho \quad (2.11)$$

dans laquelle on voit apparaître une valeur critique pour la densité d'énergie  $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$  qui annule la courbure ( $\kappa = 0$ ).

On définit à partir de la densité critique des paramètres de densité pour chacun des fluides contenus dans l'Univers de la manière suivante :

$$\Omega = \rho/\rho_c \quad (2.12)$$

et :

$$\sum_i \Omega_i = \Omega_{tot}. \quad (2.13)$$

- Si  $\Omega_{tot} > 1$  alors  $\kappa = 1$  et l'Univers est fermé.
- Si  $\Omega_{tot} = 0$  alors  $\kappa = 0$  et l'Univers est plat.
- Si  $\Omega_{tot} < 1$  alors  $\kappa = -1$  et l'Univers est ouvert.

Les mesures récentes du rayonnement fossile<sup>1</sup> montrent que  $\Omega_{tot}$  est très proche de 1 :

$$0,9821 < \Omega_{tot} < 1,0081 \quad (2.14)$$

à 95% de degré de confiance [Komatsu 2010].

## 2.5 Du Big-Bang à la nucléosynthèse primordiale

On décrit l'Univers par un ensemble de fluides parfaits dans un espace-temps en expansion. Sa densité et sa température décroissent avec le temps :  $T \propto \frac{1}{a(t)}$  lorsque l'Univers se dilate. Reprenons l'histoire de l'Univers (illustrée par la figure 2.3) à partir du Big-Bang jusqu'à la nucléosynthèse primordiale. On donne entre parenthèses la température ( $T$ ) et le décalage vers le rouge ( $z$ ) correspondant à chaque époque.

$t = 0$  : Big-Bang  $\equiv$  singularité initiale.  $T = \infty; z = \infty$ .

1. Voir section 2.6

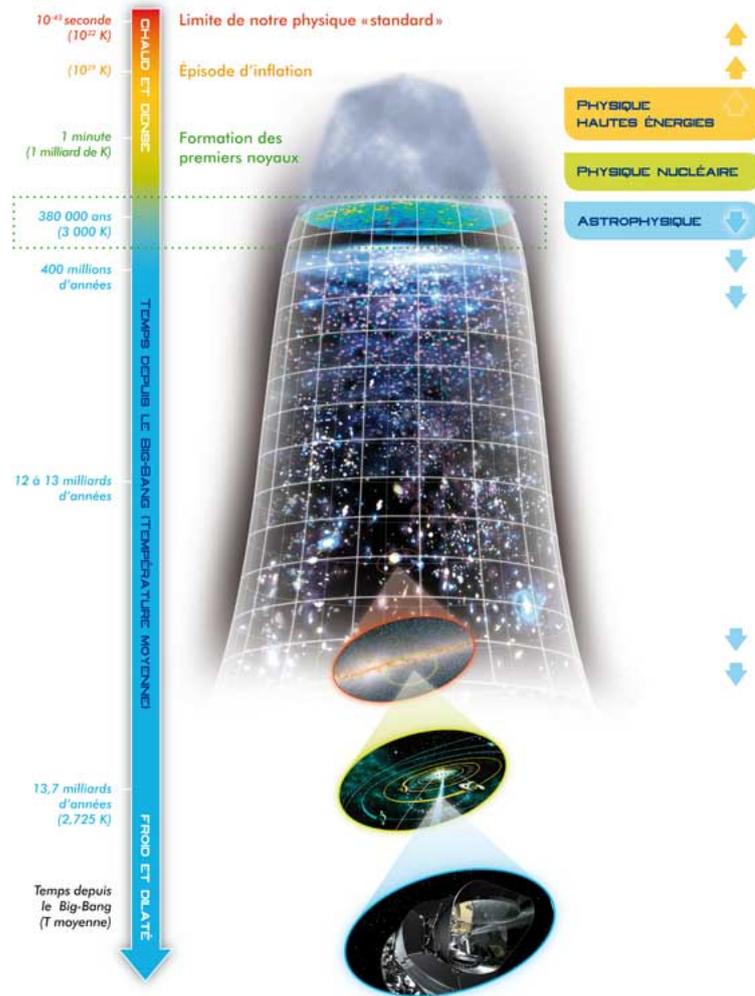


FIGURE 2.3 – Histoire de l’Univers dans le modèle standard de la cosmologie. Les premiers instants de l’Univers mettent en jeu des énergies telles que seule la physique des hautes énergies peut émettre des hypothèses sur les conditions dans l’univers à cette époque ( $t = 10^{-44}$  s à  $t = 1$  min). La formation des noyaux dans le plasma primordial est décrite par la physique nucléaire ( $t \approx 100$  s). L’évolution de l’Univers à partir de l’émission du rayonnement fossile est décrite par la cosmologie et l’astrophysique ( $t > 380\,000$  ans). Crédit image : Canopée / Planck HFI-LFI consortium.

$t_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} \approx 5,391 * 10^{-44}$  s : On commence notre description au *temps de Planck* après la singularité initiale. Avant cet instant l’Univers est si chaud et si dense que les 4 forces fondamentales doivent être unifiées pour pouvoir le décrire, malheureusement il n’existe aucun modèle physique concrètement utilisable qui unifie la gravitation (décrite par la Relativité Générale) avec les trois autres forces fondamentales (décrites par la *Mécanique Quantique*). Après le temps de Planck, la gravitation est dissociée des autres forces. ( $T_P = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G k^2}} \approx 1,416 * 10^{32}$  K ;  $z \approx 5,196 * 10^{31}$ )

$t \approx 10^{-39}$  s : On passe en dessous de la *température de grande unification* (G.U.T.), la *force forte* se dissocie de la *force électrofaible*. ( $T \sim 10^{26}$  K ;  $z \approx 10^{25}$ )

$t \approx 10^{-12}$  s : Brisure électrofaible. La *force faible* se dissocie de la *force électromagnétique*. ( $T \sim 10^{16}$  K ;  $z \approx 10^{15}$ )

$t \approx 10^{-5}$  s : Transition quarks-hadrons. Les quarks se lient les uns aux autres pour former des hadrons, notamment les nucléons (neutrons et protons). ( $T \sim 10^{13}$  K ;  $z \approx 10^{12}$ )

$t \approx 100$  s : Nucléosynthèse primordiale. Les nucléons s’assemblent et forment des noyaux, en commençant par les plus légers (deuterium  $D$ ) puis de plus en plus lourds quand la température décroît, jusqu’au lithium ( ${}^7Li$ ). ( $T \sim 10^{11} - 10^9$  K ;  $z \approx 10^{10} - 10^8$ )

Ces éléments sont aujourd’hui détectés dans l’Univers dans des proportions en accord avec les abondances prédites par le modèle : Hydrogène : 90%, Helium : 9%, Elements plus lourds : 1% [Miele 2009].

Pendant la nucléosynthèse primordiale les neutrinos se découplent. Ils se propagent et forment un rayonnement fossile neutrinique dont la température est aujourd'hui de 1,96 K [Ringwald 2009]. Il n'est pas détectable avec les technologies connues actuellement ; en effet l'énergie des neutrinos du fond cosmologique est proche de  $0,2 * 10^{-3}$  eV (en supposant une masse des neutrinos négligeable). Il n'existe aucun moyen à l'heure actuelle pour faire interagir des neutrinos aussi peu énergétiques avec un type de détecteur connu [Stodolsky 1997].

## 2.6 L'émission du rayonnement fossile

De la même manière on peut poursuivre cette description de l'Univers en termes de température au delà de la nucléosynthèse primordiale jusqu'à l'émission du rayonnement fossile puis jusqu'à aujourd'hui.

$t \approx 55000$  **ans** : Egalité matière-rayonnement. Avant cette époque et au dessus de cette température le contenu énergétique de l'Univers était dominé par le rayonnement et l'expansion était régie par  $a \propto t^{1/2}$ . En deçà de cette température c'est la matière qui domine et l'expansion va être régie par  $a \propto t^{2/3}$ . ( $T \sim 65000$  K ;  $z \approx 3500$ )

$t \approx 380000$  **ans** : Recombinaison des atomes et découplage des photons. Lorsque la température est inférieure à 3000 K les photons n'ont plus assez d'énergie pour interagir avec les électrons et ces derniers se recombinent aux noyaux pour former les atomes. La température au moment de la recombinaison correspond à une énergie de 0,3 eV nettement inférieure à l'énergie d'ionisation de l'hydrogène (13,6 eV). Ceci s'explique par le fait que le nombre de photons est environ  $10^{10}$  fois plus grand que le nombre d'électrons et que même avec une énergie moyenne largement en dessous du seuil de la réaction il reste un nombre suffisant de photons de grande énergie pour ioniser toute la matière.

Les photons acquièrent alors un libre parcours moyen de l'ordre de la taille de l'Univers et sont découplés. Ils se propagent librement et forment un rayonnement fossile dont la température décroît avec l'expansion de l'Univers selon :  $T \propto \frac{1}{a}$  ( $T \sim 3000$  K ;  $z \approx 1089$ ) [Gamow 1946].

$t \approx 400$  à  $700 * 10^6$  **ans** : Formation des premières étoiles ( $T \approx 60$  K ;  $z \approx 20$ )

$t \approx 10^9$  **ans** : Formation des premières galaxies ( $T \approx 30$  K ;  $z \approx 10$ )

$t \approx 13,7 * 10^9$  **ans** : Aujourd'hui. Le rayonnement fossile est mesuré à une température de  $2,725 \pm 0,001$  K ( $T \sim 2,725$  K ;  $z = 0$ )

Les informations contenues dans le rayonnement fossile seront décrite en détails dans le chapitre 4.

## 2.7 L'inflation

Elle a été introduite dans le modèle à posteriori pour résoudre ses trois principaux problèmes connus.

### 2.7.1 Le problème de l'homogénéité

Le rayonnement fossile est un rayonnement de corps noir remarquablement isotrope, ce qui est en accord avec le principe cosmologique qui est à la base de notre description de l'Univers. Cependant l'Univers d'aujourd'hui, à petite échelle, est remarquablement inhomogène. Il doit donc exister de petites inhomogénéités qui par effondrement gravitationnel ont formé les structures que l'on observe aujourd'hui. Si ces inhomogénéités ont été formées à partir de fluctuations quantiques dans l'univers primordial, on peut montrer qu'elle n'ont pas eu suffisamment de temps pour évoluer en inhomogénéités macroscopiques puis en structures au cours du temps écoulé depuis le Big-Bang.

### 2.7.2 Le problème de la platitude

La courbure spatiale de l'Univers peut théoriquement prendre n'importe quelle valeur positive ou négative dans les équations de Friedmann-Lemaître. Si l'on peut faire appel au principe anthropique pour éliminer des valeurs extrêmes qui ne permettraient pas à la vie de se développer, on ne peut pas expliquer pourquoi la valeur mesurée est aussi proche de la valeur remarquable 0. Pourquoi parmi toutes les valeurs possibles l'Univers a-t-il choisi une valeur très proche de 0 ?

### 2.7.3 Le problème de l'horizon

Le rayonnement fossile est un rayonnement de corps noir remarquablement isotrope. L'isotropie sur des zones plus petites que  $7^\circ$  peut s'expliquer par la thermalisation du milieu mais l'isotropie à grande échelle ne peut pas être expliquée par ce moyen. En effet au moment de l'émission du rayonnement fossile les zones

que nous voyons maintenant éloignées de plus de 7 degré sur la sphère céleste étaient éloignées de plus de 400 000 années lumière les unes des autres alors que l'univers n'était âgé que de 380 000 ans. Par conséquent elles n'ont jamais pu communiquer et il est donc très improbable qu'elles soient exactement à la même température au moment de l'émission du rayonnement fossile.

Le phénomène d'inflation a été proposé pour répondre à ces trois problèmes. Il consiste en une phase d'expansion exponentiellement accélérée dans l'Univers primordial.

L'expansion étant beaucoup plus rapide que la vitesse de la lumière pendant cette période, des zones qui étaient causalement connectées et qui ont eu le temps de se thermaliser avant l'inflation se trouvent déconnectées causalement après l'inflation, ce qui résout le problème de l'horizon.

De plus la dilatation très rapide des fluctuations quantiques de l'Univers primordial fait apparaître des fluctuations de densité macroscopiques compatibles avec celles observées dans le rayonnement fossile et compatibles avec la formation des structures de l'univers, ce qui résout le problème de l'homogénéité.

Et enfin la dilatation rapide de l'espace-temps a pour effet de lisser l'espace et d'en diminuer la courbure. La courbure résultante après l'inflation est forcément voisine de 0, ce qui résout le problème de la platitude.

En supposant la constante cosmologique négligeable à cette époque on peut réécrire les équations de Friedmann-Lemaître sous la forme :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3}(\rho + \frac{3p}{c^2}) \quad (2.15)$$

Pour obtenir une expansion accélérée de l'Univers il faut remplir la condition suivante :  $p < -\frac{\rho c^2}{3}$ . C'est un fluide dont la pression est négative. La physique des particules propose une solution sous la forme d'un champ scalaire. Même si cet objet est encore purement théorique et n'a jamais été observé il intervient dans un grand nombre de théories.

Un champ scalaire en interaction avec la gravitation est gouverné par l'action suivante :

$$S_\phi = \int \sqrt{-g}(\frac{1}{2}\partial^\mu\phi\partial_\mu\phi - V(\phi))d^4x \quad (2.16)$$

où  $V(\phi)$  est le potentiel du champ scalaire  $\phi$ . Sa pression et sa densité d'énergie s'écrivent :

$$p = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - \frac{(\nabla\phi)^2}{2a^2} - V(\phi) \quad (2.17)$$

$$\rho = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + \frac{(\nabla\phi)^2}{2a^2} + V(\phi) \quad (2.18)$$

Le choix du potentiel de l'inflation  $V(\phi)$  conditionne l'accélération de l'expansion et les temps auxquels cette accélération commence et s'arrête. Il existe de très nombreux modèles d'inflation. Les buts de ces modèles sont de proposer une période d'inflation cohérente dans le temps et dans la durée pour résoudre les trois problèmes cités ci-dessus et avec un potentiel le plus naturel (motivé par la physique des particules) ou le plus simple (avec peu de paramètres et qui prennent une forme mathématique simple) possible [Linde 1990] [Lyth 1999] [Liddle 2000].

## 2.8 Evolution des grandes structures de l'Univers

Les grandes structures de l'Univers proviennent des fluctuations quantiques dans l'Univers primordial rendues macroscopiques par l'inflation et ayant évolué par effondrement gravitationnel dans l'Univers en expansion.

Les perturbations quantiques primordiales sont dilatées par la période d'inflation qui fait croître la taille de l'Univers par un facteur considérable (et très variable selon les modèles). Pendant cette période elle deviennent des fluctuations de densité macroscopiques.

Ces sur-densités attirent à elle la matière par interaction gravitationnelle dans l'Univers en expansion. Les inhomogénéités à petite échelle de l'Univers s'accroissent. Des simulations numériques ont permis de montrer que la structure à grande échelle de l'Univers en filaments qu'on observe provient de ce phénomène [Choi 2010], comme le montre la figure 2.4 [Wozniak 2009].

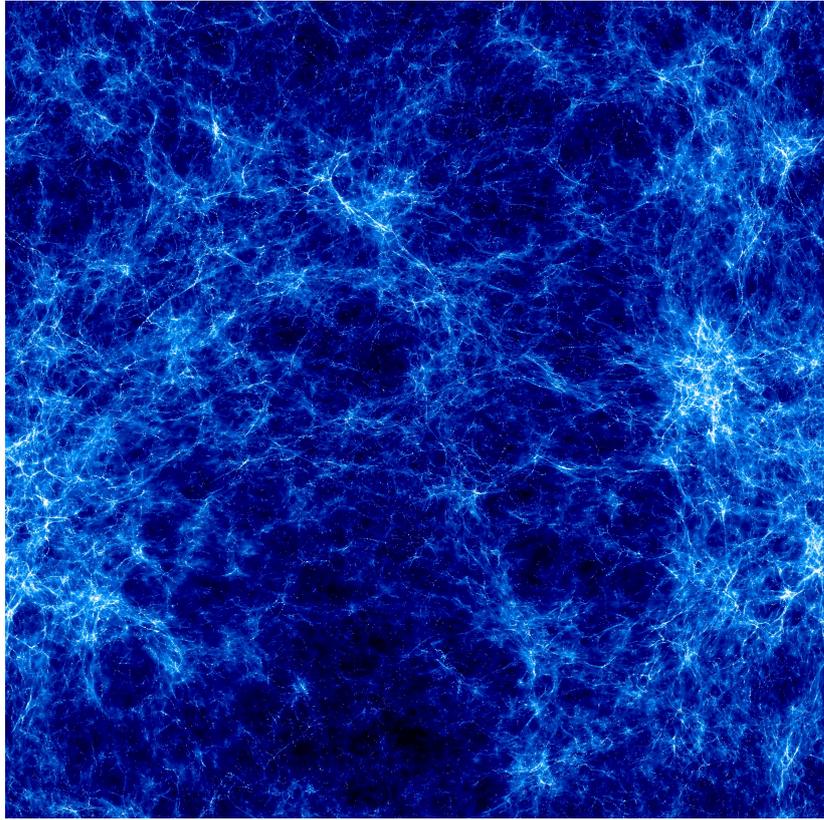


FIGURE 2.4 – Image de l’Univers à grande échelle simulée par le projet Horizon (plus de 70 milliards de galaxies) [Wozniak 2009]. Crédit image : Projet Horizon.

## 2.9 Matière noire et énergie noire

### 2.9.1 La matière noire

L’hypothèse de la matière noire a été proposée en 1933 par Zwicky pour expliquer les mouvements des galaxies les unes par rapport aux autres dans l’amas de Coma [Zwicky 1933]; elle suscita peu d’intérêt à l’époque.

La matière noire refit surface dans les années 1970 lorsqu’elle commença à être utilisée pour expliquer la vitesse de rotation des galaxies. En effet les vitesses observées sont incompatibles avec le contenu en matière baryonique des galaxies [Kuzio 2010]. Seule la présence d’un halo de matière noire permet d’expliquer ces courbes de rotation.

Comme le montre la figure 2.2 elle représente aujourd’hui 24% du contenu énergétique de l’Univers.

Aucun des objets connus dans l’Univers, ni aucune des particules du modèle standard ne peuvent expliquer une telle quantité de matière noire. Les observations cosmologiques (notamment la cartographie du rayonnement fossile par le satellite WMAP<sup>2</sup>) ont confirmé que la matière noire est non baryonique et que la matière baryonique ne représente qu’une petite fraction de la matière [Komatsu 2010]. La recherche directe et indirecte de matière noire, sans succès à l’heure actuelle, montrent qu’elle n’interagit que très faiblement avec la matière ordinaire.

Les particules candidates pour le rôle de la matière noire sont donc les particules massives, non baryoniques et interagissant faiblement, qui sont prédites par la théorie mais qui n’ont pas encore été observées. On les appelle des WIMP (Weakly Interacting Massive Particles<sup>3</sup>). Parmi celles-ci on trouve en particulier les particules prédites par la supersymétrie et notamment les particules les plus légères (LSP pour Lightest Supersymmetric Particle<sup>4</sup>) [Cao 2010].

---

2. Wilkinson Microwave Anisotropies Probe

3. Particules massives interagissant faiblement en français

4. Particule supersymétrique la plus légère en français

## 2.9.2 L'énergie noire

L'observation de supernovae lointaines a permis de montrer que l'expansion de l'Univers est accélérée. La découverte de cette accélération par deux équipes indépendantes en 1998 [Riess 1998] [Perlmutter 1999] a été confirmée depuis par des observations cosmologiques différentes et indépendantes telles que la cartographie du rayonnement fossile [Komatsu 2010], les oscillations acoustiques baryoniques (BAO<sup>5</sup>) [Eisenstein 2005]. On attribue la cause de cette accélération à un phénomène appelé énergie noire. Il existe de nombreuses hypothèses sur sa nature qui est totalement inconnue [Tsujikawa 2010]. Comme le montre la figure 2.2 elle représente aujourd'hui 72% du contenu énergétique de l'Univers.

L'hypothèse la plus simple et celle généralement retenue dans le cadre du modèle standard ( $\Lambda$ CDM) est celle d'une constante fondamentale de l'Univers, qui apparaît alors dans l'équation d'Einstein, et qu'on appelle la *constante cosmologique* ( $\Lambda$ ).

On peut également associer l'énergie noire à un fluide supplémentaire présent dans l'Univers. Il se caractérise par une pression négative qui est la cause de l'accélération de l'expansion. Comme on l'a vu dans la section 2.7 les équations de Friedmann-Lemaître sans constante cosmologique peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3}(\rho + \frac{3p}{c^2}). \quad (2.19)$$

L'équation d'état :  $w_{DE} = \frac{p}{\rho c^2} < -\frac{1}{3}$  est la condition qui permet une expansion accélérée.

On peut réaliser un tel fluide sous la forme d'un champ scalaire, de la même manière que lors de l'épisode d'inflation primordiale. Dans ce cadre on lui donne le nom de *quintessence*. Comme on l'a vu précédemment l'action qui gouverne un champ scalaire en interaction avec la gravitation s'écrit :

$$S_\phi = \int \sqrt{-g} \left( \frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi) \right) d^4x \quad (2.20)$$

où  $V(\phi)$  est le potentiel du champ scalaire  $\phi$ . Sa pression et sa densité d'énergie s'écrivent :

$$p = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - \frac{(\nabla\phi)^2}{2a^2} - V(\phi) \quad (2.21)$$

$$\rho = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + \frac{(\nabla\phi)^2}{2a^2} + V(\phi). \quad (2.22)$$

On remarquera que ces deux équations s'écrivent sous une forme classique comme la somme d'un terme cinétique, d'un terme de gradient et d'un terme potentiel. Si le terme cinétique est non standard (par exemple si l'on retrouve fonction générale de  $\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi$  dans l'action) on parle alors de *k-essence*.

Il existe également des modèles plus exotiques, qui remettent en cause le modèle standard, et qui seront discutés dans le prochain chapitre. Les hypothèses sur lesquelles la littérature est la plus abondante sont la constante cosmologique et la quintessence. Cette dernière théorie sera expliquée plus en détails dans la partie consacrée à la modélisation du rayonnement fossile et de l'énergie noire.

Nous disposons aujourd'hui d'un modèle standard de la cosmologie sous la forme d'un modèle de concordance qui a intégré chacun des éléments de la description de l'Univers. Ce modèle atteint une précision remarquable et permet notamment des prédictions en accord avec les observations avec une précision pouvant aller jusqu'au pourcent. Paradoxalement, pour atteindre ce résultat il contient deux éléments de nature presque totalement inconnue qui représentent en tout plus de 95% du contenu de l'Univers ainsi qu'une phase d'inflation primordiale dont l'existence de l'élément clef (un champ scalaire) n'est pas démontrée. Pour ces raisons il existe des modèles concurrents au modèle standard. Ils sont moins aboutis et moins prédictifs (parfois même en désaccord avec certaines observations) mais ils recherchent la simplicité en réduisant le nombre ou la quantité d'éléments inconnus. Le chapitre suivant donne quelques exemples de modèles alternatifs au modèle standard.

---

5. Baryonic Acoustic Oscillations en anglais

# Chapitre 3

## Des modèles plus exotiques

Le modèle standard de la cosmologie appelé également modèle de concordance est le modèle le plus cohérent et le plus abouti dans la description théorique de l'Univers à grande échelle. Il explique remarquablement bien les observations en se basant presque uniquement sur des hypothèses simples et naturelles. Cependant il contient tout de même un certain nombre d'imperfections. La plus évidente est le fait que toute la matière et l'énergie que nous connaissons et que nous sommes capables de reproduire en laboratoire ne représentent qu'environ 5% du contenu de l'Univers. On ignore de quoi sont composés les 95% restants. Pour les expliquer on doit faire appel à des objets physiques dont l'existence reste encore à prouver. Cet état de fait provient de l'ajout successif d'hypothèses et d'éléments au modèle dans le but de combler les failles qui ont été découvertes. C'est la raison pour laquelle c'est un modèle de concordance.

Ce chapitre présente très succinctement une liste non exhaustive de quelques modèles différents qui se proposent de modifier les hypothèses de base plutôt que d'ajouter des éléments nouveaux pour expliquer les difficultés qui ont conduit à ajouter l'inflation, la matière noire et l'énergie sombre au modèle FLRW.

### 3.1 La quartessence

C'est la recherche d'un élément unique expliquant la matière noire et l'énergie sombre.

Dans notre description actuelle de l'Univers, 95% de son contenu nous est inconnu. On décrit cette partie manquante sous la forme de deux fluides : la matière noire et l'énergie sombre pour expliquer les deux observations que sont les vitesses de rotation des galaxies et l'accélération cosmique. Est-il possible d'expliquer ces deux phénomènes à l'aide d'un seul fluide ?

On regarde à titre d'exemple de ce type de modèle le Gaz de Chaplygin [Park 2010]. C'est un fluide dont l'équation d'état vaut :  $p = -\frac{A}{\rho}$  où  $A$  est une constante. Il possède les avantages d'être intégrable et de pouvoir être retrouvé dans une théorie avec des dimensions supplémentaires et c'est le seul fluide qui offre la possibilité d'une généralisation supersymétrique. C'est une solution élégante qui explique l'accélération cosmique mais présente encore quelques difficultés pour décrire les mouvements des galaxies.

### 3.2 Les théories de gravité modifiée

Les propositions de modification de la gravité visent soit à expliquer les observations des vitesses de rotation des galaxies, soit à expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers.

#### 3.2.1 MOND

La théorie MOND (MODified Newtonian Dynamics<sup>1</sup>) [Milgrom 1983] propose une modification de la loi de Newton pour les très faibles accélérations dans le but d'expliquer la vitesse de rotation des galaxies sans faire appel à la matière noire :

$$\gamma = \gamma_N = \frac{GM}{r^2} (\gamma > \gamma_0) \quad (3.1)$$

$$\gamma = \sqrt{\gamma_0 \gamma_N} = \frac{GM\gamma_0}{r} (\gamma \leq \gamma_0) \quad (3.2)$$

où  $\gamma$  est l'accélération et  $r$  la distance. et d'après [Sanders et Mc Gaugh]  $\gamma_0 \approx 1,2 * 10^{-10} \text{ ms}^{-2}$   
MOND permet d'expliquer très bien les vitesses de rotation des galaxies. Cependant cette théorie rencontre

---

1. En français : dynamique newtonienne modifiée

des difficultés pour expliquer les mouvements des galaxies au sein des amas ; une petite quantité de matière noire reste nécessaire dans les amas de galaxies [Angus 2007], notamment pour l'amas du Boulet illustré sur la figure 3.1. D'autre part MOND n'est pas une théorie relativiste, elle ne pourra donc pas décrire l'Univers à très grande échelle.

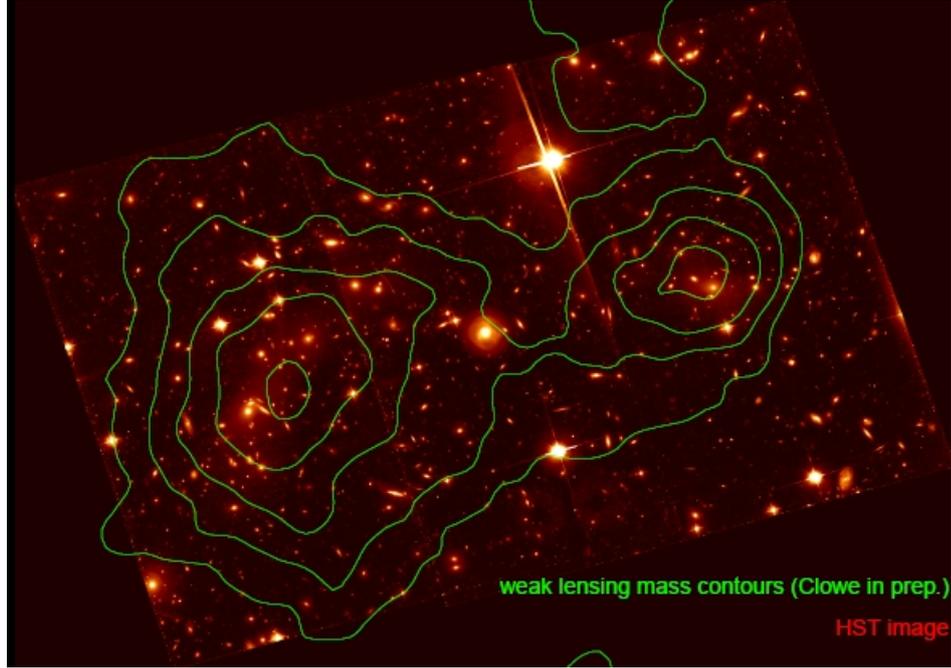


FIGURE 3.1 – L'amas du Boulet, photographié par le télescope Hubble. En vert les contours d'isodensité qui caractérisent l'effet de lentille gravitationnel. Cet effet ne peut être expliqué ni par la matière visible ni par la gravité modifiée si l'on n'inclut pas l'hypothèse de la matière noire.

### 3.2.2 Les théories $f(R)$

En relativité générale l'action s'écrit :

$$S = S_{EI} + S_m = \frac{c^4}{16\pi G} \int \frac{1}{c} \sqrt{-g} R d^4x + S_m[\text{matiere}, g_{\mu\nu}] \quad (3.3)$$

où  $S_{EI}$  est l'action de Einstein-Hilbert de la Relativité Générale et  $S_m$  est le couplage métrique de la matière. Les théories d'énergie noire "classiques" ajoutent à cette action un terme  $S_{DE}$  qui caractérise l'interaction de l'énergie noire ( $DE^2$ ) avec la gravitation (et éventuellement un terme d'interaction de l'énergie noire avec la matière). Mais on peut aussi modifier cette action en modifiant les termes déjà présents.

Modification de l'inertie :  $S_m(\vec{x}, \vec{v}) \Rightarrow S_m(\vec{x}, \vec{v}, \vec{a}, \vec{\ddot{a}}, \dots)$ . En théorie possible mais en pratique au delà des possibilités de calcul actuelles.

Modification de l'action de Einstein-Hilbert :  $S_{EI} = \frac{c^4}{16\pi G} \int \frac{1}{c} \sqrt{-g} R d^4x \Rightarrow S_{EI} = \frac{c^4}{16\pi G} \int \frac{1}{c} \sqrt{-g} f(R) d^4x$ . Il a été démontré que l'action associée aux théories  $f(R)$  est équivalente à celle de la Relativité Générale à laquelle on ajoute un ou plusieurs champs scalaires. Leur élégance réside dans le fait que l'on a pas besoin d'ajouter de nouvel élément à l'Univers pour expliquer l'accélération de son expansion. Il existe un grand nombre de propositions pour la forme de  $f(R)$ . Les problèmes de ces théories proviennent essentiellement de leurs difficultés calculatoires, elles parviennent à expliquer l'accélération cosmique mais il reste souvent de problèmes d'instabilités ou de fantômes mathématiques. Pour une description détaillée et complète des théories  $f(R)$  et de leurs implications cosmologiques se référer à [Cruz 2010].

## 3.3 La remise en cause de l'interprétation des observations

L'interprétation de chacune des observation qui montrent l'existence de la matière noire et de l'énergie noire est basée sur des hypothèses qui ne sont pas démontrées de manière irréfutable (par exemple le principe cosmologique, les supernovae vues comme des chandelles standard ou la gaussianité du rayonnement fossile).

2. dark energy en anglais

Pour cette raison chaque observation n'est pas en mesure de fournir une preuve absolue du modèle standard de la cosmologie. C'est l'accumulation de ces observations basées sur des hypothèses différentes, avec leurs incertitudes connues et quantifiées, qui constitue une preuve, à travers le fait qu'elles concordent toutes. Il est donc possible de chercher à réinterpréter ces observations dans un paradigme différent en se basant sur des hypothèses différentes.

### 3.3.1 La remise en cause du principe cosmologique

L'Univers est supposé homogène et isotrope à grande échelle.

Il est évident qu'il ne l'est pas à petite échelle. Les observations montrent qu'il est effectivement homogène et isotrope pour des échelles entre le gigaparsec et la taille de l'Univers observable. Qu'en est-il pour des échelles plus grandes que l'Univers observable ? Si l'Univers à ces échelles est non homogène, l'évolution est différente.

On ne peut pas calculer globalement son évolution à partir des équations de Friedmann. Il est nécessaire de considérer différentes régions et de calculer les équations du mouvement localement. Il a été démontré qu'un ensemble de régions localement en expansion décélérée qui interagissent peuvent faire apparaître une expansion accélérée. Ces résultats sont mathématiquement cohérents (bien qu'un traitement statistique soit nécessaire pour calculer l'évolution non linéaire), mais sont-ils physiquement réalistes ? [Räsänen 2009]

### 3.3.2 La remise en cause de l'interprétation des mesures des supernovae et du rayonnement fossile

Le modèle de concordance  $\Lambda$ CDM, et en particulier l'accélération de l'expansion sont basés essentiellement sur l'observation du décalage vers le rouge des supernovae lointaines. Cette observation est confirmée par la mesure du rayonnement fossile et des oscillations acoustiques baryoniques. Citons ici à titre d'exemple deux propositions de modèles qui remettent en cause une ou plusieurs de ces observations.

L'interaction des photons avec des axions (particule inventée par Peccei et Quinn pour résoudre le problème de la violation de la symétrie C-P<sup>3</sup>) pourrait causer une disparition de luminosité qu'on interpréterait à tort comme une accélération cosmique [Csaki 2005].

La vision des supernovae comme des chandelles standard et la gaussianité du rayonnement fossile, si elle sont fausses pourrait mener à une interprétation erronée des observations. La relaxation de ces hypothèses permet d'interpréter les mesures du rayonnement fossile et des supernovae lointaines dans le cadre d'un modèle cosmologique d'Einstein-de Sitter sans énergie noire [Blanchard 2003 (1)] [Blanchard 2003 (1)] [Blanchard 2006].

---

3. symétrie par changement de charge et de parité

## Chapitre 4

# Les informations physiques contenues dans le rayonnement fossile

Le rayonnement fossile est l'image la plus lointaine observable de l'Univers. Avant son émission l'Univers était opaque et on ne peut donc pas l'observer directement. Seul le fond de neutrinos fossile, émis à  $t = 100$  s (les neutrinos ont une section efficace d'interaction avec la matière très faible, par conséquent ils se sont découplés du plasma primordial à une température beaucoup plus élevée que les photons), pourrait permettre d'accéder directement à des informations plus lointaines.

Comme on l'a vu dans la section 2.6, l'origine physique de son émission est liée au découplage de la matière et du rayonnement fossile qui a eu lieu à  $t = 380000$  ans ( $z = 1089$ ). Lorsque le plasma primordial s'est refroidi jusqu'à une température de 3000 K lors de l'expansion de l'Univers, l'énergie des photons n'était plus suffisante pour ioniser le milieu et les électrons se sont combinés aux noyaux et ont formé les premiers atomes. L'énergie de 0,3 eV correspondant à la température au moment de la recombinaison est nettement inférieure à l'énergie d'ionisation de l'hydrogène (13,6 eV). Cependant le nombre de photons est environ  $10^{10}$  fois plus grand que le nombre d'électrons, par conséquent même avec une énergie moyenne largement en dessous du seuil de la réaction il existe un nombre suffisant de photons d'énergie suffisante pour ioniser toute la matière jusqu'à cette époque. Au moment du découplage, les photons ont vu leur libre parcours moyen croître jusqu'à une distance de l'ordre de grandeur de la taille de l'Univers observable et se sont donc propagés librement.

Les photons émis ont voyagé dans l'Univers en expansion et le rayonnement fossile que nous mesurons aujourd'hui est fortement décalé vers le rouge. C'est un rayonnement de corps noir de température égale à  $2,725 \pm 0,001$  K [Fixsen 2009]. On étudie ses anisotropies qui sont les empreintes des fluctuations de densité dans l'Univers primordial et qui ont évolué pour devenir les grandes structures de l'Univers.

### 4.1 Prédiction et mesure

L'existence d'un rayonnement de fond cosmologique à environ 5 K a été prédite dans le cadre du modèle du Big-Bang en 1948 par Alpher et Herman [Alpher 1948] à la suite des travaux de Gamow et Alpher entre 1946 et 1948 sur l'apparition des éléments chimiques dans l'Univers primordial au moment du découplage du rayonnement et de la matière [Gamow 1946].

Il a été découvert en 1964 par les radio-astronomes Penzias et Wilson [Penzias 1965] sous la forme d'un bruit de fond à environ 3 K, isotrope, non polarisé et indépendant de la saison qui perturbait l'étalonnage de leur antenne ; alors que les cosmologistes Dicke, Roll, Wilkinson et Peebles étaient en train de concevoir un projet pour essayer de découvrir ce rayonnement [Dicke 1965] (plus de détails dans la section 6.1).

Il a depuis été étudié et mesuré avec une précision de plus en plus grande. Le satellite COBE (COsmic Background Explorer) a mesuré précisément sa température à  $2,725 \pm 0,001$  K [Fixsen 2009] et a découvert ses anisotropies [Wright 1992] [Smoot 1992] [Fixsen 1997] (voir la section 6.2.2) ; le satellite WMAP a mesuré ses anisotropies en température sur l'ensemble de la voûte céleste [Jarosik 2010] et a mesuré sa polarisation (voir la section 6.3.3). Et le satellite Planck est en train de produire une mesure ultime (voir la section 4.6.3) de ses anisotropies en températures et d'améliorer sensiblement la mesure de sa polarisation (il sera décrit en détails dans la section 7).

## 4.2 Isotropie

C'est le rayonnement observé dont le spectre est le plus proche de celui d'un corps noir et il est isotrope à  $2 * 10^{-5}$  K près.

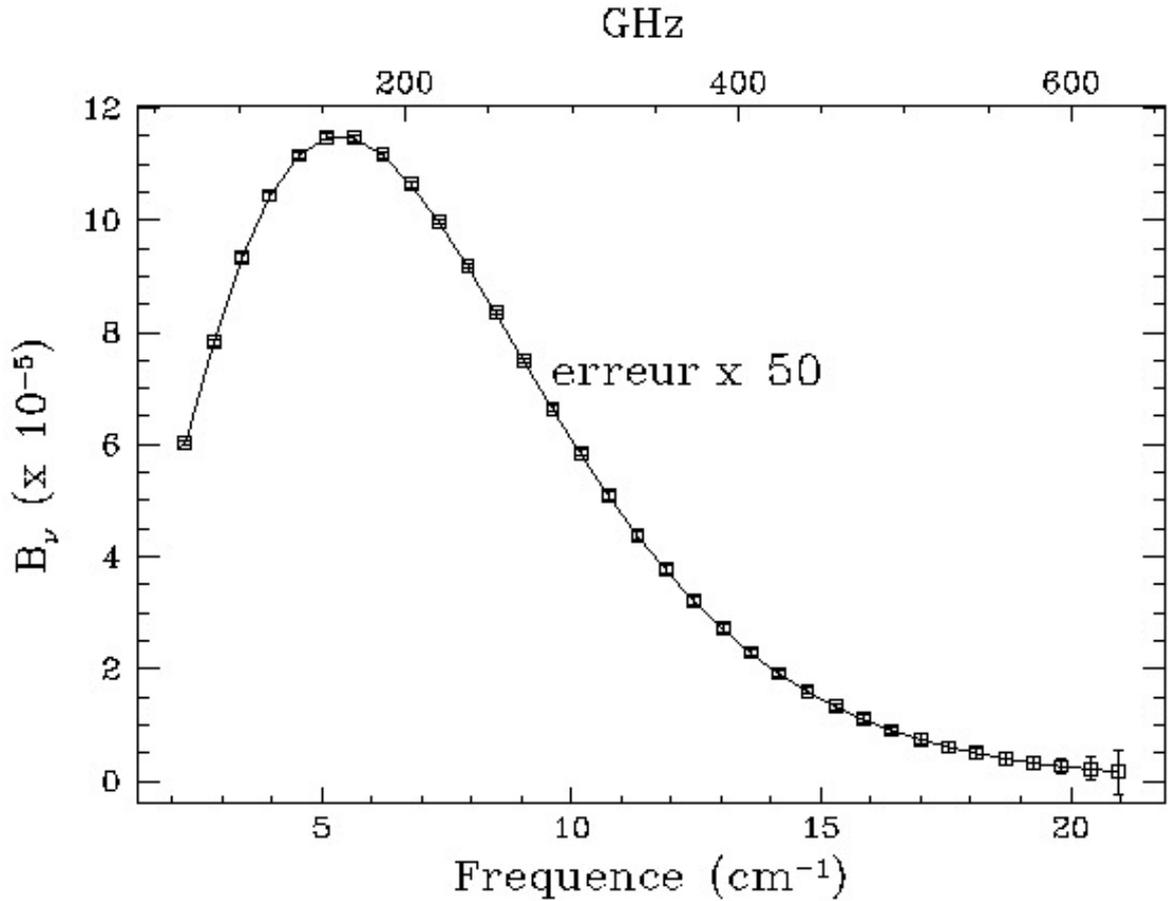


FIGURE 4.1 – Le spectre du rayonnement fossile. Les carrés représentent les mesures de COBE et la courbe représente un spectre de corps noir parfait à 2,725 K. [Fixsen 2009]

Son isotropie confirme l'homogénéité de l'Univers à grande échelle (supérieure au Giga-parsec) comme nous l'avons vu dans la section 2.1.1 ; mais elle pose également le problème de l'homogénéité et le problème de l'horizon qui ne sont résolus qu'en faisant appel à l'inflation.

## 4.3 L'anisotropie dipolaire

Lorsqu'on observe le rayonnement fossile on voit apparaître une anisotropie dipolaire. Elle est due au décalage Doppler du spectre causé par le mouvement relatif du rayonnement fossile par rapport à l'instrument d'observation. Les instruments qui observent le rayonnement fossile sont immobiles par rapport à la Terre mais le mouvement de cette dernière autour du Soleil système solaire crée un effet de *dipôle orbital* ; de plus le Soleil n'est pas immobile par rapport au rayonnement fossile : son mouvement dans la Galaxie crée un effet de *dipôle cosmologique*. Le dipôle résultant, qui est la somme des deux, a été mesuré par le satellite WMAP [Hinshaw 2009]. En coordonnées Galactiques ses caractéristiques sont les suivantes :

$$amplitude = 3,355 \pm 0,008 \text{ mK} \quad (4.1)$$

$$longitude = 263,99 \pm 0,14^\circ \quad (4.2)$$

$$latitude = 48,26 \pm 0,03^\circ \quad (4.3)$$

Cet effet doit être modélisé et soustrait aux observations pour pouvoir observer les anisotropies du rayonnement fossile. Il est deux ordres de grandeur plus grand que les anisotropies du rayonnement fossile.

Il peut également être utilisé pour étalonner les détecteurs qui mesurent le rayonnement fossile pour des

fréquences inférieures à 500 GHz. C'est le cas par exemple pour l'instrument HFI du satellite Planck qui sert du dipôle pour étalonner ses détecteurs à 100, 143, 217 et 353 GHz.

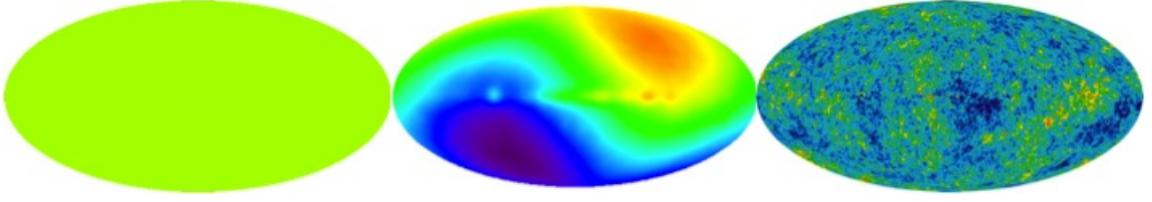


FIGURE 4.2 – Cartes du rayonnement fossile avec différentes échelles de couleurs. A gauche on voit qu'il est très isotrope à  $2,725K$  ; au centre on observe l'anisotropie dipolaire d'amplitude  $3,355 * 10^{-3} K$  mesurée par COBE et à droite les anisotropies d'amplitude  $2 * 10^{-6} K$  mesurées par WMAP (après soustraction de l'anisotropie dipolaire).

## 4.4 Les anisotropies primaires en température

Elles ont été découvertes en 1992 par l'instrument DMR (Differential Microwave Radiometer) du satellite COBE [Wright 1992].

Ce sont les anisotropies qui sont liées aux conditions physiques au moment du découplage de la matière et du rayonnement. Le plasma primordial avant le découplage est composé de baryons, de photons et d'électrons interagissant entre eux par interaction électromagnétique et notamment par diffusion Compton des photons sur les électrons. Les fluctuations de densité attirent les baryons et les électrons tandis que les photons beaucoup plus nombreux créent une pression de radiation qui s'y oppose ; il en résulte des oscillations acoustiques de densité. Les photons étant fortement liés à la matière juste avant leur dernière diffusion, ils conservent l'empreinte des fluctuations de densité, à travers leur température à cause de la diffusion Compton et à travers leur polarisation à cause de la diffusion Thompson.

On distingue trois effets principaux dans ces anisotropies [Peacock 1999] :

**Les perturbations Sachs-Wolfe (SW) [Sachs 1967] :** Elles caractérisent l'interaction des photons avec le potentiel gravitationnel. Les fluctuations de densité sont associées à des puits et bosses de potentiel gravitationnel. Selon qu'un photon doit sortir d'un puits de potentiel ou descendre d'une bosse du potentiel il perd ou gagne de l'énergie et est décalé vers le rouge ou le bleu. Une sur-densité de l'univers primordial correspond donc à un point froid du rayonnement fossile et une sous-densité à un point chaud :

$$\frac{\Delta T_{S.W.}}{T}(\vec{n}) = \frac{\Phi(\vec{n})}{c^2} \quad (4.4)$$

où  $\Phi$  est le potentiel gravitationnel et  $\vec{n}$  est le vecteur unitaire représentant la direction de la ligne de visée.

**Les perturbations intrinsèques de densité :** Les zones les plus denses de l'Univers primordial sont aussi les zones les plus chaudes. Le couplage entre la matière et le rayonnement a pour effet d'augmenter l'énergie du rayonnement émis par les zones plus denses/chaudes et de diminuer celle du rayonnement émis par les zones plus diluées/froides :

$$\frac{\Delta T_{densite}}{T}(\vec{n}) = \frac{1}{4} \frac{\delta\rho}{\rho}(\vec{n}) \quad (4.5)$$

où  $\rho$  est la densité.

**Les perturbations Doppler liées à la vitesse du fluide :** La matière se déplace des zones les moins denses vers les zones les plus denses par attraction gravitationnelle. La fréquence des photons est donc plus ou moins décalée vers le rouge ou le bleu par effet Doppler selon la direction et la vitesse de déplacement du fluide :

$$\frac{\Delta T_{Doppler}}{T}(\vec{n}) = -\vec{n} \frac{\vec{v}(\vec{n})}{c} \quad (4.6)$$

où  $\vec{v}(\vec{n})$  est la vitesse locale du fluide sur la ligne de visée  $\vec{n}$ .

Les perturbations Sachs-Wolfe sont l'effet dominant à grande échelle angulaire ( $l^1 < 50$ ). Pour les plus petites échelles angulaires ce sont les perturbations intrinsèques de densité et Doppler qui dominant ( $l > 50$ ).

1. Voir la section 4.6.1

## 4.5 Polarisation du rayonnement fossile

Le rayonnement fossile est polarisé par la diffusion Thompson des photons sur les électrons qui tombent vers les puits de potentiel gravitationnel au moment du découplage. La polarisation est une information complémentaire à la température qui permet de lever certaines dégénérescences des paramètres cosmologiques mais également d'obtenir d'autres informations inaccessibles avec la température seule.

### 4.5.1 Description de la polarisation

L'état de polarisation du rayonnement fossile se décrit par ses paramètres de Stokes :

$$I = I_x + I_y = E_x^2 + E_y^2 \quad (4.7)$$

$$Q = I_x - I_y = E_x^2 - E_y^2 \quad (4.8)$$

$$U = I_x^{45} - I_y^{45} = 2E_x E_y \cos(\phi) \quad (4.9)$$

$$V = I_x^{135} - I_y^{135} = 2E_x E_y \sin(\phi) \quad (4.10)$$

$E$  est le champ électrique de l'onde électromagnétique et  $\phi$  est sa phase ;  $x$  et  $y$  sont des axes perpendiculaires définis arbitrairement par l'observateur ; les exposants 45 et 135 signifient que l'on se place dans un repère tourné à 45° ou 135° par rapport au repère  $(\vec{x}, \vec{y})$ .

L'intensité est reliée à la température du rayonnement fossile par  $I = \sigma_s T^4$  où  $\sigma_s$  est la constante de Stephan-Boltzmann, les paramètres  $Q$  et  $U$  décrivent sa polarisation linéaire et le paramètre  $V$  décrit sa polarisation circulaire. Nous allons voir que le rayonnement fossile est polarisé linéairement, par conséquent le paramètre  $V$  est nul.

### 4.5.2 Source de la polarisation linéaire : L'interaction Thompson

Juste avant le découplage de la matière et du rayonnement, les photons interagissent principalement avec les électrons car la section efficace d'interaction entre un photon et une particule chargée est proportionnelle à  $\frac{1}{m^2}$  (où  $m$  est la masse de la particule concernée.).

Les photons se polarisent par interaction Thompson. La section efficace de ce processus est :

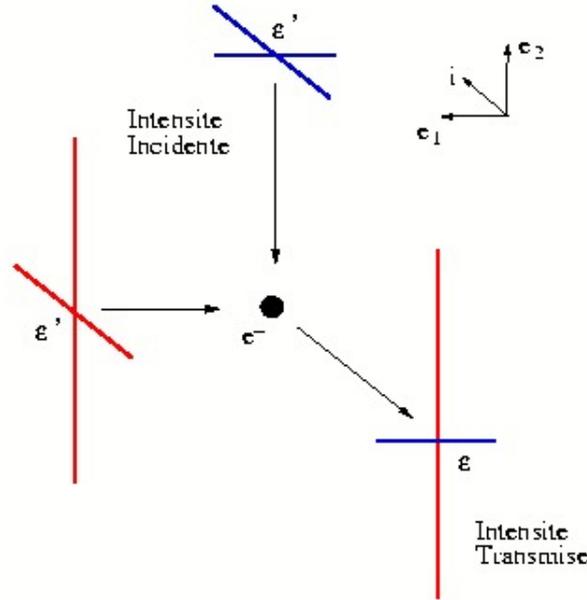


FIGURE 4.3 – Représentation schématique de l'interaction Thompson.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}'|^2 \quad (4.11)$$

où  $\sigma_T$  est la section efficace Thompson totale,  $\vec{\epsilon}'$  et  $\vec{\epsilon}$  sont les vecteurs de polarisation (unitaires) du photon incident et du photon diffusé,  $d\Omega$  est l'élément d'angle solide.

La diffusion Thompson entre un électron et un photon dépend du vecteur de polarisation du photon, par

conséquent elle favorise une direction de polarisation comme le montre le schéma 4.3.

Les photons diffusés sont polarisés linéairement car cette interaction ne peut pas modifier leur phase et ne peut donc pas engendrer de polarisation circulaire :  $\phi = 0$

$$I = E_x^2 + E_y^2 \quad (4.12)$$

$$Q = E_x^2 - E_y^2 \quad (4.13)$$

$$U = 2E_x E_y \quad (4.14)$$

$$V = 0 \quad (4.15)$$

$$(4.16)$$

### 4.5.3 Des quadrupôles qui créent une polarisation scalaire

On ne mesure pas l'état de polarisation de chaque photon. La lumière venant d'un point du ciel est polarisée si un pourcentage important des photons issus de ce point a une polarisation commune.

Un électron de la soupe primordiale reçoit un rayonnement provenant de toutes les directions. L'interaction Thompson privilégie une direction de polarisation donnée pour chaque direction incidente des photons.

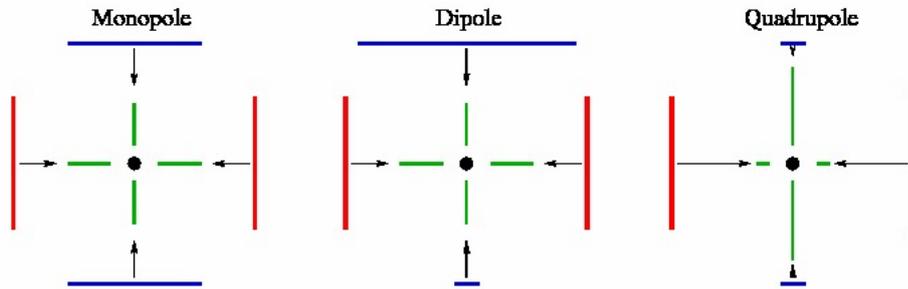


FIGURE 4.4 – Représentation de la polarisation résultante de la diffusion Thompson pour différentes anisotropies de l'intensité incidente.

- Si le rayonnement incident est isotrope, toutes les directions de polarisation sont présentes et la lumière issue de ce point n'est pas polarisée (figure 4.4 gauche).
- Si le rayonnement incident présente une anisotropie dipolaire on n'observe pas de polarisation résultante. Pour bien le comprendre prenons en exemple le schéma du milieu de la figure 4.4. L'intensité totale dans la direction verticale est la même que celle dans la direction horizontale, il n'y a pas de direction privilégiée.
- Si le rayonnement incident présente une anisotropie quadrupolaire, les intensités incidentes selon les différentes directions ne se compensent plus (figure 4.4 droite) et il y a plus de photons polarisés selon une direction que selon l'autre, la lumière émise est polarisée.

Il faut donc une anisotropie quadrupolaire de l'intensité lumineuse arrivant sur un électron pour obtenir une émission polarisée du rayonnement fossile.

Ces anisotropies quadrupolaires existent au voisinage des sur-densités et des sous-densités de matière dans le fluide primordial : on voit sur la figure 4.5 une sur-densité. Un électron tombant dans le puits de potentiel gravitationnel possède une vitesse par rapport au reste du plasma. Il voit les électrons "de devant" qui s'éloignent, attirés plus fort ; ceux "de derrière" s'éloignent aussi, attirés moins fort ; et ceux "de côté" se rapprochent car la sphère de matière (autour de la sur-densité) auquel il appartient rétrécit : il voit un quadrupôle.

Les photons étant fortement couplés aux électrons, ils suivent leurs mouvements, on a donc une anisotropie quadrupolaire de l'intensité reçue par l'électron considéré.

Nous venons de montrer qu'une perturbation scalaire du plasma (sur-densité/sous-densité) engendre une polarisation du rayonnement fossile.

### 4.5.4 Polarisation vectorielle et tensorielle

Les perturbations créées par les mouvements de type vortex dans le fluide primordial, appelées perturbations *vectorielles*, peuvent également créer des quadrupôles et faire apparaître une polarisation dite *vectorielle* du rayonnement fossile. Ces anisotropies ne sont pas nécessairement liées aux sur-densités et sous-densités. Elles sont négligeables dans la plupart des modèles et n'ont pas été observées.

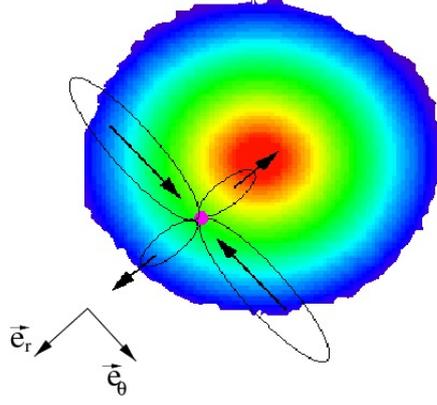


FIGURE 4.5 – Représentation schématique d’une anisotropie quadrupolaire d’intensité dans le plasma primordial au voisinage d’une sur-densité

Les perturbations engendrées par le passage d’ondes gravitationnelles peuvent également créer de la polarisation, elles sont appelées perturbations *tensorielles*. Lorsqu’une onde gravitationnelle traverse une fluctuation de densité elle modifie la forme du puits de potentiel gravitationnel. Ses contours ne sont plus circulaires mais deviennent elliptiques. Elles sont donc également sources de quadrupôles et de polarisation. Cette polarisation est présente dans un grand nombre de modèles et sa mesure est l’un des enjeux importants des générations actuelles et futures des instruments d’étude du rayonnement fossile. La découverte de cette forme de polarisation signifierait la découverte des ondes gravitationnelles primordiales issues de l’inflation.

## 4.6 Spectre de puissance angulaire et estimation des paramètres cosmologiques

### 4.6.1 Spectre de puissance angulaire en température

C’est la description statistique de la carte du ciel du rayonnement fossile. Elle permet de faire le lien entre les anisotropies mesurées et celles prédites par les différents modèles d’univers.

On décrit la statistique des anisotropies en température et en polarisation du rayonnement fossile par leur spectre de puissance angulaire. On décompose la carte de température du rayonnement fossile sur la base des harmoniques sphériques :

$$\frac{\Delta T}{T} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^T Y_{\ell m} \quad (4.17)$$

Les fonctions  $Y_{\ell m}$  sont les fonctions de base de la décomposition en harmoniques sphériques.

Les coefficients  $a_{\ell m}^T$  peuvent donc s’écrire :

$$a_{\ell m}^T = \int \frac{\Delta T}{T}(\vec{n}) Y_{\ell m}^*(\vec{n}) d\vec{n} \quad (4.18)$$

La variable  $\ell$  est le multipôle, elle correspond à l’inverse de l’échelle angulaire. On définit donc le spectre de puissance angulaire de la manière suivante :

$$C_{\ell}^T = \langle |a_{\ell m}^T|^2 \rangle \quad (4.19)$$

Un spectre de puissance angulaire donné contient les mêmes informations que la carte du rayonnement fossile correspondante (dans le cadre de l’hypothèse de gaussianité du rayonnement fossile). La figure 4.6 montre le spectre de puissance angulaire des anisotropies en température mesuré par les expériences WMAP, CBI (Cosmic Background Imager) et ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver).

Le spectre de puissance angulaire en température se décompose en trois régions principales :

**Le plateau Sachs-Wolfe :** Aux grandes échelles (petits multipôles :  $\ell < 50$ ) les différentes régions ne sont pas causalement connectées et les anisotropies ne peuvent être créées que par l’effet Sachs-Wolfe. Comme le spectre des fluctuations du potentiel gravitationnel est invariant d’échelle le spectre de puissance angulaire est presque plat.

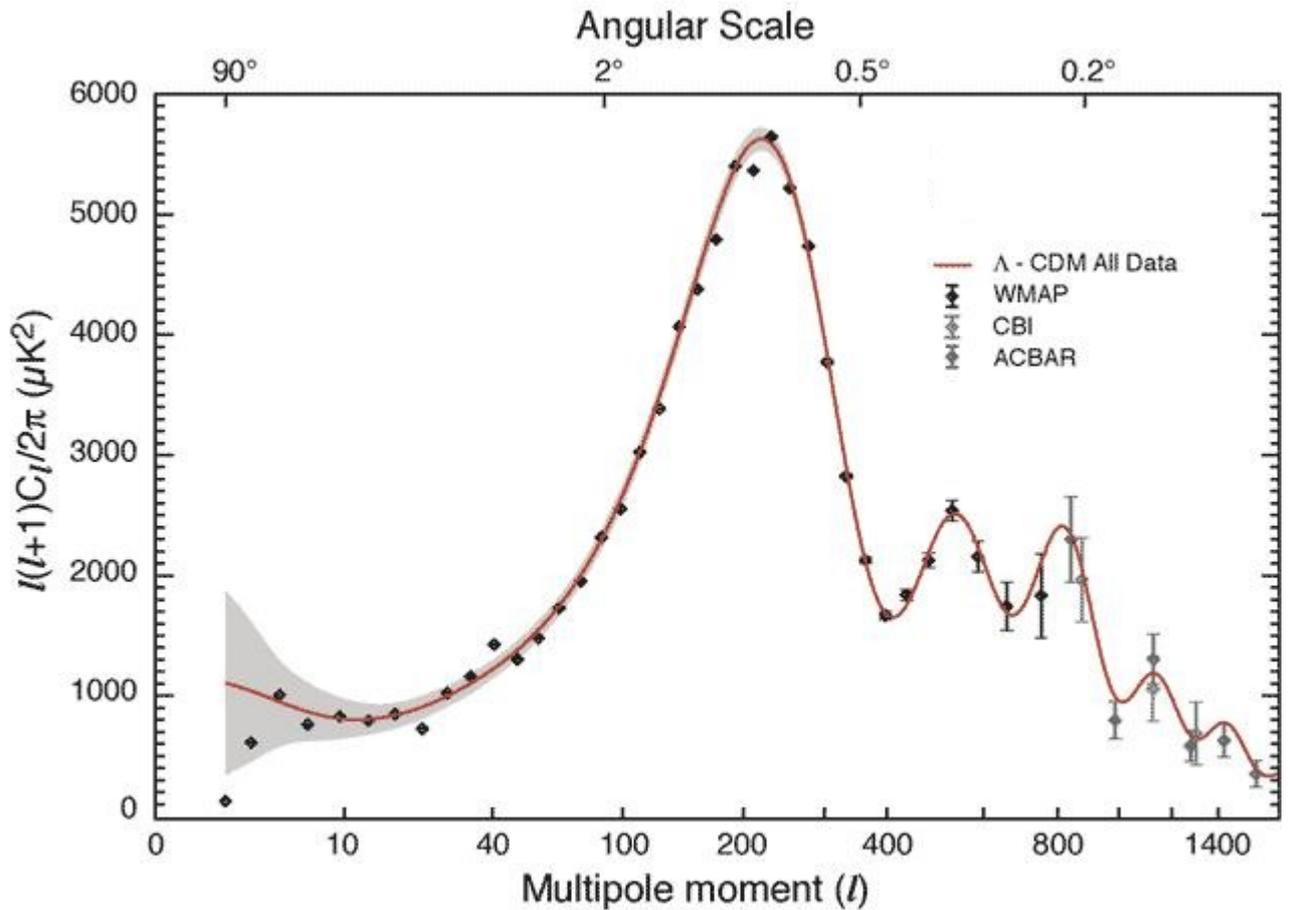


FIGURE 4.6 – Spectre de puissance angulaire des anisotropies en température mesurées par WMAP, CBI et ACBAR [Komatsu 2010]. Abscisse : multipôle/échelle angulaire ; ordonnée : intensité des anisotropies.

**Les pics acoustiques :** Aux échelles intermédiaires ( $50 < \ell < 800$ ), le fluide primordial subit des oscillations acoustiques qui proviennent de la compétition entre la force gravitationnelle qui attire la matière dans les puits de potentiel et la pression de radiation des photons qui tends à les repousser. Le rayonnement fossile conserve l’empreinte de ces oscillations acoustiques sous la forme de pics dans le spectre de puissance angulaire.

**L’ammortissement de Silk :** Aux petites échelles angulaires ( $\ell > 800$ ) le spectre est amorti principalement par la diffusion résiduelle des photons qui ne sont pas encore découplés. Les structures plus petites que leur libre parcours moyen ne sont donc pas visibles : c’est l’*ammortissement de Silk*. De plus la surface de dernière diffusion possède une certaine épaisseur car le découplage n’est pas un phénomène instantané. L’image que nous observons est une moyenne le long de la ligne de visée. Cet effet gomme les structures de taille inférieure à l’épaisseur de la surface de dernière diffusion.

#### 4.6.2 Spectre de puissance angulaire en polarisation

De la même manière que pour la température on peut définir des spectres de puissance angulaire pour la polarisation.

Les quantités  $Q$  et  $U$  dépendent d’un repère choisi arbitrairement par l’observateur et qui change avec la ligne de visée. Pour produire une description globale des cartes du ciel il est nécessaire de transformer ces quantités de manière à les rendre indépendantes du repère choisi.

Pour un point du ciel, la transformation de  $Q$  et  $U$  entre deux repères faisant un angle  $\psi$  l’un par rapport à l’autre s’écrit :

$$\begin{pmatrix} Q' \\ U' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(2\psi) & \sin(2\psi) \\ -\sin(2\psi) & \cos(2\psi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q \\ U \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

On voit ici que  $\begin{pmatrix} Q \\ U \end{pmatrix}$  se transforme comme une quantité de spin 2. Nous pouvons donc décomposer ces quantités sur la base des harmoniques sphériques spinées de spin 2 selon :

$$(Q \pm iU)(\vec{n}) = \sum_{\ell, m} a_{\pm 2, \ell m} \cdot \pm 2 Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (4.21)$$

où  $\vec{n}$  est le vecteur unitaire définissant la ligne de visée. En introduisant les combinaisons linéaires suivantes :

$$a_{E, \ell m} = \frac{a_{+2, \ell m} + a_{-2, \ell m}}{2} \quad (4.22)$$

$$a_{B, \ell m} = i \frac{a_{+2, \ell m} - a_{-2, \ell m}}{2} \quad (4.23)$$

choisies pour que les champs E et B se décomposent sur la base des harmoniques sphériques, on obtient :  
Le champ scalaire E :

$$E(\vec{n}) = \sum_{\ell, m} a_{E, \ell m} \cdot Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (4.24)$$

et le champ pseudoscalaire B :

$$B(\vec{n}) = \sum_{\ell, m} a_{B, \ell m} \cdot Y_{\ell m}(\vec{n}) \quad (4.25)$$

Les champs E et B ne dépendent pas du repère choisi et sont donc utilisables directement en tout point du ciel. De plus les différents types d'anisotropies présentes dans le plasma primordial sont identifiables grâce aux champs E et B :

- Les perturbations scalaires engendrent uniquement du mode E.  
On peut le montrer en se plaçant dans un repère cylindrique au voisinage de la perturbation (on obtient dans ce cas particulier,  $Q \neq 0$  et  $U = 0$ ), puis en effectuant la transformation de (Q,U) vers (E,B) (On obtient  $E \neq 0$  et  $B = 0$ ).
- Les perturbations vectorielles (absentes de la plupart des modèles) créent du mode E et du mode B.
- Les perturbations tensorielles créent du mode E, et elle créent également du mode B.

Une détection du mode B à grande échelle angulaire serait donc une signature forte de la présence d'ondes gravitationnelles primordiales.

A partir des coefficients  $a_{E, \ell m}$  et  $a_{B, \ell m}$  définis ci-dessus, on déduit les spectres :

$$C_{\ell}^{EE} = \langle |a_{E, \ell m}|^2 \rangle \text{ et } C_{\ell}^{BB} = \langle |a_{B, \ell m}|^2 \rangle$$

que l'on trace en fonction de  $\ell$ .

On calcule également les spectres de puissance angulaire de corrélation entre température et polarisation selon :

$$C_{\ell}^{TE} = \langle |a_{T, \ell m}^* a_{E, \ell m}| \rangle ; C_{\ell}^{TB} = \langle |a_{T, \ell m}^* a_{B, \ell m}| \rangle ; C_{\ell}^{EB} = \langle |a_{E, \ell m}^* a_{B, \ell m}| \rangle.$$

En remarquant que la parité de B est l'inverse de celle de T et E, on voit immédiatement que les spectres TB et EB sont nuls pour le rayonnement fossile.

La figure 4.7 montre les spectres de puissance angulaire de corrélation entre température et polarisation mesurés par WMAP.

### 4.6.3 Variance cosmique

La description des cartes du rayonnement fossile sous la forme de spectres de puissance angulaire est une description statistique. Les cartes mesurées sont donc dans ce contexte une réalisation de cette statistique. Or nous ne possédons qu'une réalisation unique de l'Univers. Le spectre obtenu à partir de cette seule réalisation est donc entaché d'une erreur statistique importante. On l'appelle la *variance cosmique*.

Les coefficients  $a_{\ell m}$  sont issus d'une distribution gaussienne de moyenne nulle et de variance  $C_{\ell}$ . Chaque coefficient a  $2\ell + 1$  degrés de liberté (les  $2\ell + 1$  valeurs possibles pour  $m$ ). La variance cosmique s'écrit donc :

$$C_{var} = \frac{2C_{\ell}}{\sqrt{2\ell + 1}} \quad (4.26)$$

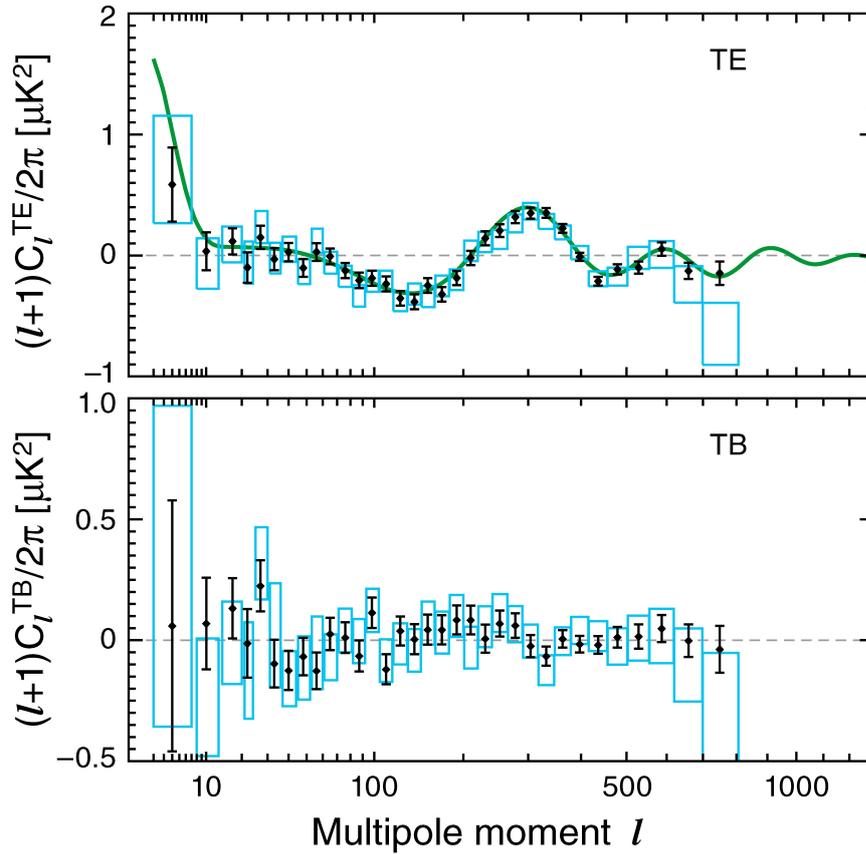


FIGURE 4.7 – Spectres de puissance angulaire de la polarisation du rayonnement fossile mesurés par WMAP. En haut la corrélation température-mode E (T-E), en bas la corrélation température-mode B (T-B)[Komatsu 2010].

Elle représente l'incertitude fondamentale irréductible sur la mesure du spectre de puissance angulaire. Le satellite Planck est conçu pour atteindre cette limite en température, c'est à dire pour produire un spectre de puissance angulaire qui ne soit pas limité par les incertitudes expérimentales mais par la variance cosmique. C'est pourquoi on parle de mesure *ultime* des anisotropies en température avec Planck. La variance cosmique est représentée en violet sur la figure 4.6.

## 4.7 Les anisotropies secondaires

On considère généralement qu'à partir de la surface de dernière diffusion et jusqu'à nous, l'Univers est transparent. Ce n'est vrai qu'en première approximation, en réalité les photons du rayonnement fossile ont pu interagir avec la matière au cours de leur voyage bien que celle-ci soit très diluée dans l'Univers.

### 4.7.1 Les effets gravitationnels

#### L'effet Sachs-Wolfe intégré

Juste après leur émission, les photons traversent des puits ou des pics de potentiel gravitationnel, cependant, il faut tenir compte du fait que le potentiel  $\phi$  évolue au cours du temps, ainsi, l'énergie gagnée à l'entrée d'un puits ne sera pas forcément égale à celle perdue à la sortie.

#### L'effet Rees-Sciama [Rees 1968]

Au moment de la formation des grandes structures dans l'Univers (amas), celles-ci évoluent rapidement par effondrement gravitationnel. Les puits de potentiel correspondant à ces structures se creusent au cours du temps. Les photons traversant ces puits de potentiel perdent donc plus d'énergie qu'ils n'en gagnent. L'effet à petite échelle angulaire est visible sur le spectre de puissance angulaire du rayonnement fossile.

### L'effet de lentille gravitationnelle

Les objets massifs (galaxies, amas) provoquent une distorsion du potentiel gravitationnel. La trajectoire des photons est modifiée. L'image de la surface de dernière diffusion subit des distorsions à très petite échelle angulaire : des structures apparaissent à des échelles auxquelles l'amortissement de Silk lisse les anisotropies primaires ( $\ell > 800$ ). Cet effet est mesurable avec Planck [Perotto 2006] [Perotto 2009].

### La distribution de matière à grande échelle

La présence de matière courbe le trajet de la lumière. Si le rayonnement fossile subit l'effet de la distribution de matière à grande échelle, on observe des structures à des échelles angulaires beaucoup plus petites que si cet effet est absent.

On peut établir un lien entre la distribution de matière à grande échelle et les anisotropies en température et la polarisation du rayonnement fossile [Metcalf 1997].

## 4.7.2 Les effets de diffusion des photons

### L'effet Sunyaev-Zel'dovitch [Zel'dovitch 1969]

On trouve à l'intérieur des amas de galaxies des gaz chauds sur lesquels les photons du rayonnement fossile sont diffusés par effet Compton inverse : le gaz étant plus chaud que les photons, ces derniers acquièrent de l'énergie pendant la diffusion et sont décalés vers le bleu. C'est l'effet Sunyaev-Zel'dovitch thermique [Sunyaev 1972]. Cet effet modifie localement le spectre des photons, il est donc visible à petite échelle angulaire.

De plus, les amas se déplacent dans l'espace et impriment un décalage Doppler aux photons qui les traversent, c'est l'effet Sunyaev-Zel'dovitch cinématique [Sunyaev 1980].

### La réionisation

Les spectres des quasars montrent que le gaz qu'ils contenaient était ionisé avant l'époque  $z \approx 6$  (soit  $t \approx 10^9$  ans).

Il y a donc eu une réionisation entre la recombinaison ( $z \approx 1089$ ) et  $z \approx 6$ . On suppose qu'elle correspond à la formation des premières étoiles. Les photons ont pu interagir avec le gaz ionisé, la conséquence est un applatissage des pics du spectre de température du rayonnement fossile ainsi qu'une modification de la position et de la forme des pics du spectre de puissance angulaire en polarisation. La mesure de la polarisation du rayonnement fossile permet de déterminer à quelle époque a eu lieu la réionisation (la position des pics est liée à la taille de l'Univers au moment de la réionisation) et également une sélection parmi les différents scénarios décrivant ce phénomène (forme des pics) [Liu 2001].

## 4.8 La physique fondamentale avec le rayonnement fossile

Le rayonnement fossile est un test très puissant pour plusieurs domaines de la physique fondamentale. Les données du satellite WMAP apportent déjà des contraintes fortes sur le modèle standard de la cosmologie ; celles du satellite Planck vont permettre de tester de manière approfondie certains aspects de la physique fondamentale.

### Neutrinos

Les expériences de physique des neutrinos récentes ont montré que ces derniers sont massifs et également qu'ils sont sujet à des oscillations de saveur [Ahmad 2001]. L'enjeu est donc de déterminer leur masse ainsi que leurs paramètres d'oscillations. La connaissance précise des paramètres cosmologiques grâce aux anisotropies du rayonnement fossile pourrait permettre une mesure de la masse des neutrinos [Ichikawa 2008]. L'étude des fluctuations du rayonnement fossile permet également de confirmer des résultats connus comme par exemple la (faible) contribution de la masse de neutrinos à la densité de matière noire dans l'Univers.

### Energie sombre

Comme on l'a vu précédemment l'un des défis actuels de la physique est d'expliquer ce qu'est l'énergie sombre.

Le spectre de puissance angulaire des anisotropies primaires du rayonnement fossile permet de contraindre la valeur de la constante cosmologique/densité d'énergie sombre (la mesure de la densité de matière et de la densité totale permettent d'estimer la densité associée à l'énergie sombre). Pour en déterminer la

nature, il est nécessaire de contraindre son équation d'état et l'évolution de celle-ci au cours du temps. Le rayonnement fossile seul ne permet pas à l'heure actuelle d'apporter des contraintes fortes sur l'équation d'état (les valeurs proches de  $-1$ , compatibles avec la constante cosmologique sont favorisées) et ne permettent pas de contraindre son évolution ; cependant les informations complémentaires apportées par les amas de galaxies et l'effet de lentille gravitationnelle traduisent l'évolution des grandes structures de l'Univers et apportent une information supplémentaire qui permet de contraindre la valeur de l'équation d'état de l'énergie noire. Et d'autre part lorsque les données issues de la mesure du rayonnement fossile sont combinées avec les observations de Supernovae lointaines et avec les oscillations acoustiques baryoniques on obtient des contraintes fortes sur l'équation d'état (sa valeur est très proche de  $-1$  si l'on reste dans le cadre du modèle standard avec une énergie noire sous la forme d'un fluide parfait) [Komatsu 2010] [Tsujikawa 2010].

### **Inflation**

De très nombreux modèles (plusieurs dizaines) décrivent cette période. Les mesures du satellite WMAP ont permis de montrer que l'inflation est nécessaire et qu'un modèle standard sans inflation n'est pas compatible avec les observations [Spergel 2003]. L'un des enjeux principaux de l'étude du rayonnement fossile et notamment du satellite Planck est à présent la contrainte de ces modèles.

### **Théorie des cordes**

C'est l'une des théories les plus prometteuses à l'heure actuelle pour tenter d'unifier la mécanique quantique avec la relativité.

La théorie des cordes se développe en général dans un espace à 11 dimensions dont 10 d'espace et une de temps. Cependant 7 des dimensions d'espace seraient repliées sur elles mêmes et seraient donc trop petites pour être visibles.

Les différents modèles de la théorie des cordes conduisent à des prédictions différentes sur les anisotropies du rayonnement fossile. Les mesures de Planck permettront de contraindre certains de ces modèles [Bevis 2010].

### **Gravité quantique à boucles**

La gravitation quantique à boucles est également l'une des théories qui visent à unifier la gravité aux trois autres forces fondamentales de l'Univers. C'est à l'heure actuelle la principale concurrente à la théorie des cordes bien que son approche soit fondamentalement différente.

La gravitation quantique à boucles essaie de quantifier directement la gravité avant de l'unifier aux autres forces, en commençant par quantifier l'espace.

L'une des difficultés de cette théorie, comme de la théorie des cordes est l'absence de possibilités de vérifications expérimentales à l'heure actuelle. L'étude du mode B de polarisation du rayonnement fossile pourrait permettre de contraindre cette théorie [Bojowald 2009].

# Chapitre 5

## Les avant plans

De nombreux objets émettent un rayonnement aux mêmes fréquences que le rayonnement fossile. Du point de vue de l'étude de ce dernier, il est donc "noyé" dans un bruit de fond plus ou moins important selon les fréquences que l'on cherche à soustraire. Mais les avant plans sont des objets astrophysiques qui sont également étudiés grâce aux mêmes données.

L'étude et la compréhension des émissions d'avant plan apporte donc un double bénéfice : comprendre ces objets astrophysiques et les soustraire avec une grande précision pour obtenir une mesure du rayonnement fossile fiable.

On distingue les émissions ponctuelles et les émissions diffuses.

### 5.1 Les émissions ponctuelles

Pour les identifier, les étudier et les soustraire au signal du rayonnement fossile, on suit les 5 étapes suivantes :

- repérage et classification des sources trouvées dans les données (en utilisant des catalogues pré-existant)
- masquage des données atteintes par ces effets et étude indépendante de ces données
- simulation des sources lorsqu'on ne peut pas les observer directement
- modélisation de l'effet de ces objets sur les cartes et les spectres du rayonnement fossile
- recherche et identification de nouvelles sources.

On peut classer les différentes sources ponctuelles de rayonnement d'avant-plan en trois catégories en fonction de leur éloignement :

1. Extragalactiques : Citons par exemple l'émission synchrotron dans d'autres galaxies et les noyaux actifs de galaxie comme les quasars, surtout visibles en dessous de 200 GHz. Le satellite Planck détecte notamment un grand nombre de radio-galaxies entre 30 et 217 GHz grâce à leur émission synchrotron (plusieurs centaines à quelques milliers attendus avant la fin de la mission). On observe également les galaxies poussiéreuses (surtout visibles au dessus de 200 GHz). Le satellite Planck fournira notamment le premier catalogue couvrant l'intégralité de la voûte céleste entre 217 et 857 GHz qui comprendra à la fin de la mission plus de mille galaxies.
2. Galactiques : Les étoiles de faible masse en cours de formation, les vieilles étoiles dans la phase AGB <sup>1</sup>, sources variables, restes de supernovae. Le satellite Planck permettra d'étudier chacun de ces types de sources, surtout grâce à ses détecteurs à haute fréquence (353 à 857 GHz).
3. Du Système Solaire : Planètes, astéroïdes, comètes.

Chacun de ces types de sources est étudiée avec les données des expériences qui cartographient le rayonnement fossile. Leur étude fait partie des objectifs scientifiques de la mission Planck.

### 5.2 Les émissions diffuses

On étudie les émissions diffuses en se basant d'une part sur des résultats des expériences de cartographie du rayonnement fossile précédentes (COBE, WMAP, Archépos) et d'autre part sur des expériences entièrement dédiées à l'étude de ces émissions à d'autres fréquences.

---

1. Asymptotic Giant Branch en anglais, phase tardive de la vie d'une étoile caractérisée par un refroidissement et une augmentation de diamètre très importante

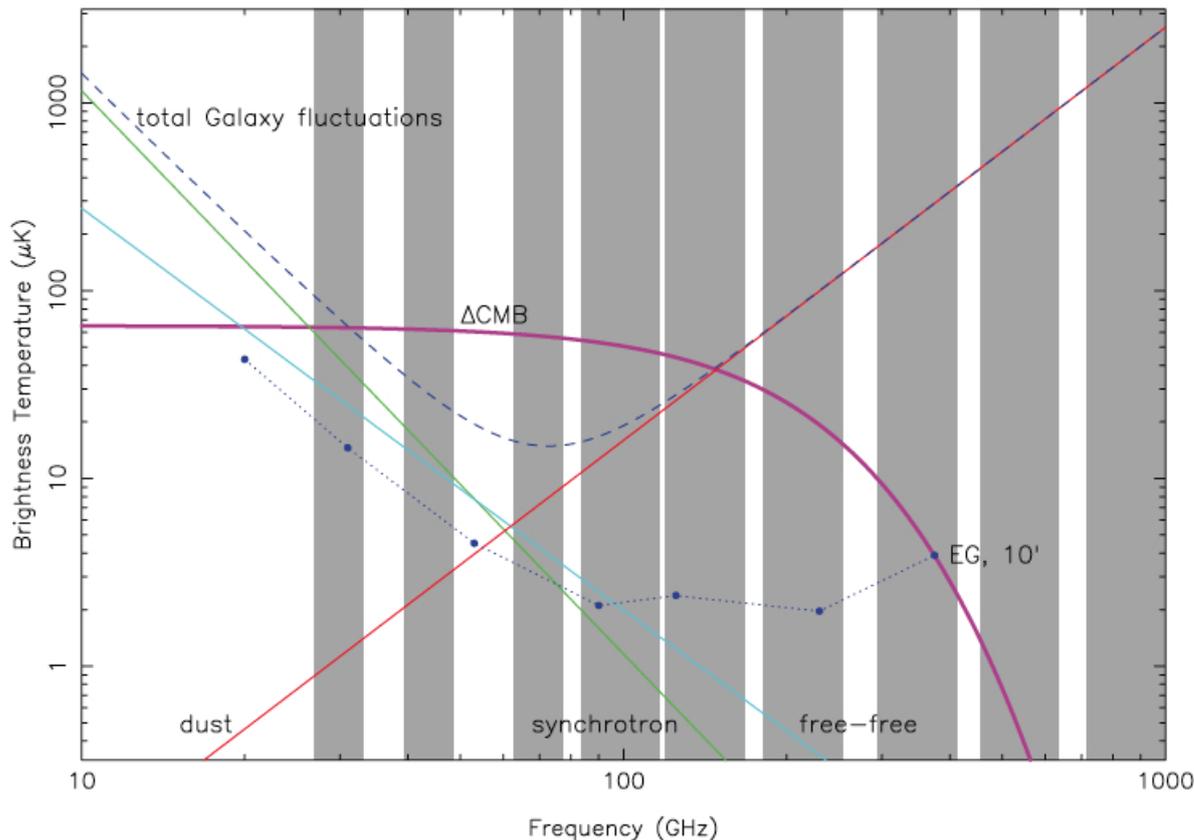


FIGURE 5.1 – Spectres du rayonnement fossile et des émissions diffuses d'avant plan entre 10 et 1000 GHz. Les bandes grises représentent les fréquences de Planck. L'instrument LFI dans les 3 bandes à basse fréquence et l'instrument HFI dans les 6 bandes à haute fréquence. Abscisse : fréquence (GHz) ; ordonnée : température (mK). [Bluebook]

Dans le cadre de l'étude du rayonnement fossile on modélise ensuite leur effet sur les cartes et les spectres de puissance angulaire afin de pouvoir les soustraire d'une part et estimer l'incertitude liée à la présence de résidus d'autre part.

Certains de ces rayonnements sont polarisés. Ceux-ci doivent être particulièrement bien modélisés et soustraits car la mesure de polarisation est une mesure très fine. Elle est encore plus sensible aux bruits systématiques que celle de température.

C'est le sujet de la thèse de Lauranne Fauvet. Pour plus de précision sur ce domaine on se référera donc à son manuscrit de thèse [Fauvet 2010 (thèse)] ainsi qu'à ses publications [Fauvet 2010 - 1] [Fauvet 2010 - 2] [Fauvet 2010 - 3].

Les rayonnements d'avant plan diffus visibles aux mêmes fréquences que le rayonnement fossile sont le fond diffus infrarouge, l'émission synchrotron des électrons galactiques, l'émission thermique de la poussière galactique, le rayonnement de freinage des électrons du milieu interstellaire et l'émission de lumière zodiacale. L'émission synchrotron des électrons galactiques et l'émission thermique de la poussière galactique sont les deux avant plans dominants et notamment les plus critiques pour l'étude de la polarisation du rayonnement fossile.

### 5.2.1 Le fond diffus infrarouge

Il résulte de l'accumulation le long de la ligne de visée de l'émission infrarouge de la poussière dans les galaxies plus ou moins lointaines.

Il a été détecté pour la première fois en 1996 [Puget 1996]. Il a notamment été étudié à des longueurs d'onde égales à  $170 \mu\text{m}$  avec ISOPHOT [Lagache 2000] et à 100 et  $60 \mu\text{m}$  avec IRAS [Miville-Deschenes 2002].

Le fond diffus infrarouge constitue donc une sonde pour étudier la formation et l'évolution des galaxies. Ses fluctuations peuvent être utilisées pour étudier les propriétés physiques des galaxies lointaines. Sa fré-

quence est liée à la distance des galaxies émettrices, par conséquent on peut également l'utiliser pour reconstruire une image des galaxies poussiéreuses dans l'Univers en fonction de leur éloignement [Gispert 2000] [Fernandez-Conde 2008].

### 5.2.2 Le rayonnement synchrotron Galactique

Les électrons accélérés à des vitesses relativistes émettent du rayonnement synchrotron. Les électrons du milieu interstellaire spiralent autour des lignes du champ magnétique de la Galaxie et sont aussi une source importante de synchrotron.

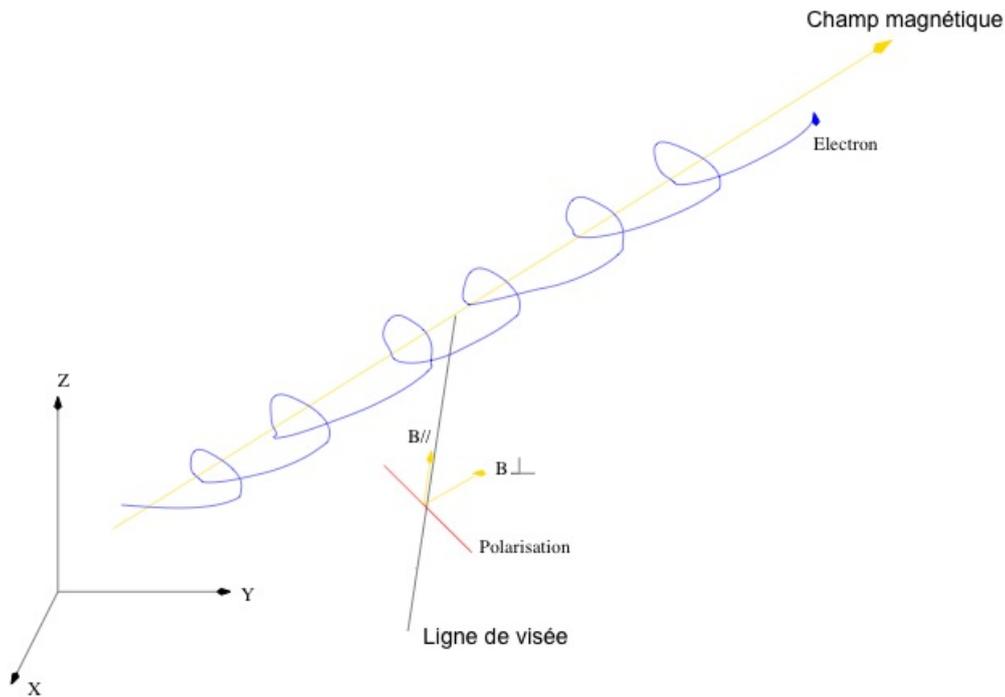


FIGURE 5.2 – Schéma illustrant la production de rayonnement synchrotron polarisé par un électron qui spirale autour d'une ligne de champ magnétique.

Ce rayonnement est polarisé à environ 75%, il contamine les mesures de température et celles de polarisation. Comme le montre la figure 5.1, le synchrotron est l'émission dominante pour les basses fréquences ; en effet son spectre est de la forme  $I \propto \nu^{-\alpha}$  ( $I$  est l'intensité émise,  $\nu$  la fréquence et  $\alpha \approx 2.5$  [Gold 2010]. Pour l'étudier, on se base sur des mesures effectuées par Haslam *et. al.* à la fréquence de 0.408 GHz [Haslam 1981] et [Haslam 1982].

Le rayonnement synchrotron et sa polarisation sont donc fortement couplés au champ magnétique Galactique et évidemment à la densité d'électrons.

### 5.2.3 La poussière Galactique

La poussière présente dans notre Galaxie ne représente qu'une faible masse (1% de la masse du gaz, ce dernier représentant environ 74% de la masse du milieu interstellaire), cependant elle est source de 30% de l'émission énergétique de la Galaxie sous la forme d'un rayonnement submillimétrique [Gold 2010].

La poussière est présente dans le milieu interstellaire sous forme de grains dont la plupart ont une taille inférieure à 0.1 micromètre. Ils absorbent une partie de la lumière visible qu'ils reçoivent et la réémettent sous la forme d'un rayonnement entre 10 et 20 K. Les grains de poussière sont également couplés au champ magnétique Galactique et émettent un rayonnement polarisé.

La figure 5.1 montre une image de la poussière galactique obtenue grâce aux données de Planck-HFI.

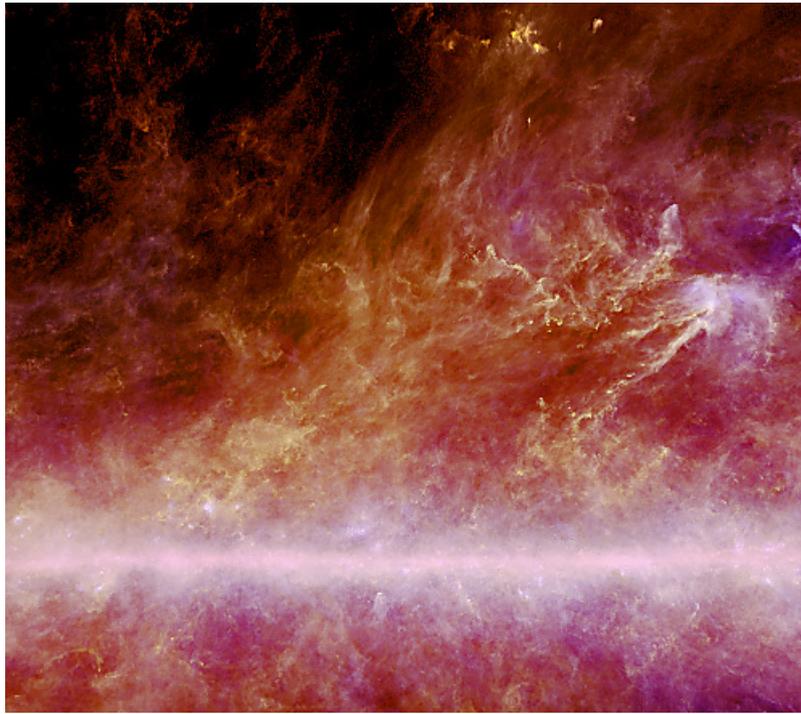


FIGURE 5.3 – Image de la poussière galactique obtenue grâce aux données de Planck-HFI. La bande claire de l'image permet de situer le plan galactique. Credit : ESA / HFI Consortium / IRAS.

#### 5.2.4 Le rayonnement de freinage des électrons du milieu interstellaire

Les électrons du milieu interstellaire interagissent avec les nuages de gaz ionisé et émettent un rayonnement de freinage à des fréquences proches de celles du rayonnement fossile.

L'étude de ce rayonnement d'avant plan permet notamment de reconstruire la distribution de gaz ionisés dans la Galaxie et d'observer ces nuages de gaz. Les études de ces objets sont généralement limitées par la sensibilité et la couverture spatiale, par conséquent les instruments destinés à cartographier le rayonnement fossile sont d'excellents outils pour observer ces régions et complètent les observations des instruments dédiés.

#### 5.2.5 La lumière zodiacale

La lumière zodiacale est l'émission thermique cumulée des grains de poussière du système solaire. Ils sont essentiellement distribués dans le plan de l'écliptique entre le Soleil et la ceinture d'astéroïdes située à 2 unités astronomiques.

La taille de ces grains est de l'ordre du micron au millimètre, et selon leur distance au soleil leur température est d'environ  $260 \pm 20$  K. Leur émission est donc visible par les détecteurs à haute fréquence de HFI.

## Deuxième partie

# Mesurer le rayonnement fossile avec le satellite Planck

Cette partie est consacrée aux différents instruments d'étude du rayonnement fossile dont le satellite Planck représente la troisième génération. Le chapitre 6 présente les instruments scientifiques qui ont précédé Planck. Le chapitre 7 explique la mission Planck et le fonctionnement du satellite. On se concentre en particulier sur les détecteurs de l'instrument HFI<sup>2</sup>.

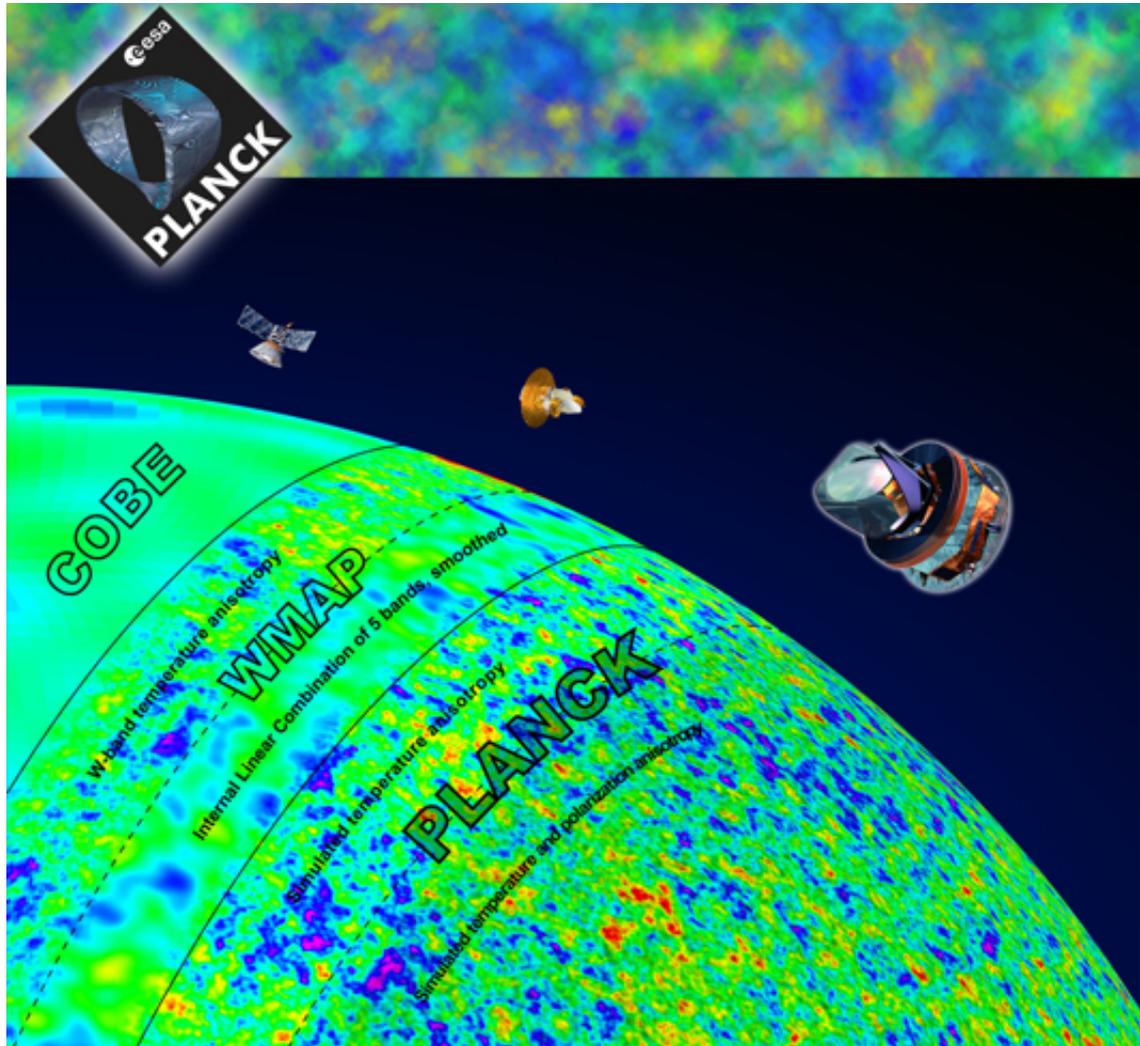


FIGURE 5.4 – Le rayonnement fossile vu par les satellites COBE, WMAP, Planck (simulation).

---

2. High Frequency Instrument.

## Chapitre 6

# Les différents instruments de mesure du rayonnement fossile

### 6.1 De la prédiction du rayonnement fossile à sa découverte

Dès 1941 McKellar publie l'observation d'une température moyenne égale à 2,3 K basée sur l'étude des raies d'absorption interstellaire<sup>1</sup> [McKellar 1941] [Weinberg 1972].

En 1946 Dicke prédit l'existence d'un "rayonnement de la matière cosmique" d'une température inférieure à 20 K mais sans se référer à la notion de rayonnement de fond cosmologique. [Kragh 1999] [Dicke 1946].

En 1948 Gamow calcule une température de 50 K (en se basant sur un âge de l'Univers égal à 3 milliards d'années), en accord avec la température estimée de l'espace interstellaire, mais il ne mentionne pas non plus de rayonnement de fond cosmologique [Gamow 1961]. La même année Alpher et Herman estiment la température de l'Univers à 5 K. Bien qu'ils ne mentionnent pas explicitement un rayonnement de fond micro-onde, cette prédiction pourrait y être liée [Kragh 1999]. Et en 1950 ils ré-estiment cette température à 28 K. En 1953 Gamow l'estime à 7 K [Kragh 1999].

En 1955 Le Roux mesure un rayonnement de fond quasi-isotrope de  $3 \pm 2$  K au cours d'une cartographie du ciel à la longueur d'onde  $\lambda = 33$  cm à l'Observatoire Radio de Nançay [Kragh 1999].

En 1956 Gamow estime la température du rayonnement fossile à 6 K [Kragh 1999].

En 1957 Shmaonov mesure la température effective absolue de l'émission radio de fond à  $4 \pm 3$  K [Shmaonov 1957].

L'intensité du rayonnement mesuré est indépendante de la direction d'observation. Il est à présent clair que Shmaonov avait bien observé le rayonnement fossile à une longueur d'onde de 3,2 cm [Naselsky 2006].

Dans les années 1960 Dicke ré-estime une température de rayonnement fossile de 40 K [Kragh 1999].

En 1964 Doroshkevich et Novikov publient un article dans lequel ils estiment que le rayonnement fossile est un phénomène détectable [Doroshkevich 1964].

En 1964-65 Penzias et Wilson mesurent la température du rayonnement fossile à approximativement 3 K [Penzias 1965]. Dicke, Peebles, Roll, et Wilkinson interprètent ce rayonnement comme une signature du Big-Bang [Dicke 1965].

---

1. McKellar essayait de mesurer la température moyenne du milieu interstellaire. Il est peu probable qu'il ait eu conscience des implications cosmologiques de cette mesure, mais elle représente tout de même un résultat remarquable.

## 6.2 Mesure du spectre de corps noir et découverte des anisotropies

### 6.2.1 RELIKT

Le détecteur soviétique RELIKT-1 a été lancé en 1983 à bord du satellite Prognoz 9 pour étudier les anisotropies du rayonnement fossile. Il utilisait des radiomètres à 37 GHz. L'intégralité du ciel a été observée en 6 mois. Sa résolution angulaire était de  $5,5^\circ$  et sa résolution en température de  $0,6$  mK. Le flux micro-onde galactique a été observé. Les résultats de RELIKT-1 ont permis d'établir des limites supérieures sur les anisotropies à grande échelle du rayonnement fossile.

En janvier 1992 de nouveaux résultats de RELIKT-1 ont été publiés suite à une ré-analyse des données, annonçant la découverte des anisotropies du rayonnement fossile : le dipôle a été observé et le quadrupôle a été estimé entre  $17$  et  $95 \mu\text{K}$  (90% de degré de confiance). Une carte d'une grande partie du ciel à 37 GHz est disponible [Strukov 1992 - 1] [Strukov 1992 - 2] [Zaitsev 2006].

### 6.2.2 COBE

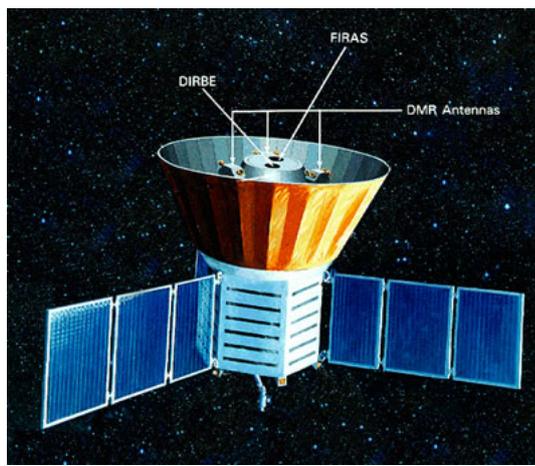


FIGURE 6.1 – Vue d'artiste du satellite COBE. Crédit : NASA.

Le satellite COBE<sup>2</sup> a été lancé en 1989 par la NASA dans le but de mesurer le fond diffus infrarouge et le rayonnement micro-onde de l'Univers primordial. Il contenait 3 instruments : DIRBE<sup>3</sup> pour mesurer le rayonnement de fond diffus infrarouge, DMR<sup>4</sup> pour cartographier le rayonnement fossile, et FIRAS<sup>5</sup> pour comparer le spectre du rayonnement fossile au spectre de corps noir.

**DIRBE** Il a permis la découverte du fond diffus infrarouge et la mesure des cartes de brillance absolue du ciel infrarouge dans la gamme de longueurs d'onde :  $1,25 - 240 \mu\text{m}$  [Désert 1996] [Wright 2002].

**DMR** Il a permis de découvrir les anisotropies de température du rayonnement fossile [Smoot 1992] [Wright 1992] [Fixsen 1997].

Comme le montre la figure 6.2, les détecteurs de DMR sont des radiomètres différentiels qui mesurent la différence de température entre deux points du ciel situés à  $60^\circ$  l'un de l'autre dans trois bandes de fréquences à 31,5 ; 53 et 90 GHz.

**FIRAS** Il a mesuré le spectre du rayonnement fossile et a établi que c'est un spectre de corps noir presque parfait d'une température de  $2.72548 \pm 0.00057$  K [Fixsen 2009]. Voir la figure 4.1 de la première partie de ce document.

---

2. COsmic Background Explorer.  
 3. Diffuse InfraRed Background Experiment  
 4. Differential Microwave Radiometer  
 5. Far InfraRed Absolute Spectrophotometer

Les premiers résultats du satellite COBE ont été publiés en avril 1992 ; deux des responsables du projet ont reçu le prix Nobel de physique en 2006 pour leur travail sur la mesure précise du rayonnement fossile.

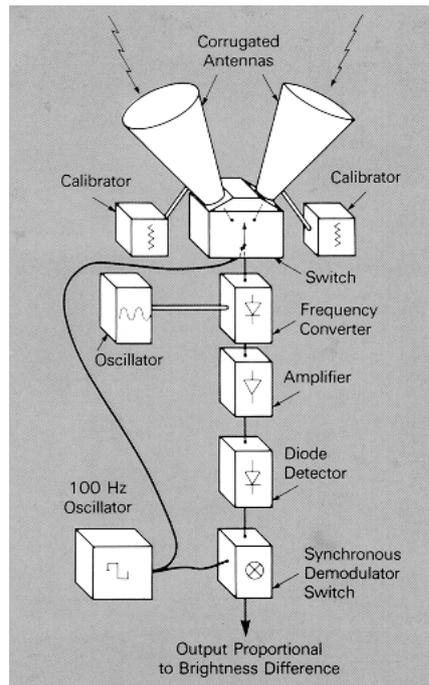


FIGURE 6.2 – Schéma du fonctionnement de l'instrument DMR. Crédit : NASA.

### 6.3 Mesure des anisotropies en température et découverte de la polarisation

La première mesure des oscillations acoustiques dans le spectre de puissance angulaire en température du rayonnement fossile a été obtenue en 1999 par les expériences MAT, BOOMERanG et Maxima. La polarisation du rayonnement fossile a été découverte en 2002 par l'expérience DASI [Kovac 2002] ; et le spectre de puissance angulaire du mode E de polarisation a été obtenu pour la première fois en 2004 par CBI [Readhead 2004].

### 6.3.1 Expériences au sol

Nom	Année(s)	Fréquence (GHz)	Détecteurs	Polarisation
ACBAR <sup>6</sup>	2001-2005	150, 219, 274	Bolomètres	Non
ACME/ HACME <sup>7</sup>	1988-1996	26-35 et 38-45	HEMT	Non
APACHE <sup>8</sup>	1995-1996	100, 150, 250	Bolomètres	Non
ATCA <sup>9</sup>	1991-1997	8.7	HEMT	Non
BEAST <sup>10</sup>	2000-	25-35 et 38-45	HEMT	Non
BIMA <sup>11</sup>	1986-2004	70-116, et 210-270	SIS	Non
CAPMAP <sup>12</sup>	2002-	90 et 40	MMIC/HEMT	Oui
CAT <sup>13</sup>	1994-1997	13-17	Interferomètre/HEMT	Non
CBI <sup>14</sup>	2002-	26-36, dans 10 bandes	Interferomètre/HEMT	Oui
CG <sup>15</sup>	1999-	0.6 to 32	HEMT	Non
COSMOSOMAS <sup>16</sup>	1998-	10-18	HEMT	Non
DASI <sup>17</sup>	1999-2004	26-36, dans 10 bandes	HEMT	Oui
KUPID <sup>18</sup>	2003-	12-18	HEMT	Oui
MAT <sup>19</sup>	1997,1998	30-140	HEMT/SIS	Non
POLAR <sup>20</sup>	2000-	26-46	HEMT	Oui
Python	1992-1997	30-90	Bolomètres/HEMT	Non
QuaD <sup>21</sup>	2005-2009	100, 150	Bolomètres	Oui
SK <sup>22</sup>	1993-1995	26-46	HEMT	Oui
Tenerife	1984-2000	10, 15, 33	HEMT	Non
VSA <sup>23</sup>	2002-	26-36	Interferomètre/HEMT	Non
SuZIE <sup>24</sup>	1996-	150, 220, 350	Bolomètres	Non
SPT <sup>25</sup>	2007-	70-300	Bolomètres	Non
ACT <sup>26</sup>	2007-	145, 225, 265	Bolomètres	Non
BICEP 1 <sup>27</sup>	2005-2008	150	Bolomètres	Oui

- 
6. Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver
  7. Advanced Cosmic Microwave Explorer
  8. Antarctic Plateau Anisotropy CHasing Experiment
  9. Australia Telescope Compact Array
  10. Background Emission Anisotropy Scanning Telescope
  11. Berkeley Illinois Maryland Associations
  12. Cosmic Anisotropy Polarization MAPper
  13. Cosmic Anisotropy Telescope
  14. Cosmic Background Imager
  15. Cosmological Gene
  16. L'expérience consiste en deux instruments : COSMO11 et COSMO15 ; l'un (COSMO11) permet de mesurer la polarisation
  17. Degree Angular Scale Interferometer
  18. KU-band Polarization IDentifier
  19. Mobile Anisotropy Telescope
  20. Polarization Observations of Large Angular Regions
  21. Quest (Q and U Extra-Galactic Sub-mm Telescope) at DASI (Degree Angular Scale Interferometer)
  22. Saskatoon
  23. Very Small Array
  24. Sunyaev- Zeldovich Infrared Experiment
  25. South Pole Telescope
  26. Atacama Cosmology Telescope
  27. Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization

### 6.3.2 Expériences en ballon

Nom	Année(s)	Fréquence (GHz)	Détecteurs	Polarisation
Archeops	1999-2002	143, 217, 353, 545	Bolomètres	Oui
ARGO	1988,1990,1993	150-600	Bolomètres	Non
BAM <sup>1</sup>	1995	110-250	Spectromètre en Fourier	Non
BOOMERanG <sup>2</sup>	1997, 1998, 2003	90-420	Bolomètres	Oui
FIRS <sup>3</sup>	1989	170-680	Bolomètres	Non
MAXIMA <sup>4</sup>	1995,1998,1999	150-420	Bolomètres	Non
MSAM <sup>5</sup>	1992-1997	150-650	Bolomètres	Non
PIQUE <sup>6</sup>	2002	90	Bolomètres	Oui
QMAP	1996	30-140	HEMT/SIS	Non
TopHat	2002-	150-720	Bolomètres	Non
ARCADE <sup>7</sup>	2001-	3, 5, 7, 10, 30, 90	HEMT	Non

Le ballon Archéops a été conçu comme un précurseur de l'instrument HFI du satellite Planck. Il intégrait les mêmes systèmes optiques, les mêmes détecteurs et une architecture cryogéniques semblable utilisant la même dilution. Il a permis d'une part d'obtenir des mesures du rayonnement fossile complémentaires aux expériences précédentes et d'autre part de valider la technologie utilisée pour le satellite Planck.

### 6.3.3 Le satellite WMAP

Le satellite WMAP<sup>6</sup> a été lancé par la NASA en juin 2001. Sa mission est la cartographie sur l'intégralité du ciel des anisotropies en température et en polarisation du rayonnement fossile. La figure 6.3 montre une vue d'artiste du satellite WMAP.

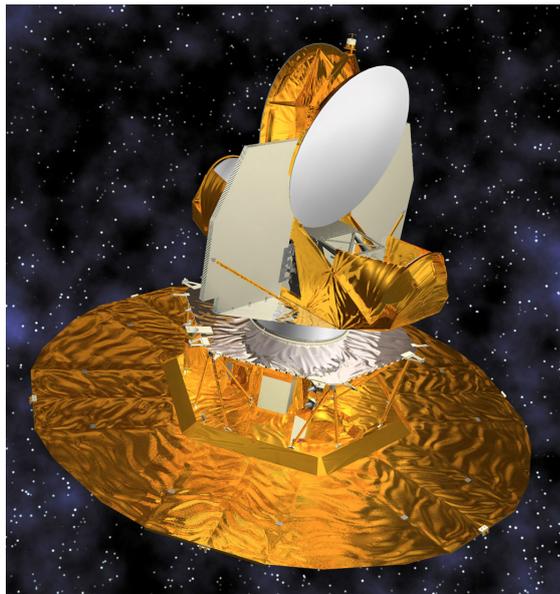


FIGURE 6.3 – Vue d'artiste du satellite WMAP. Crédit : NASA.

Comme DMR, WMAP est une expérience différentielle : il ne mesure pas la température absolue mais la différence de température entre deux points du ciel. Le satellite est pourvu de deux réflecteurs primaires de  $1,4 * 1,6$  mètres qui focalisent le rayonnement sur les détecteurs. Ces derniers sont des radiomètres micro-onde, ils fonctionnent dans cinq bandes de fréquences entre 22 et 90 GHz. Ils permettent d'obtenir des cartes avec une résolution angulaire de 13 minutes d'arc. Les détecteurs sont refroidis de manière passive. WMAP est en orbite autour du point L2 du système Soleil-Terre. Ces derniers, ainsi que la Lune sont toujours

1. Balloon-borne Anisotropy Measurement
2. Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics
3. Far Infra-Red Survey
4. Millimeter Anisotropy eXperiment Imaging Array
5. Medium Scale Anisotropy Measurement
6. Princeton I, Q, and U Experiment
7. Absolute Radiometer for Cosmology, Astrophysics, and Diffuse Emission
6. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

derrière les panneaux solaires et ne sont jamais vus par les détecteurs.

Les tableaux suivants montrent les caractéristiques principales du satellite WMAP.

Paramètre	Bande K	Bande Ka	Bande Q	Bande V	Bande W
Longueur d'onde (mm)	13	9.1	7.3	4.9	3.2
Fréquence (GHz)	23	33	41	61	94
Largeur de la bande (GHz)	5.5	7.0	8.3	14.0	20.5
Nombre d'assemblages différentiels	1	1	2	2	4
Nombre de Radiomètres	2	2	4	4	8
Nombre de voies	4	4	8	8	16
Taille du faisceau (deg)	0.88	0.66	0.51	0.35	0.22
Température du système (K)	29	39	59	92	145
Sensibilité (mK sec <sup>1/2</sup> )	0.8	0.8	1.0	1.2	1.6

Couverture du ciel	Complète
Système optique	2 télescopes Gregoriens dos à dos, 1.4 x 1.6 m
Système radiométrique	Récepteurs polarisés différentiels
Détection	HEMT
Modulation des radiomètres	interrupteur à phase 2.5 kHz
Rotation	0,464 rpm $\approx$ 7,57
Précession	1 rev/hr $\approx$ 0,3 mHz
Etalonnage	En vol : amplitude d'après le dipôle, lobe d'après Jupiter
Système de refroidissement	Refroidissement passif cooled jusqu'à $\sim$ 90 K
Contrôle du satellite	3 axes, 3 roues, gyroscopes, senseurs stellaires, senseurs solaires
Propulsion	Hydrazine avec 8 buses
Communication radio-fréquence	Transpondeurs 2 GHz
Puissance	419 Watts
Masse	840 kg
Lanceur	Delta II 7425-10, 30 juin 2001
Orbite	Orbite de Lissajous autour du second point de Lagrange L2
Durée de vie nominale	27 mois = 3 mois de trajet + 2 ans à L2

Pour une description plus détaillée de la mission WMAP se référer à [Limon 2010].

Le satellite WMAP a permis d'obtenir la première carte complète des anisotropies du rayonnement fossile depuis COBE, avec une sensibilité 45 fois plus élevée et une résolution angulaire 33 fois plus élevée que l'instrument DMR de COBE.

Les principaux résultats cosmologiques de WMAP sont les mesures de l'âge de l'Univers, de la courbure de l'espace, des densités de matière noire et d'énergie noire avec une incertitude de l'ordre du pourcent ; la mesure de la densité de matière baryonique avec une précision de 0,1% ; la découverte de l'époque de la réionisation grâce à la mesure de la polarisation ; des éléments forts montrant que l'inflation est nécessaire pour expliquer les observations dans le cadre du modèle  $\Lambda$ -CDM.

## 6.4 La troisième génération d'instruments de mesure du rayonnement fossile : Planck

Planck est un satellite de l'ESA<sup>7</sup>. Il contient deux instruments. HFI<sup>8</sup> est composé de 54 bolomètres (à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz) refroidis à 100 mK. LFI<sup>9</sup> est composé de 22 radiomètres refroidis à 18 K. Il est conçu pour la mesure ultime<sup>10</sup> des anisotropies en températures du rayonnement fossile et pour améliorer significativement la mesure de sa polarisation.

La mission Planck sera décrite en détails dans le prochain chapitre.

7. European Space Agency

8. High frequency instrument

9. Low frequency instrument

10. qui n'est pas limitée par les incertitudes expérimentales mais seulement par les propriétés statistiques du rayonnement fossile (auxquelles s'ajoutent les erreurs de soustractions des avants-plans).

## 6.5 Le futur

Il existe de nombreux projets de mesure du rayonnement fossile. La plupart ont pour objectif l'amélioration de la mesure de la polarisation et notamment la détection et l'étude du mode de polarisation B. Les autres projets proposent l'étude du rayonnement fossile à très petite échelle angulaire.

Nom	Fréquence (GHz)	Détecteurs	Polarisation	Type
AMI <sup>2</sup>	12-18	Interferomètre	Non	Sol
AMiBA <sup>3</sup>	90	OMT	Oui	Sol
APEX <sup>4</sup>	150, 217	Bolomètres	Non	Sol
BaR-SPOrt <sup>5</sup>	32, 90	Polariseur/OMT	Oui	Ballon
Clover	97, 150 et 230	Bolomètres	Oui	Sol
EBEX <sup>7</sup>	150-450	Bolomètres	Oui	Ballon
MBI-B <sup>8</sup>	90	Bolomètres	Oui	Sol
MINT <sup>9</sup>	150	SIS	Non	Sol
POLARBeaR <sup>10</sup>	90-240	Bolomètres	Oui	Sol
QUIET <sup>11</sup>	40, 90	HEMT	Oui	Sol
SZA <sup>12</sup>	26-36 et 85-115	Interferomètre	Non	Sol
CMBPol	30 - 850, en 9 bandes	11094 bolomètres ou MKID	Oui	Satellite
Bpol	45, 70, 100, 150, 220, 350	OMT	Oui	Satellite
ACTpol <sup>13</sup>	145, 222, 265	Bolomètres	Oui	Sol
SPTpol <sup>14</sup>	70-300	Bolomètres	Oui	Sol
BICEP 2 <sup>15</sup>	150	Bolomètres TES	Oui	Sol
Keck	150	Bolomètres TES	Oui	Sol
SPIDER	100,150, 220	Bolomètres TES	Oui	Sol
ABS <sup>16</sup>	145	Bolomètres TES	Oui	Sol

- 
2. Arcminute MicroKelvin Imager
  3. Array for Microwave Background Anisotropy
  4. Atacama Pathfinder EXperiment
  5. Balloon-borne Radiometers for Sky Polarisation Observations
  7. The E and B Experiment
  8. Millimeter-Wave Bolometric Interferometer
  9. Millimeter INterferometer
  10. POLARization of Background microwave Radiation
  11. QU Imaging Experiment
  12. Sunyaev-Zeldovich Array
  13. Atacama Cosmology Telescope
  14. South Pole Telescope
  15. Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization
  16. Atacama B-mode Search

## Chapitre 7

# La mission Planck

La mission Planck de l'ESA<sup>1</sup> est née de la fusion des deux projets COBRA<sup>2</sup> et SAMBA<sup>3</sup>. Elle représente la troisième génération de mission d'étude du rayonnement fossile. Le satellite Planck contient deux instruments dédiés à l'étude du rayonnement fossile : LFI<sup>4</sup> et HFI<sup>5</sup>. Il a été lancé le 14 mai 2009 depuis Kourou par une fusée Ariane 5. Planck est à présent en orbite autour du point de Lagrange L2 du système Terre - Soleil. Sa mission nominale de 15 mois lui permet de cartographier l'ensemble du ciel à 2 reprises ; ses performances et sa stabilité de fonctionnement remarquables permettent d'espérer une prolongation significative de cette durée. Ce chapitre est consacré à la description de la mission, de ses objectifs scientifiques et du fonctionnement de l'instrument HFI.

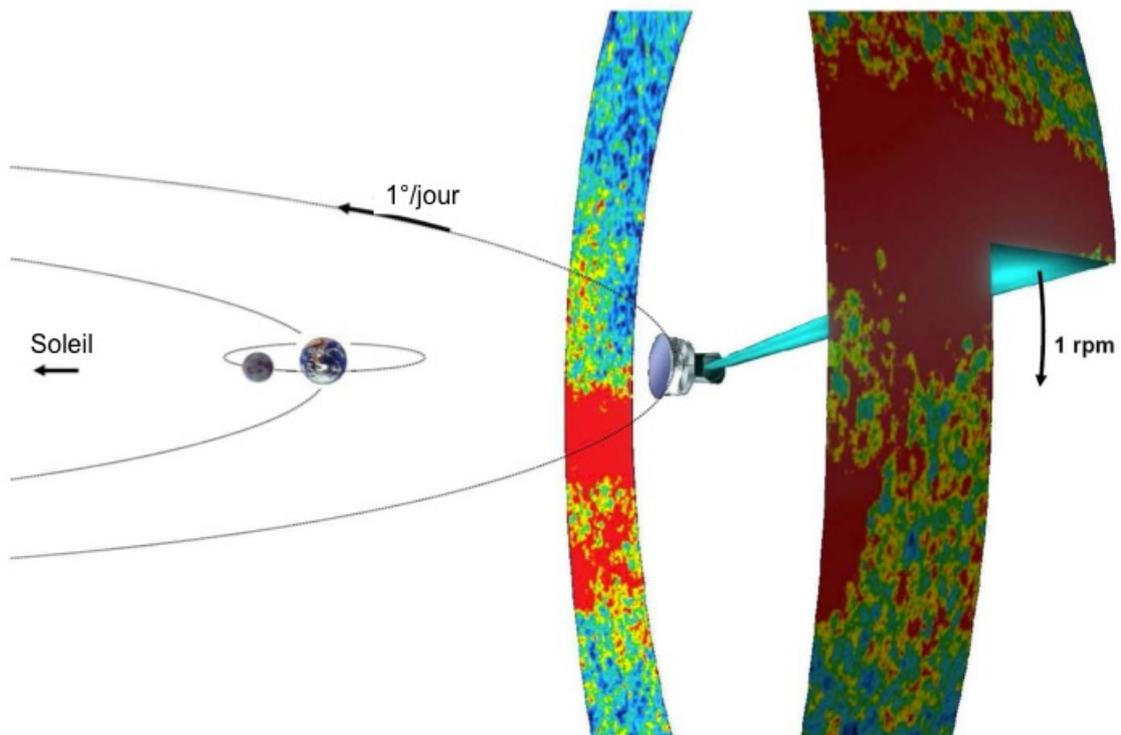


FIGURE 7.1 – Vue d'artiste du satellite Planck en fonctionnement (l'échelle n'est pas respectée). Crédit : ESA/Planck HFI-LFI consortium. [Tauber 2010]

1. European Space Agency
2. Cosmic Background Radiation Anisotropy Satellite
3. Satellite for Measurement of Background Anisotropies
4. Low Frequency Instrument
5. High Frequency Instrument

## 7.1 Objectifs scientifiques

Les objectifs scientifiques de Planck sont nombreux et variés. Son but principal est l'étude du rayonnement fossile mais Planck ne se limite pas à celui-ci : il permettra d'étudier de nombreux objets et phénomènes intergalactiques, galactiques et du Système Solaire. Cette section résume les principaux sujets qui sont étudiés avec le satellite Planck. Une description complète et détaillée de chacun des objectifs scientifiques de la mission est donnée dans le Bluebook de Planck [Bluebook].

### 7.1.1 Etude du rayonnement fossile

Planck a été conçu pour cartographier les anisotropies de température et de polarisation du rayonnement fossile avec une résolution pouvant atteindre  $5'$  d'arc et avec une sensibilité de l'ordre de 2 microkelvin sur l'ensemble du ciel.

#### Température

L'un des objectifs principaux de la mission Planck est la mesure ultime du spectre de puissance angulaire en température des anisotropies du rayonnement fossile. Les instruments HFI et LFI permettront de mesurer ce spectre jusqu'à une très petite échelle angulaire ( $l \approx 3000$ ) avec une précision qui ne sera pas limitée par les erreurs instrumentales mais seulement par la variance cosmique et par la précision de la séparation des composantes (c'est pourquoi on utilise le mot ultime dans ce contexte). La carte et le spectre de puissance angulaire en température du rayonnement fossile obtenus avec Planck permettront d'explorer en détails les processus physiques de formation des anisotropies primaires en température : les fluctuations du potentiel gravitationnel et les ondes acoustiques avant la recombinaison. Ces études permettront de contraindre les conditions dans l'Univers primordial mais également de sonder les effets de ces perturbations sur l'évolution ultérieure de l'Univers. Le spectre de puissance angulaire en température mesuré par Planck permettra également de contraindre les principaux paramètres cosmologiques tels que la courbure et les densités d'énergie noire, de matière noire et de baryons avec une précision de l'ordre du pourcent.

#### Polarisation

Planck produira également la carte du mode E de polarisation du rayonnement fossile et son spectre de puissance angulaire jusqu'à une très petite échelle ( $l \approx 1500$ ) avec un contrôle précis des incertitudes et notamment de la contamination par les avant-plans polarisés.

Cette mesure améliorera significativement les résultats obtenus par WMAP en réduisant fortement les incertitudes.

Ceci permettra de lever un grand nombre de dégénérescences ([Efstathiou 1999]) entre les paramètres cosmologiques comme par exemple la dégénérescence géométrique entre la densité de matière, la densité d'énergie noire et la courbure. La mesure précise de la polarisation E contribuera fortement à la contrainte d'un plus grand nombre de paramètres cosmologiques tels que l'époque et la profondeur optique de la réionisation, elle permettra également d'étudier les *modes* des perturbations de densité primordiales en distinguant notamment les perturbations adiabatiques des perturbations d'isocourbure ce qui permettra d'estimer la forme et l'amplitude du spectre initial des perturbations de densité.

Ces résultats rendront possible la discrimination entre des modèles d'univers concurrents : d'une part en permettant de valider ou d'invalider certains modèles exotiques tels que MOND ([Angus 2009]) et d'autre part en permettant de préciser les différents scénarios proposés dans le cadre du modèle standard.

Un autre objectif de la mission Planck est d'essayer de détecter le mode B de polarisation du rayonnement fossile [Efstathiou 2009]. Cet objectif est particulièrement difficile à atteindre car son amplitude estimée est au maximum un à deux ordre de grandeur plus faible que celle du mode E, soit trois à quatre ordres de grandeur plus faible que les anisotropies en température.

Le mode B de polarisation à grande échelle angulaire est directement lié est à la présence d'ondes gravitationnelles primordiales et donc à l'échelle d'énergie de l'inflation. En cela sa détection constitue l'un des objectifs majeurs de la cosmologie moderne.

La sensibilité de Planck est proche du seuil de détection estimé du mode B de polarisation. Selon son amplitude il est possible qu'il soit détecté ou non. Dans le cas où il ne serait pas détecté, les limites apportées sur son amplitude permettront tout de même de contraindre fortement les scénarios d'inflation.

## Non gaussianités et inflation

Dans le modèle standard de la cosmologie et en utilisant les scénarios d'inflation les plus courants, les anisotropies du rayonnement fossile ont une distribution gaussienne. Cependant certains modèles d'inflation proposent des scénarios dans lesquels le rayonnement fossile présente des non gaussianités. La plupart des modèles d'inflation reposent sur l'existence de particules ou de phénomènes physiques qui n'ont pas été observés et dont l'existence n'est pas prouvée. La détection ou l'établissement de contraintes fortes sur cet effet permettra donc de discriminer entre les très nombreux modèles d'inflation existants [Popa 2009]. Elle permettra également d'évaluer les contributions de type défauts topologiques aux non gaussianités.

### 7.1.2 Anisotropies secondaires

Elles apportent des informations complémentaires à l'étude du rayonnement fossile et permettent une meilleure description de l'histoire de l'Univers.

#### Sources SZ

Les amas de galaxies contiennent des nuages de gaz chaud (ce sont les sources extragalactiques les plus puissantes dans la gamme des rayons X). Lorsque les photons du rayonnement fossile traversent de tels nuages ils interagissent avec les électrons du gaz (qui est totalement ionisé) par interaction Compton inverse. De plus les nuages de gaz chaud sont animés d'un mouvement propre par rapport à la surface de dernière diffusion et impriment donc aux photons avec lesquels ils interagissent un décalage Doppler.

Nous avons vus précédemment que les distorsions du spectre du rayonnement fossile qui en découlent sont appelées effet Sunyaev-Zeldovitch thermique et cinétique. L'effet Sunyaev-Zeldovitch thermique est représenté sur la figure 7.2. Ces distorsions seront identifiées dans les données de Planck et utilisées pour identifier et caractériser les amas de galaxies, apportant une contribution significative à l'étude de ces objets et à l'étude de la structure à grande échelle de l'Univers [Chamballu 2010] [Malte-Schäfer 2007].

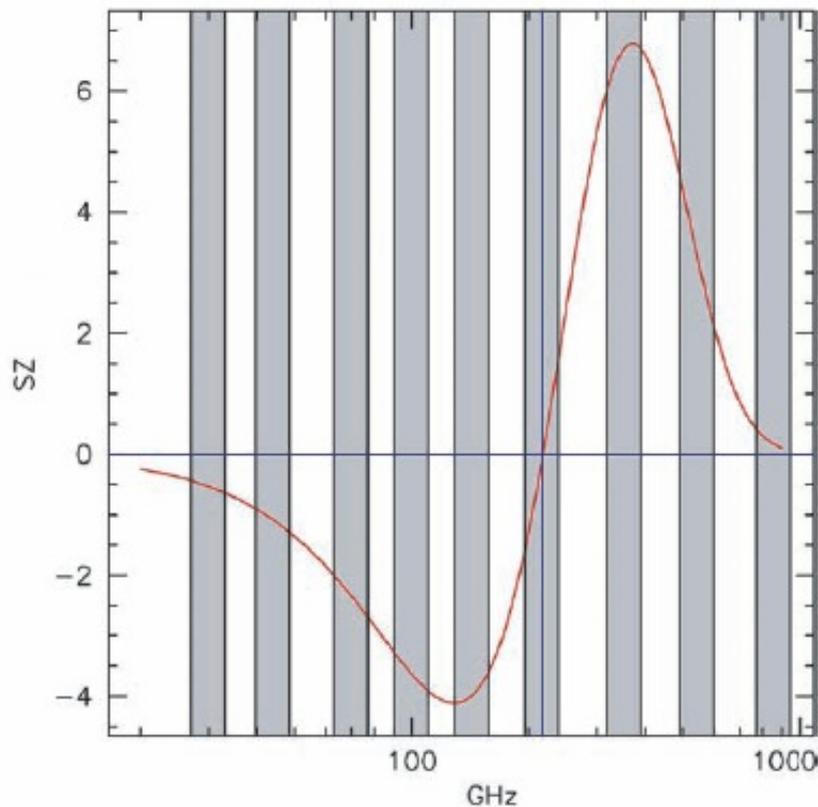


FIGURE 7.2 – Spectre de l'effet Sunyaev-Zeldovitch thermique (rouge) et bandes de fréquence de Planck (gris). L'intensité du rayonnement fossile est nul à 217 GHz, elle est augmentée pour les fréquences supérieures et diminuée pour les fréquences inférieures. [Bluebook]

## Lentilles gravitationnelles

Les effets de lentilles gravitationnelles provoqués par les objets massifs tels que les amas de galaxies lointains affectent le rayonnement fossile et provoquent une distorsion de la carte obtenue. Cet effet peut être identifié dans les cartes du rayonnement fossile. Planck-HFI est le premier instrument d'étude du rayonnement fossile qui soit capable de le détecter. La cartographie des distorsions causées par les effets de lentilles permettra de reconstruire la distribution de masse des amas de galaxies qui les causent et contribuera à l'étude de la distribution de matière à grande échelle de l'Univers [Perotto 2009].

## Réionisation

L'histoire de l'ionisation de l'Univers est encore mal connue. Il existe une période postérieure au découplage durant laquelle l'Univers est de nouveau ionisé. Elle se situe entre l'époque de la recombinaison ( $z = 1000$ ) et  $z = 6$  où les spectres des quasars observés montrent que l'hydrogène intergalactique est très ionisé. Pendant cette période les photons du rayonnement fossile ont pu interagir avec les électrons par diffusion Thompson.

La mesure précise de l'époque de la réionisation et plus généralement de l'histoire de l'ionisation de l'Univers, qui seront obtenues avec Planck permettront de tenir compte de ces effets lors de l'interprétation cosmologique du spectre de puissance angulaire du rayonnement fossile. De plus la réionisation est liée à la formation des premières étoiles et des premières galaxies donc la connaissance de l'époque à laquelle elle a eu lieu contribuera à contraindre les scénarios de formation des premières étoiles.

D'autre part le processus de la réionisation n'est encore pas entièrement compris (quels sont les différents niveaux d'énergie et les différents couplages qui interviennent dans la description de la réionisation de l'hydrogène?, quelle est l'influence de la réionisation de l'hélium?). Les contraintes observationnelles directes que fournira Planck permettront d'améliorer significativement la compréhension de ce phénomène.

Les spectres de puissance angulaire en température et en polarisation sont sensibles aux paramètres de la réionisation. L'utilisation de la polarisation permettra de les contraindre en évitant des effets de dégénérescence qui apparaissent avec la température seule [Mukherjee 2008].

## Effet Sachs-Wolfe intégré

L'évolution du potentiel gravitationnel pendant le trajet des photons provoque un décalage en fréquence de ces derniers. C'est l'effet Sachs-Wolfe intégré.

La détection de la distorsion des anisotropies du rayonnement fossile par cet effet contribuera à l'étude de la structure à grande échelle de l'Univers à travers la compréhension de l'évolution du potentiel gravitationnel. L'étude de cet effet pourrait également permettre de poser des contraintes sur l'évolution de l'équation d'état de l'énergie noire dans les modèles de quintessence et donc d'apporter une contribution à l'effort visant à discriminer entre ces modèles et la constante cosmologique.

### 7.1.3 Sources extragalactiques

Il existe un grand nombre d'objets extragalactiques qui sont détectés comme sources ponctuelles par Planck. La gamme de fréquence couverte par Planck a été peu explorée précédemment; par conséquent le catalogue de sources ponctuelles que Planck fournira constituera une contribution importante à l'étude de ces objets, d'autant plus que ces sources seront mesurées sur l'intégralité du ciel et dans plusieurs bandes de fréquence couvrant une large gamme.

#### Sources radio et sub-millimétriques

Les sources radio et sub-millimétriques émettant à des fréquences comprises entre 5 GHz et 3 THz sont mal connues. Planck permet d'obtenir le premier catalogue de ce type de sources sur l'intégralité du ciel [de Zotti 2000]. Le mécanisme d'émission de la très grande majorité de ces sources est l'émission synchrotron des électrons relativistes qui suivent des trajectoires spirales autour des lignes de champ magnétiques de la source.

La stratégie de pointage de Planck, qui lui fait observer chaque point du ciel environ 40 fois de suite à une minute d'intervalle puis de nouveau 6 mois plus tard, permettra d'étudier la variabilité de ces sources à des échelles de temps allant de la minute à l'année afin d'en étudier l'évolution.

#### Galaxies poussiéreuses

Les galaxies dites poussiéreuses sont des galaxies qui contiennent une grande quantité de poussière froide dont la présence est encore mal comprise. La cartographie des sources de l'ensemble du ciel à des longueurs

d'onde sub-millimétriques constituera l'un des résultats majeurs de Planck : ce type de catalogue n'existe pas à l'heure actuelle. Il contiendra notamment un recensement de l'ensemble des galaxies poussiéreuses les plus brillantes à ces fréquences et une étude de ces objets est conduite en collaboration avec Herschel et le Atacama Large Milimeter Array.

### Fond diffus infrarouge

Le fond diffus infrarouge constitue l'accumulation, le long de la ligne de visée, de l'émission infrarouge de la poussière présente dans les galaxies plus ou moins lointaines. Son étude participe à la compréhension de la distribution de la matière à grande échelle dans l'Univers. Les contributions aux différentes fréquences proviennent des galaxies aux différents décalages vers le rouge ce qui permet d'observer l'évolution de l'Univers (voir la section 5.2.1).

Il sera en particulier étudié en collaboration avec Herschel : Herschel est capable de résoudre le rayonnement diffus infrarouge contrairement à Planck. Planck permettra d'observer les composantes les plus lointaines (à basses fréquences), ce que ne peut faire Herschel. Les deux sont donc complémentaires et la collaboration des deux permettra d'obtenir des résultats entièrement nouveaux [Fernandez-Conde 2008].

### 7.1.4 Etude de la Galaxie

Après la soustraction de l'anisotropie dipolaire du rayonnement fossile, la Voie-Lactée est la structure la plus visible dans les cartes observées par Planck, à toutes les fréquences. Son émission a été très peu observée à certaines bandes de fréquences couvertes par Planck. Par conséquent les études qui sont menées grâce aux données de l'instrument HFI apporteront une contribution d'importance à la compréhension de la galaxie dans laquelle nous vivons. De plus dans le cadre de l'étude du rayonnement fossile elle constitue un avant-plan dont on souhaite soustraire la plus grande partie possible (le reste étant masqué), ce qui nécessite une mesure très précise des contributions à soustraire.

### Champ magnétique galactique

La Voie Lactée possède un champ magnétique qui a une forte influence sur les particules interstellaires telles que la poussière galactique et les électrons. La comparaison des observations de Planck avec des modèles d'émission de ces deux composantes va permettre d'apporter des éléments nouveaux à sa description.

### Emission diffuse synchrotron

Les électrons du milieu interstellaire sont accélérés par le champ magnétique galactique. Ils suivent des trajectoires spirales autour des lignes de champ à des vitesses relativistes et émettent un rayonnement synchrotron qui sera visible aux basses fréquences de Planck. De plus ce rayonnement est en grande partie polarisé car il dépend essentiellement de la composante du champ magnétique perpendiculaire à la ligne de visée. Le rayonnement synchrotron galactique polarisé est l'un des avant-plans dominants pour la mesure de la polarisation du rayonnement fossile. Son étude et sa modélisation visent à rendre possible la soustraction précise de cette contribution pour l'observation de la polarisation du rayonnement fossile. Elle est décrite en détail dans la thèse de Lauranne Fauvet [Fauvet 2010 (thèse)].

### Emission diffuse de la poussière

L'émission thermique de la poussière galactique froide est la source dominante d'émission galactique diffuse pour les hautes fréquences de Planck. Ce rayonnement est également polarisé car les grains de poussière s'alignent avec le champ magnétique galactique.

La présence de la poussière froide interstellaire a été essentiellement mesurée par l'extinction du rayonnement UV et infrarouge proche. Planck fournira la première mesure directe sur l'intégralité du ciel de son rayonnement thermique. La taille et la forme des grains qui constituent ces nuages de poussière et le mécanisme d'alignement des grains sont encore mal compris et pourront être étudiés en détails grâce aux données de Planck à haute fréquence. L'étude et la modélisation de l'émission de la poussière galactique est décrite en détails dans la thèse de Lauranne Fauvet [Fauvet 2010 (thèse)].

### Régions de formations d'étoiles

Les régions de formation d'étoiles se caractérisent par la présence de *noyaux froids* de nuages moléculaires géants. Ils sont détectés avec Planck et permettent d'étudier la distribution de ces régions dans la Galaxie, en fonction de l'éloignement par rapport au centre galactique et en étudiant le contraste entre l'intérieur des bras spiraux et le milieu inter-bras.

## Etoiles en fin de vie

Les étoiles en fin de vie éjectent une grande partie de leur masse sous la forme d'une enveloppe de matière qui se condense en grains de poussière. La lumière de l'étoile est absorbée puis ré-émise par l'enveloppe de poussière et elle est détectable aux fréquences observées par Planck. L'étude du spectre d'émission de ces objets avec Planck permettra d'apporter de nouvelles contraintes sur les modèles d'évolution stellaire.

### 7.1.5 Etude du Système Solaire

#### Lumière zodiacale et poussière

Le nuage de poussière du système solaire situé entre le Soleil et la ceinture d'astéroïdes en orbite à 2 unités astronomiques de ce dernier a une température de l'ordre de de 250 K. Il émet un rayonnement diffus visible par Planck à 857 et 545 GHz. A ces fréquences la lumière zodiacale est peu contrainte et les observations de Planck permettent de mieux comprendre la composition du nuage de poussière zodiacale [Maris 2006].

#### Astéroïdes, comètes et Planètes

Les planètes ainsi que des astéroïdes et certaines comètes du système solaire sont visibles dans les données de Planck. La température des planètes est mesurée par Planck avec une bonne précision photométrique. Une vingtaine de comètes est potentiellement visible avec Planck. On détecte essentiellement l'émission thermique de la poussière qui les compose.

## 7.2 Planck : un outil de précision

Nous décrivons dans cette section les outils de précision que sont le satellite Planck et ses deux instruments. Des éléments complémentaires pourront être trouvés dans le Bluebook de Planck [Bluebook] ainsi que dans les publications d'avant lancement [Tauber 2010] [Lamarre 2010] [Pajot 2010] [Rosset 2010] [Ade 2010] [Bersanelli 2010].

### 7.2.1 Le satellite

Le satellite Planck est composé d'un télescope, de trois machines cryogéniques, de deux instruments : HFI et LFI, d'un module de service et de panneaux solaires.

Les panneaux solaires lui fournissent les 1600 watts dont il a besoin pour fonctionner.

Le module de service contient l'électronique des instruments, les moyens de communication avec la Terre, la gestion du satellite et de sa trajectoire, les réserves d'Helium  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  pour le refroidissement, le Sorption Cooler et la machine à 4 K (voir 7.2.4).

Le refroidissement des détecteurs est effectué en 4 étapes qui seront décrites dans la section 7.2.4.

Le télescope est composé de 2 miroirs optimisés pour un plan focal large et une polarisation intrinsèque minimale. Son axe de visée est orienté à 85 degrés de l'axe de rotation du satellite. Les températures des miroirs primaire et secondaire sont de 37 K et 47 K.

Le tableau suivant résume les caractéristiques générales principales du satellite.

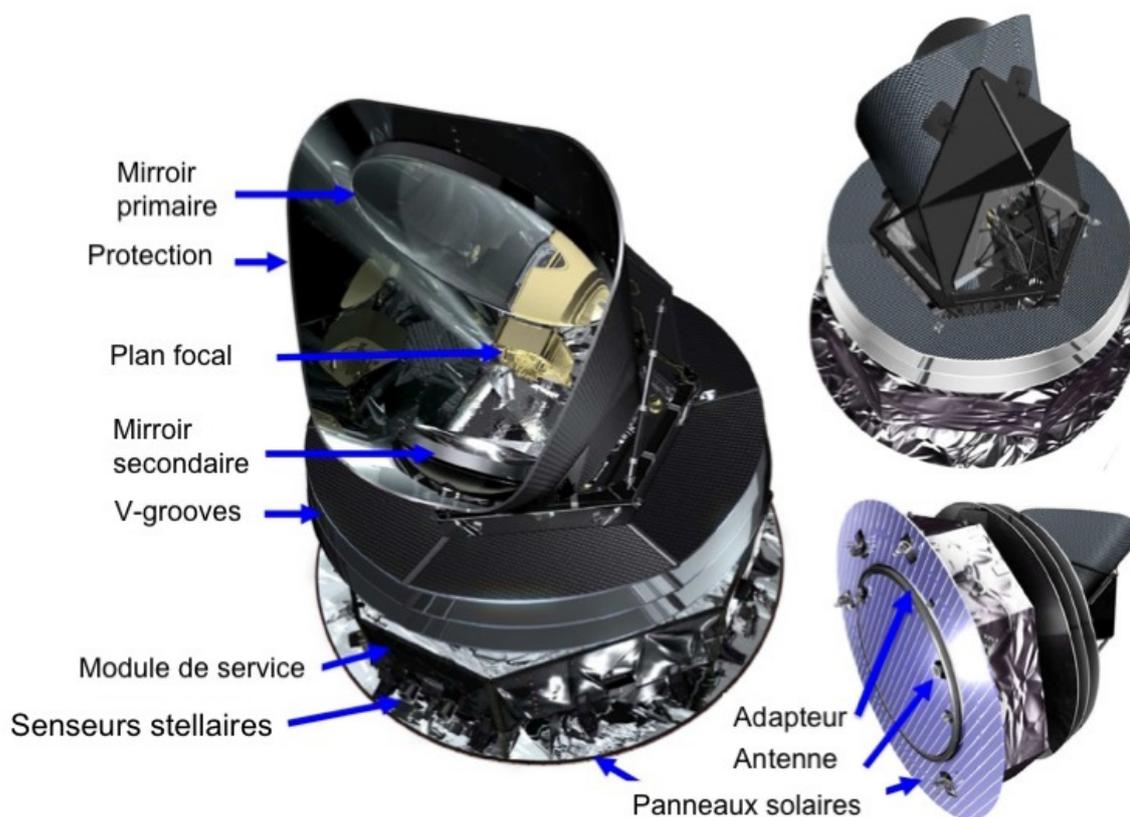


FIGURE 7.3 – Vues d’artiste du satellite Planck. La protection cache le miroir primaire des lumières parasites. Les V-grooves sont les premiers éléments de la chaîne cryogénique (passifs ; voir 7.2.4). Les senseurs stellaires sont des instruments annexes de contrôle du pointage (voir 7.2.2). L’adaptateur est l’élément qui permet de fixer le satellite dans la fusée. Crédit : ESA/Planck HFI-LFI consortium. [Tauber 2010]

Élément	Valeur	Commentaire
Diamètre du satellite	4,2 m	Défini par les panneaux solaires
Hauteur	4,2 m	
Masse au décollage	1912 kg	Dont 385 kg de carburant et 7,7 kg d’Helium
Puissance électrique	1300 W	Dont 685 W (début de la mission) à 780 W (fin de la mission) pour les instruments
Durée de vie nominale	18 mois	Extension d’un an et demi envisageable
Vitesse de rotation	1 rpm	$\pm 0,6$ arcmin/sec (pendant les manœuvres)
Angle maximal d’orientation par rapport au Soleil	$10^\circ$	Pour maintenir le reste du satellite dans l’ombre ( $7,5^\circ$ par défaut)
Angle maximal d’orientation par rapport à la Terre	$15^\circ$	Pour permettre la communication avec la Terre
Angle entre l’axe de rotation et la ligne de visée du télescope	$85^\circ$	
Capacité de stockage à bord	32 Gbit	Deux unités redondantes (qui ne fonctionnent pas en même temps)
Taux de transmission vers le sol	1,5 Mbps	Antenne au sol de 35 m
Période de contact quotidienne	3 h	Peut être étendue si nécessaire
Télescope	$\varnothing 1,5$ m	
LFI	22 détecteurs ; 20 K ; 30 à 70 GHz	radiomètres
HFI	52 détecteurs ; 0,1 K ; 100 à 857 GHz	bolomètres
Sensibilité maximale	$2 * 10^{-6}$	$\Delta T / T$
Résolution maximale	5 minutes d’arc	
Lancement	14 mai 2009	A 15h12 UTC
Nous	600 scientifiques	Dont $\sim 100$ ont accès aux données brutes de HFI
Prix	650 MEuros	

## 7.2.2 La stratégie de pointage

Planck observe une bande circulaire de la voûte céleste en tournant sur lui-même à la vitesse de 1 tour par minute autour de son axe de symétrie (qui est perpendiculaire au plan des panneaux solaires). Il effectue environ 40 cercles successifs ; l'ensemble de ces cercles est appelé un ring (la précision effective du pointage lors des cercles redondants est de quelques secondes d'arc, ce qui est bien meilleur que les 90 secondes d'arc prévus ; c'est un point qui est très utile dans l'analyse des données). Puis il change d'orientation pour suivre le mouvement de la Terre autour du Soleil et observer une autre bande du ciel (un autre ring). La redondance de l'information sur les  $\approx 40$  cercles est très précieuse pour l'analyse des données. L'ensemble de la voûte céleste est observé en environ 6 mois. Les observations du ciel à 6 mois d'intervalle sont effectuées selon des orientations différentes grâce à la rotation de la Terre autour du Soleil.

Le contrôle du satellite (position, orientation, vitesse de rotation) s'appuie essentiellement sur les senseurs stellaires ainsi que sur l'éclairement des cellules des panneaux solaires pour le guidage grossier et la détection d'anomalies.

Les senseurs stellaires sont des capteurs CCD dont la lecture est synchronisée avec la rotation de leur champ de vision sur le ciel pour conserver l'image de chaque étoile ponctuelle. Le satellite est équipé d'un senseur stellaire nominal et d'un redondant, le changement de l'un à l'autre s'effectue automatiquement si le premier est détecté comme défaillant. Les mêmes senseurs stellaires équipent le satellite Herschel.

Les manœuvres du satellite sont effectuées par des propulseurs à l'hydrazine. Le satellite est équipé de propulseurs de 20 newtons pour les grandes manœuvres et des propulseurs de 1 newton pour les manœuvres fines. Le pointage est contrôlé et corrigé en temps réel par un ordinateur embarqué selon une stratégie qui vise à suivre au plus près le pointage nominal et à minimiser les périodes de pointage instable. De plus le MOC peut intervenir lors de la période de communication quotidienne avec le satellite pour effectuer des corrections supplémentaires si nécessaire.

## 7.2.3 Le SREM

SREM signifie Space Radiation Environment Monitor. C'est un détecteur de rayons cosmiques conçu par l'ESA et installé à bord du satellite Planck. Le même SREM équipe le satellite Herschel.

Il est conçu à partir de diodes qui génèrent une charge électrique mesurable quand elles sont traversées par une particule chargée. Ces diodes sont placées derrière un cône d'entrée ce qui les rend sensibles à la direction des particules en plus de leur charge et de leur énergie.

La figure 7.4 est une photographie du SREM de Planck.



FIGURE 7.4 – Photographie du SREM de Planck. Crédit ESA.

## 7.2.4 La cryogénie

Le système cryogénique de Planck est un ensemble d'éléments complexes qui permet de refroidir les détecteurs des instruments LFI et HFI à 20 K et 0,1 K respectivement et avec une stabilité remarquable. Le schéma 7.5 montre une vue d'artiste du satellite et la température des différents éléments qui le composent.

Le module de service et les panneaux solaires fonctionnent à une température voisine de 300 K. Les radiateurs en forme d'ailettes sont appelés V-grooves. Ils constituent la première étape de la chaîne cryogénique de Planck et produisent un refroidissement passif qui permet d'atteindre une température de 40 K. Une machine thermique appelée Sorption Cooler refroidit ensuite les deux instruments à 20 K (LFI) et 18 K (HFI).

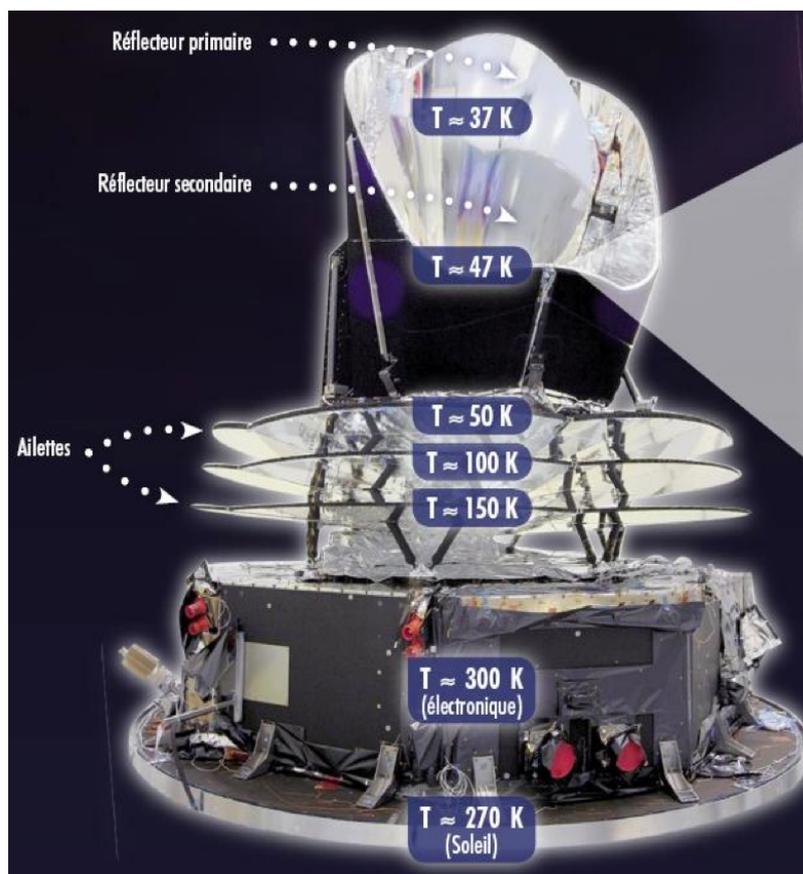


FIGURE 7.5 – Vue d’artiste du satellite Planck et température des différents étages. Crédit : Canopée / ESA / Planck HFI-LFI consortium.

(HFI). La température de fonctionnement des détecteurs de LFI est de 20 K. L’instrument HFI est refroidi jusqu’à 4 K par un troisième système de refroidissement. Enfin le quatrième étage de refroidissement lui permet d’atteindre la température de 0.1 K. Le schéma 7.6 montre une vue d’artiste de l’instrument HFI et la température des différents éléments qui le composent.

### Le Sorption Cooler

Chacune des deux unités redondantes du Sorption Cooler à hydrogène est constituée d’un compresseur à adsorption à six éléments et d’une valve d’expansion Joule-Thompson. Chaque élément du compresseur est rempli d’hydrures qui absorbent ou relâchent l’Hydrogène sous le contrôle d’une source de chaleur. La valve de détente produit de l’Hydrogène liquide dans les deux échangeurs de température dont l’un refroidit LFI à 20 K et l’autre produit un pré-refroidissement à 18 K pour HFI.

### La machine à 4 K

Le refroidissement à 4 K est basé sur la détente Joule-Thompson de l’Hélium, contrôlée par deux compresseurs mécaniques (un pour le côté à haute pression et l’autre pour le côté à basse pression). Ce système est décrit en détails dans [Bradshaw 1997]. Les deux compresseurs sont les seules pièces mobiles de Planck. Ils sont montés dos-à-dos pour annuler la plus grande partie du moment transféré au satellite pendant leur fonctionnement. De plus des capteurs placés sur les compresseurs permettent un contrôle du mouvement des pistons dans le but de réduire les vibrations produites. Ce système permet de réduire de deux ordres de grandeur les vibrations à la fréquence de base de fonctionnement des compresseurs (40 Hz). Les vibrations résiduelles ont un effet de chauffage très faible sur l’étage à 100 mK et un effet négligeable sur le pointage du satellite. Cette étage fournit d’une part le refroidissement intermédiaire à 4 K de HFI (c’est la température des deux premiers cornets guide d’onde; voir 7.2.6) et d’autre part un corps noir de référence à 4 K pour LFI.

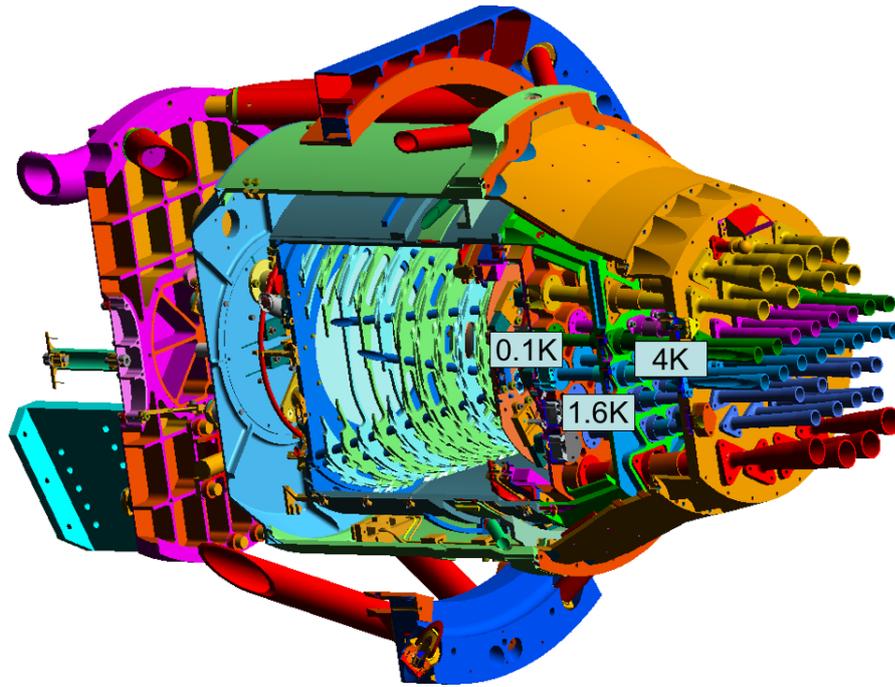


FIGURE 7.6 – Vue d’artiste de l’instrument HFI et température des différents étages. Crédit : ESA / Planck HFI-LFI consortium. [Lamarre 2010]

### Le refroidissement à dilution à 100 mK

Ce système de refroidissement est composé de deux étages de refroidissement en série. Il utilise les 36000 litres d’Hélium  $^4He$  et les 12000 litres d’Hélium  $^3He$  stockés à bord dans 4 réservoirs à haute pression.

Le premier étage est basé sur la détente Joule-Thompson et produit une température intermédiaire de 1,6 K (c’est la température des filtres et du dernier cornet guide d’onde ; voir 7.2.6).

Le second est basé sur un principe de refroidissement par dilution qui fonctionne sans gravité (en utilisant la force de capillarité) qui a été inventé et testé par Alain Benoît [Benoît 1997] puis développé pour l’intégrer dans Planck par l’IAS d’Orsay et DTA Air Liquide à Grenoble [Triqueneaux 2006]. C’est la dilution du fluide de  $^3He$  dans le fluide de  $^4He$  qui permet d’atteindre une température de 100 mK. Le système fonctionne en cycle ouvert, ce qui signifie que les fluides sont rejetés dans l’espace après leur utilisation. La durée de vie du satellite est donc limitée par les réserves de  $^3He$  et  $^4He$ .

L’ensemble de ces systèmes cryogéniques permet d’obtenir une stabilité en température de l’ordre du microkelvin au niveau des bolomètres de HFI.

### 7.2.5 L’instrument LFI

L’instrument LFI de Planck est conçu autour de 22 radiomètres pseudo-corrélés, à 30 GHz (4 radiomètres) 44 GHz (6 radiomètres) et 70 GHz (12 radiomètres). Ils sont visibles sur la figure 7.9.

Le plan focal de LFI, en forme d’anneau, est situé autour de celui de HFI. Les photons sont guidés jusqu’au plan focal par des cornets guide d’onde (visibles sur la photographie 7.7, autour de ceux de HFI) munis de transmetteurs à modes orthogonaux pour séparer les deux modes de polarisation linéaire orthogonaux.

Le fonctionnement des radiomètres est basé sur des amplificateurs à bas bruit qui utilisent la technologie HEMT<sup>6</sup>. Ils regardent simultanément le ciel et un signal de corps noir de référence à 4 K produit par la machine cryogénique à 4 K. Les amplificateurs d’avant plan sont situés sur le plan focal et fonctionnent à une température de 20 K. Ils sont reliés aux amplificateurs d’arrière plan et l’électronique de lecture, situés dans le module de service, par des guides d’onde.

En ce sens LFI utilise le même principe de fonctionnement que COBE et WMAP (des radiomètres différentiels) aux différences près qu’ils sont refroidis à 20 K (au lieu de 70 K pour WMAP) et qu’ils regardent un point du ciel et un corps noir de référence au lieu de deux points du ciel.

Pour chaque radiomètre les signaux du ciel et du corps noir de référence sont reconstruits séparément et transmis au sol pour analyse.

6. High Electron Mobility Transistor

Une description détaillée de LFI peut être trouvée dans [Bersanelli 2010] et les publications associées.

### 7.2.6 L'instrument HFI

Dans cette section nous étudions le fonctionnement de l'instrument HFI. On se concentrera en particulier sur la description de ses bolomètres. L'instrument HFI est décrit en détails dans [Lamarre 2010]. HFI est conçu autour de 54 bolomètres refroidis à 100 mK. Ils sont visibles sur la figure 7.6 et sur la figure 7.9.

#### Le plan focal



FIGURE 7.7 – Photographie du plan focal de l'instrument HFI. On voit également quelques guides d'onde de LFI. Crédit : ESA / Planck HFI-LFI consortium. [Lamarre 2010]

Le plan focal de HFI est circulaire. Il est situé sur la *platine* à 100 mK refroidie par l'ensemble des systèmes cryogéniques décrits plus haut.

Les photons sont guidés jusqu'aux bolomètres situés sur le plan focal par 36 chaînes optiques (dont 16 pour les paires de bolomètres sensibles à la polarisation et 20 pour les autres bolomètres) composées de cornets guides d'onde placés dos-à-dos et conçus d'une part pour sélectionner la bande de fréquence observée par les détecteurs associés et bloquer les autres fréquences (avec un facteur de réjection allant jusqu'à  $10^{10}$ ) et d'autre part pour réduire les rayonnements thermiques pouvant atteindre l'étage le plus froid de l'instrument (par un facteur d'au moins  $10^4$ ). L'un des ensembles de cornets guide d'onde est montré sur la figure 7.8 ; les cornets sont également visibles sur la photographie 7.7 qui montre l'ensemble du plan focal de HFI.

#### Les bolomètres

Les détecteurs de photons de HFI sont des *bolomètres*. 32 bolomètres sont sensibles à la polarisation et sont appariés deux à deux. On les appelle PSB pour Polarisation Sensitive Bolometer. 22 ne sont pas sensibles à la polarisation (dont 2 sont aveugles). On les appelle SWB pour Spider Web Bolometer.

- 8 bolomètres à 100 GHz (4 paires de PSB)
- 12 bolomètres à 143 GHz (4 paires de PSB et 4 SWB)
- 12 bolomètres à 217 GHz (4 paires de PSB et 4 SWB)
- 12 bolomètres à 353 GHz (4 paires de PSB et 4 SWB)
- 4 bolomètres à 545 GHz (SWB)
- 4 bolomètres à 545 GHz (SWB).
- 2 bolomètres aveugles qui ne sont pas munis de chaîne optique et sont protégés du rayonnement par un cache, ils sont identiques aux bolomètres à 217 GHz non sensibles à la polarisation.

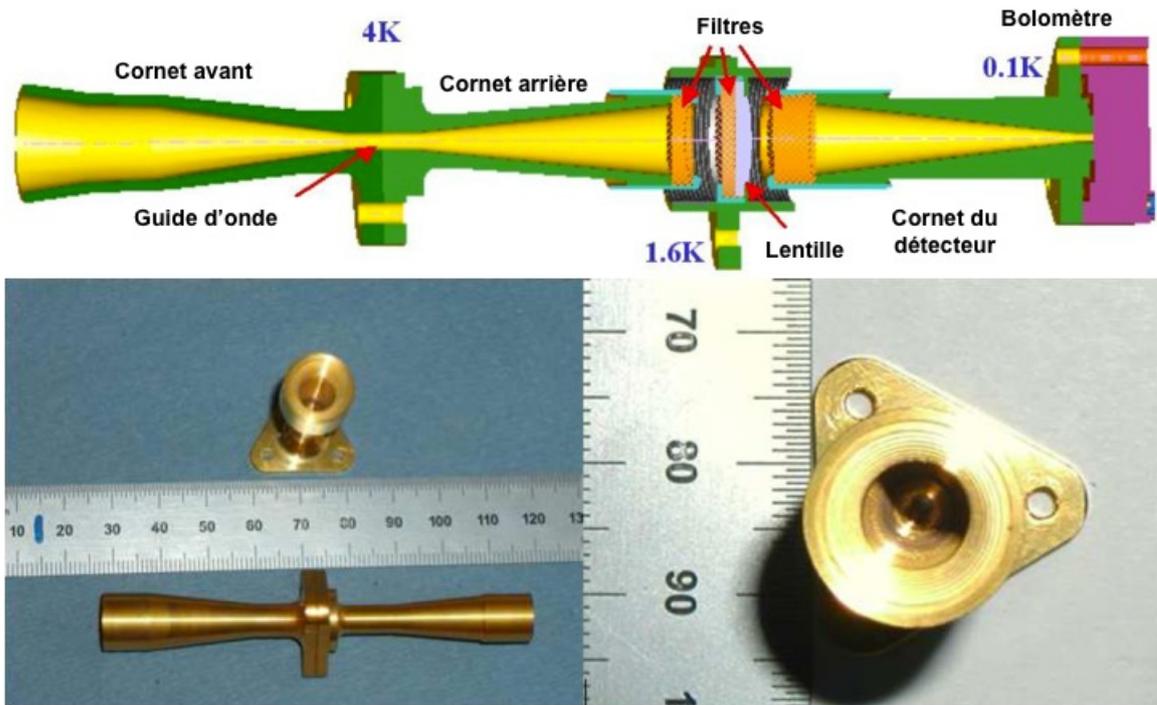


FIGURE 7.8 – Vue d’artiste et photographies d’un ensemble de cornets guide d’onde de l’instrument HFI. Crédit : ESA / Planck HFI-LFI consortium. [Lamarre 2010]

La position de chacun des bolomètres est visible sur la figure 7.9. Les croix représentent les directions de polarisation linéaire mesurées par les paires de PSB. Les deux systèmes d’axes orientés à 45 degrés comptent chacun la moitié des paires de PSB.

Le cœur des bolomètres (l’absorbeur) est un dépôt métallique sur un support en forme de grille, suspendu dans le vide. Il reçoit l’énergie déposée par les ondes lumineuses qui le traversent. L’élévation de température causée par le dépôt d’énergie est mesurée par une résistance thermique (le thermistor) liée à la grille. L’énergie est ensuite évacuée vers un substrat qui entoure le bolomètre par des connections thermiques faibles. Le choix d’un absorbeur en forme de grille est lié à la volonté de minimiser la section efficace d’interaction avec les particules du rayonnement cosmique. L’écartement des fils et la taille du bolomètre permettent de sélectionner la gamme de longueur d’onde que l’on souhaite mesurer.

Les fils de la grille sont en silicium ( $Si_3N_4$ ), ils sont recouverts d’un dépôt d’or, sensible aux photons, qui constitue l’absorbeur : les photons déposent leur énergie par effet Joule dans le métal. Le thermistor est un cristal de germanium transmuté dopé aux neutrons.

La différence essentielle entre les bolomètres sensibles à la polarisation et les bolomètres non sensibles à la polarisation est l’orientation des fils sensibles de la grille. La grille des bolomètres non sensibles à la polarisation a la forme d’une toile d’araignée et tous les fils sont recouverts d’or. Celle des bolomètres sensibles à la polarisation possède une maille rectangulaire et seuls les fils dans une direction sont recouverts d’or. Le bolomètre est donc sensible à une seule direction de polarisation linéaire. Les bolomètres sensibles à la polarisation sont appariés deux à deux et montés à  $90^\circ$  l’un de l’autre. L’un des bolomètres est monté de la même manière que les bolomètres non sensibles à la polarisation, on l’appelle le bolomètre *b* ou PSBb. L’autre bolomètre est monté au dessus du premier, on l’appelle bolomètre *a* ou PSBa (le schéma du haut de la figure 7.11 montre le montage des bolomètres sensibles à la polarisation).

La photographie 7.10 montre un bolomètre non polarisé (à gauche) et un bolomètre polarisé (à droite). Le bolomètre non polarisé (SWB) a son thermistor situé au centre de la grille. Le bolomètre polarisé (PSB) a son thermistor situé à côté de la grille, les fils les plus serrés sont recouverts d’or et sont donc sensibles aux photons alors que les fils les plus espacés ne le sont pas.

Les bolomètres de HFI ont été conçus et testés par le Jet Propulsion Laboratory et Caltech [Holmes 2008] [Yun 2003] [Holmes 2003]. La figure 7.11 est constituée d’un schéma du montage des PSB et de trois photographies prises au cours de ces tests. Elles montrent une paire de PSB. On voit à gauche le bolomètre *a*, au milieu le bolomètre *b* et à droite les deux bolomètres assemblés. La figure 7.12 est un schéma qui résume le

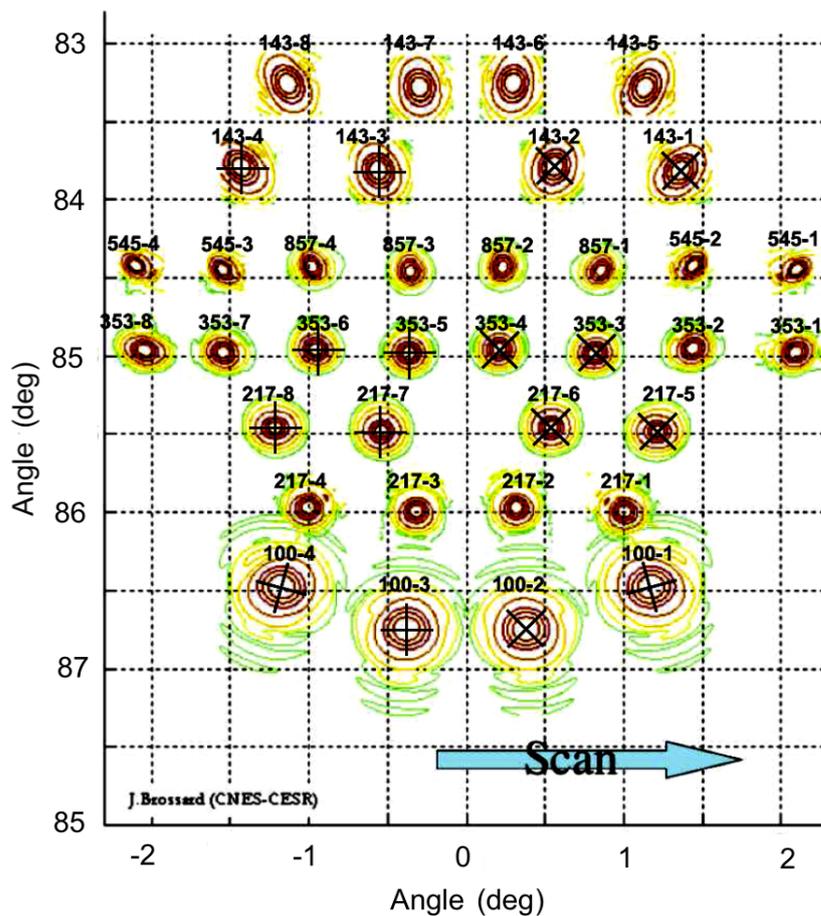


FIGURE 7.9 – Schéma du plan focal de l'instrument HFI. Les croix représentent les directions de polarisation linéaire mesurées par les paires de bolomètres sensibles à la polarisation. Les deux systèmes d'axes orientés à 45 degrés comptent chacun la moitié des paires. Les cercles rouges, jaunes et verts représentent les lobes des bolomètres. La direction de balayage indiquée par la flèche montre la direction du mouvement du plan focal par rapport à un objet fixe dans le ciel (le détecteur 05\_353\_1 verra un point du ciel donné avant le détecteur 85\_353\_8). Crédit : ESA / Planck HFI-LFI consortium. [Lamarre 2010]

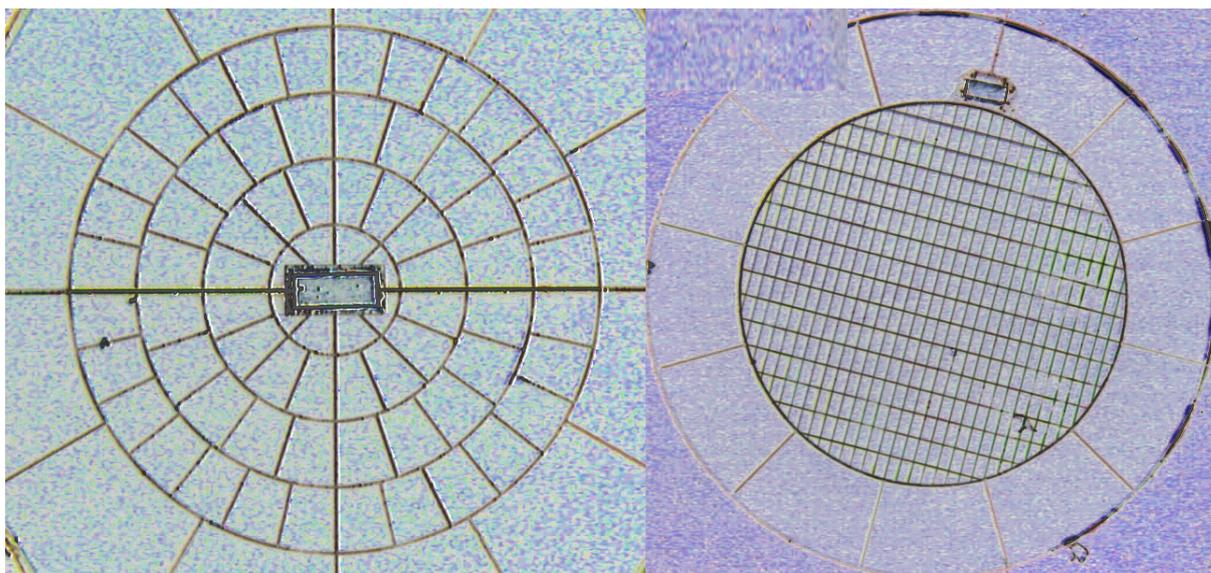


FIGURE 7.10 – Photographie d'un bolomètre non polarisé (SWB ; à gauche) et d'un bolomètre polarisé (PSB ; à droite). [Lamarre 2010]

principe de fabrication des bolomètres de HFI.

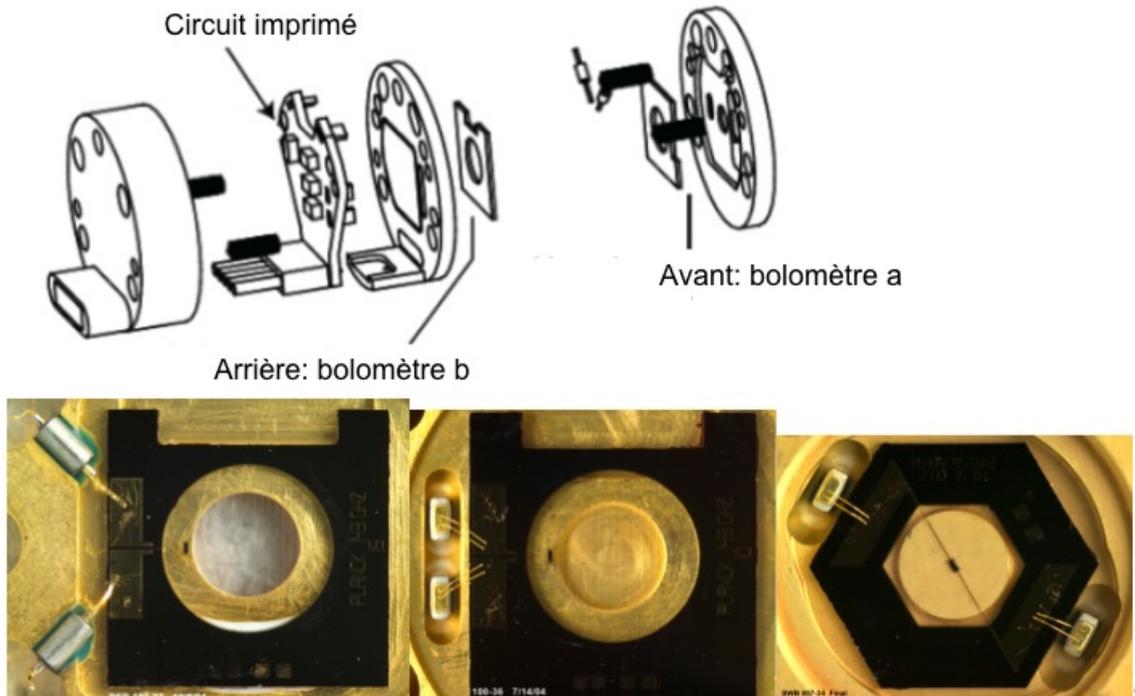


FIGURE 7.11 – Schéma du montage des bolomètres sensibles à la polarisation et photographies d'une paire de PSB (à gauche le bolomètre *a*, au milieu le bolomètre *b* et à droite les deux bolomètres assemblés). Le montage des bolomètres non sensibles à la polarisation est similaire à celui des bolomètres *b*. [Yun 2003]

## Thermique

L'architecture thermique de Planck est complexe. Elle se divise en cinq étages de température qui comprennent un système passif et trois machines cryogéniques. Les très bonnes performances de chacun de ces éléments permettent d'obtenir une stabilité de température remarquable au niveau des bolomètres.

Le refroidissement du satellite et des instruments a été effectué par étapes au cours de son voyage vers le point de Lagrange L2. Chacun des processus a montré un fonctionnement nominal. La figure 7.13 montre le refroidissement de chacun des étages du satellite mesuré pendant la première phase de la mission.

En fonctionnement normal, les fluctuations thermiques liées au fonctionnement des machines cryogéniques sont faibles par rapport aux fluctuations thermiques liées à l'environnement extérieur.

L'ensemble des fluctuations thermiques vues par les bolomètres sont mesurées par les bolomètres aveugles et sont décorrélées du signal.

L'une des sources de fluctuations thermiques visible au niveau des bolomètres est le rayonnement cosmique. Les rayons cosmiques de grande énergie peuvent déposer suffisamment d'énergie dans le satellite pour provoquer une élévation de température de la platine à 100 mK. Ils peuvent d'autre part interagir dans les thermomètres qui sont utilisés pour la régulation de température de l'un des étages cryogéniques et perturber cette dernière.

L'instrument HFI est muni de 16 thermomètres pour contrôler sa température. Les thermomètres à 100 mK ne sont pas utilisés pour la correction des fluctuations de température au niveau du plan focal car ce sont les plus affectés par le rayonnement cosmique. En conséquence on utilise pour cela le signal des deux bolomètres aveugles dans l'analyse des données.

## Acquisition des données et échantillonnage

Les signaux sortant des bolomètres sont acquis par une électronique de lecture à très haute fréquence basée sur l'utilisation d'amplificateurs à bas bruit modulés. Cette fréquence de lecture est appelée fréquence de sur-échantillonnage et les données produites à ce niveau sont appelées des sur-échantillons.

Les signaux sont ensuite intégrés par demi-périodes de modulation : l'intégrale des  $N_{\text{sample}}$  sur-échantillons

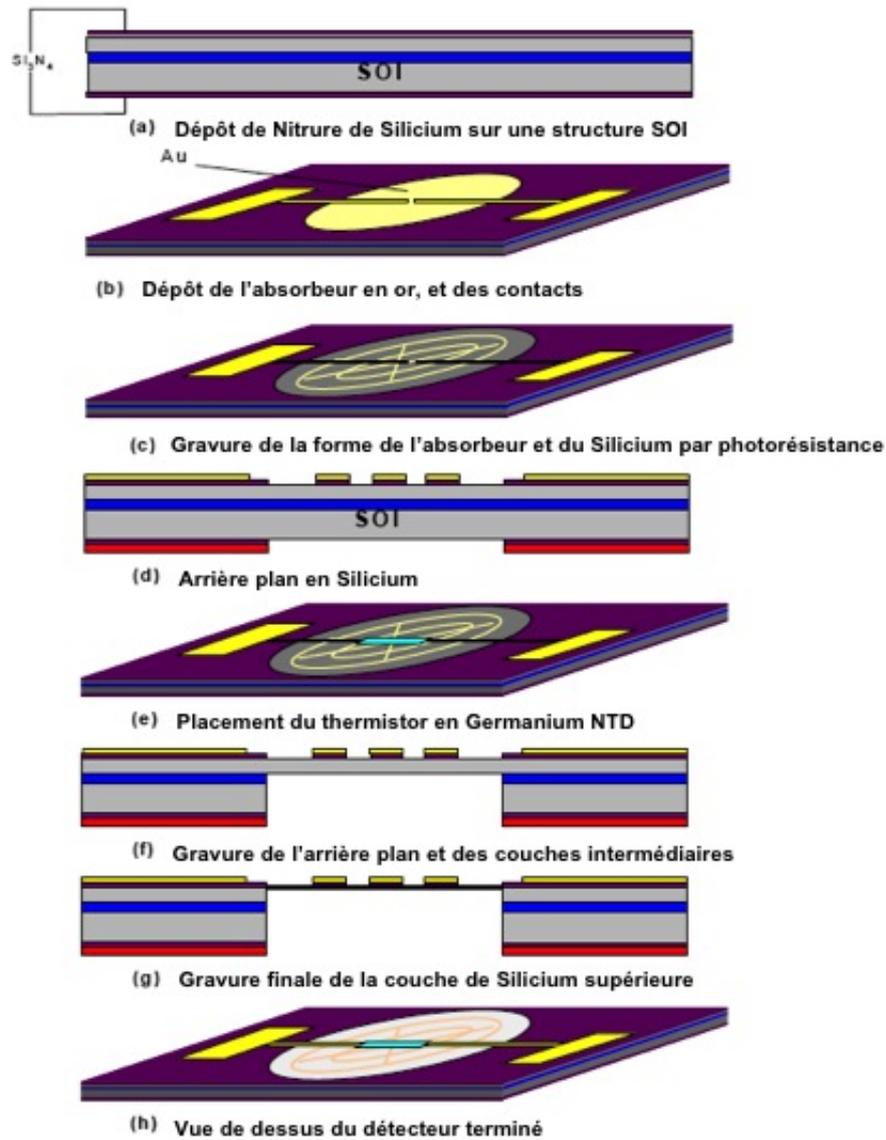


FIGURE 7.12 – Schéma résumant le principe de fabrication des bolomètres de Planck-HFI [Holmes 2008].

de chaque demi-période produit un échantillon :

$$\text{Echantillon} = \int_0^{N_{\text{sample}}} \text{Signal suréchantillonné.} \quad (7.1)$$

$$\text{Frequence d'échantillonnage} = \frac{\text{Frequence de sur-échantillonnage}}{N_{\text{sample}}}. \quad (7.2)$$

Les données sont ensuite compressées et stockées dans une mémoire centrale, à bord du satellite, pour être transmise à la Terre lors des périodes de contact quotidiennes.

La fréquence d'échantillonnage dépend du paramètre  $N_{\text{sample}}$  et d'un paramètres  $F_{\text{div}}$  selon :

$$\text{Freq}_{\text{Acq}} = \frac{F_{\text{base}}}{22 * N_{\text{sample}} * (F_{\text{div}} + 128)} \text{ où } F_{\text{base}} = 4 * 10^7 \text{ Hz.} \quad (7.3)$$

En fonctionnement nominal, les valeurs suivantes ont été choisies :  $F_{\text{div}} = 124,0$  et  $N_{\text{sample}} = 40$ .

A cause de la modulation les données que nous recevons ont une parité alternativement positive et négative, chaque échantillon a donc un signe opposé au précédent (par rapport à la valeur moyenne).

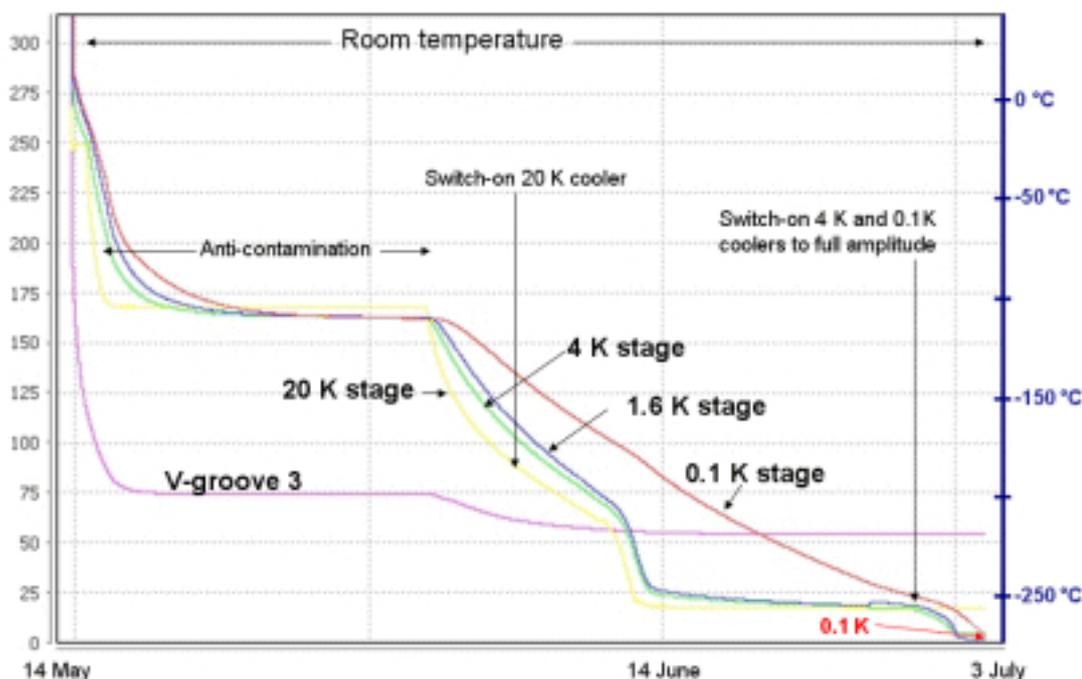


FIGURE 7.13 – Courbes de température des différents étages de Planck pendant la première phase de la mission. Abscisse : temps. Ordonnée : Température. Crédit : ESA / Planck HFI-LFI consortium.

### 7.3 Lancement et orbite

Planck a été lancé en compagnie du télescope Herschel le 14 mai 2009 à 13h12 UTC depuis le centre spatial de Kourou en Guyane française par une fusée Ariane 5<sup>7</sup>. La figure 7.14 représente Planck et Herschel dans la coiffe de la fusée Ariane 5.

Le télescope Herschel a été libéré le premier de la fusée puis Planck quelques minutes plus tard. Ils ont été lancés chacun sur une trajectoire balistique qui les a emmenés sur leurs orbites respectives autour du point de Lagrange L2 du système Terre - Soleil, avec quelques corrections mineures et une manœuvre d'injection sur l'orbite pour Planck. La trajectoire suivie par Planck est représentée sur la figure 7.15. L'orbite finale a été atteinte le 3 juillet 2009. Par la suite seules des corrections mineures sont nécessaires pour maintenir le satellite sur son orbite.

Après son lancement le télescope et le plan focal ont été chauffés pour éliminer toutes les impuretés liées au dégazage des différents éléments du satellite. Cette période a été suivie du refroidissement passif, puis actif qui ont été effectués progressivement pendant le voyage vers le point L2 et ont duré environ 50 jours. Le refroidissement a été suivi d'une période d'étalonnage et d'optimisation de la chaîne cryogénique et des instruments puis par une première phase d'observation du ciel appelée *First Light Survey* qui a donné lieu à la première publication d'une carte (dégradée en résolution et ne représentant qu'un petit pourcentage du ciel) sur laquelle on distingue déjà le rayonnement fossile. Cette publication montre le bon fonctionnement des instruments; elle est visible en couverture de ce document.

7. Une vidéo du lancement est disponible sur le site internet du Centre National d'Etudes Spatiales : <http://www.cnes.fr/web/CNES-fr/7553-lancement-de-planck-et-herschel.php>



FIGURE 7.14 – Vue d’artiste de Planck et Herschel dans la coiffe de la fusée Ariane 5. Crédit : ESA / Planck HFI-LFI consortium. [Tauber 2010]

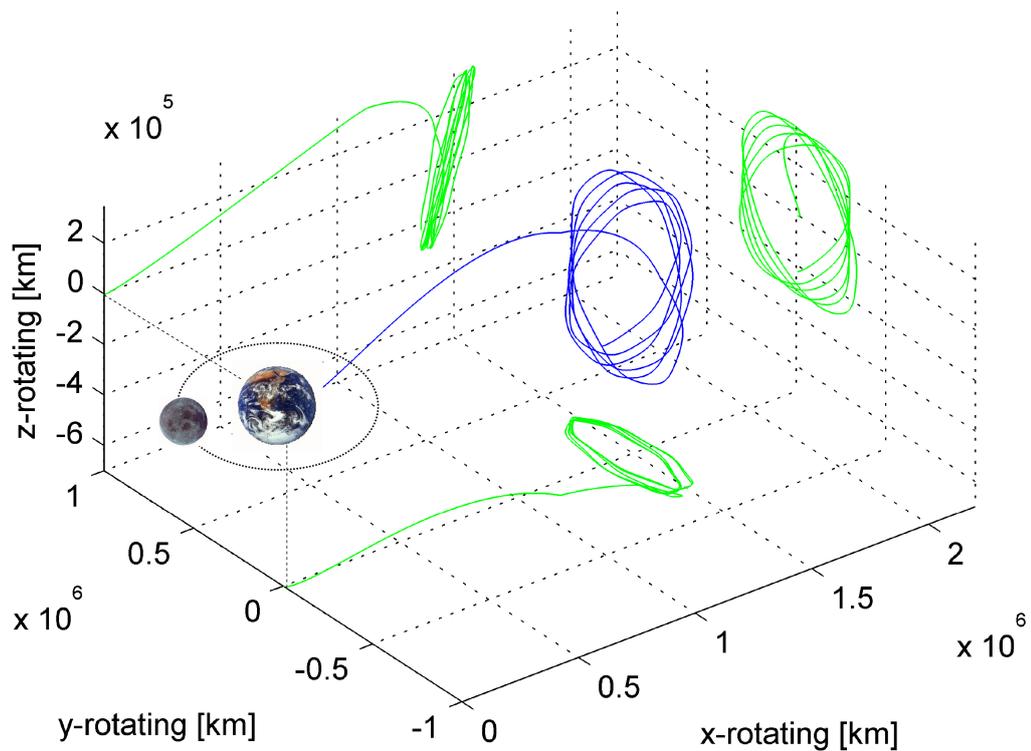


FIGURE 7.15 – En bleu la trajectoire de Planck entre son lancement par la fusée Ariane 5 et son orbite autour du point de Lagrange L2 du système Terre - Soleil. En vert les trois projections de la trajectoire sur les plans (x,y), (y,z) et (z,x). Crédit : ESA / Planck HFI-LFI consortium. [Tauber 2010]

## Troisième partie

# Analyse des données de l'instrument HFI

# Chapitre 8

## Des données brutes aux modèles d'univers

L'analyse des données des instruments de Planck s'organise en 4 niveaux :

**Le niveau LS :** Il produit des simulations (Level Simulations) réalistes des mesures de chacun des détecteurs de Planck.

**Le niveau L1 :** Il procède à la mise en forme des données reçues du satellite.

**Le niveau L2 :** Il effectue l'analyse des données et produit des cartes du signal par fréquence.

**Le niveau L3 :** Il fournit les cartes des différentes composantes astrophysiques, des catalogues de sources et les résultats cosmologiques.

Les niveaux L2 et L3 sont testés grâce aux simulations du niveau LS puis appliqués sur les données réelles des instruments.

Les données des deux instruments HFI et LFI sont analysées de manière indépendante dans leur centre de traitement respectif jusqu'à l'obtention des cartes du signal par fréquence. Elles sont ensuite mises en commun pour la séparation des composantes et les études cosmologiques.

Ce chapitre présente les étapes principales de l'analyse des données des instruments de Planck. On se concentre particulièrement sur l'analyse de HFI.

### 8.1 Le niveau LS de HFI

Il produit des simulations réalistes des données mesurées par chacun des détecteurs de HFI [Reinecke 2006]. Les simulations fournies par le niveau LS avant le vol ont été utilisées pour développer les programmes d'analyse. Après un an de mission, les simulations sont mises à jour pour prendre en compte les différences observées avec les données de vol. Elles sont utilisées pour estimer la fonction de transfert de l'analyse des données ainsi que les erreurs systématiques en comparant des simulations de référence avec des simulations contenant les effets systématiques connus et avec des simulations dans lesquelles ces effets ont été corrigés par les programmes d'analyse.

Les simulations sont effectuées par un programme appelé *LSCorePipe* qui utilise plusieurs modules pour modéliser les différentes composantes du ciel aux fréquences observées par Planck. Elles sont basées sur le *Planck Sky Model*. Elles permettent de modéliser les données ordonnées en temps pour chacun des bolomètres de HFI. On ajoute ensuite la modélisation des effets instrumentaux aux données ainsi produites grâce à un programme appelé *DeSiRe* (Detector Simulation Response). *DeSiRe* est également composé de plusieurs modules pour modéliser les différents effets de l'instrument sur le signal. On décrira notamment dans le chapitre 11 la simulation de l'effet des rayons cosmiques et des fluctuations thermiques. Les données sortant de *DeSiRe* sont comparables aux données de vol de HFI et permettent de tester l'efficacité des programmes d'analyse.

Nous verrons dans le chapitre 11 comment on utilise ces simulations pour étudier l'effet de l'analyse appliquée aux données sur les résultats cosmologiques.

## 8.2 Le niveau L1

Les données sont transmises par le satellite à une antenne située en Australie qui les renvoie à l'ESOC<sup>1</sup> à Darmstadt en Allemagne. C'est là que se trouve le centre d'opération de la mission Planck (MOC<sup>2</sup>). Elles sont immédiatement transférées aux centres de traitement des données de HFI et de LFI respectivement à l'IAS<sup>3</sup> à Orsay et à l'Osservatorio Astronomico de Trieste (Italie).

Les données sont transmises chaque jour pendant une période de 3 heures. Pendant cette courte période quotidienne un scientifique de chaque instrument vérifie la bonne transmission des données et le bon fonctionnement de l'instrument. En plus des données de la journée précédente, les données sont envoyées en temps réel pendant 20 minutes afin de vérifier le bon fonctionnement des détecteurs. La surveillance est assurée par les membres de la collaboration qui ont accès aux données de chacun des instruments, soutenus par l'équipe de contrôle du vol au MOC.

Les niveaux L1 de chacun des deux instruments sont comparables et fonctionnent selon les mêmes principes. Leur rôle est de transférer et mettre en forme les données pour l'analyse scientifique. Il consiste en procédures informatiques pour les réorganiser dans le but d'obtenir des données ordonnées en temps sans *trou*. En effet le satellite nous transmet des paquets de données qui ne sont pas forcément ordonnés en temps. Normalement les données envoyées sont celles des dernières 24 heures mais dans certaines situations il peut manquer des paquets et un *trou* peut apparaître dans les données. Les paquets manquants peuvent être récupérés dans les 15 jours suivants.

La figure 8.1 montre les données brutes fournies par le niveau L1 de HFI pour un ring du détecteur 04\_217\_1. Les données sont alternativement positives et négatives par rapport à la valeur moyenne car elles sont affectées d'une parité. La valeur moyenne est déterminée automatiquement par la compression des données, pour la transmission entre le satellite et la Terre dans le but d'optimiser la dynamique du signal. Le rayonnement fossile, le dipôle et la Galaxie ne sont pas visibles avec cette échelle car le signal est largement dominé par l'effet des rayons cosmiques, que l'on voit sous forme de pics de grande amplitude.

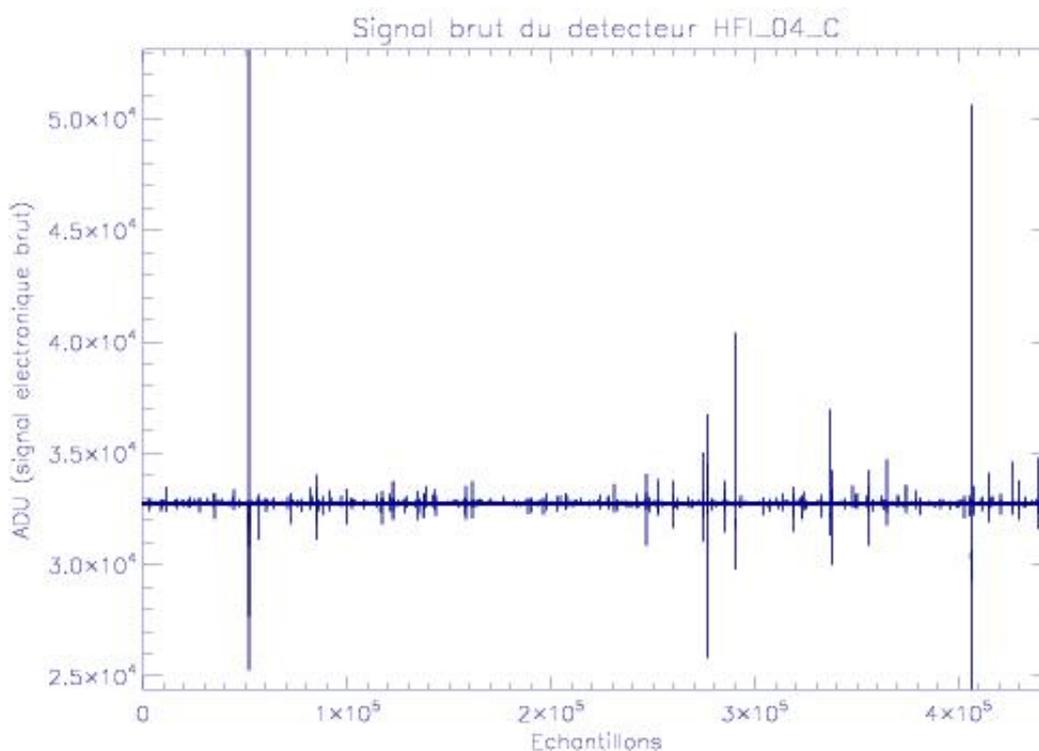


FIGURE 8.1 – Signal brut (non démodulé) du détecteur 04\_217\_1 de HFI pour 1 ring. On voit clairement l'effet des rayons cosmiques qui domine tous les autres signaux. Abscisse : Temps en échantillons. Ordonnée : Amplitude en ADU (signal électronique brut). Le signal en ADU varie entre 0 et 65536, il est centré sur une valeur proche de 32768 ADU.

---

1. European Space Operations Center  
 2. Mission Operation Center  
 3. Institut d'Astrophysique Spatiale

## 8.3 Le niveau L2

### 8.3.1 HFI : les données ordonnées en temps

Les données ordonnées en temps fournies par le niveau L1 sont appelées TOIs (pour *Time Ordered Information*). Leur échantillonnage est de 180,38 Hz (voir 7.2.6).

La première étape du niveau L2 de l'analyse est le traitement des TOIs (le mot anglais TOI-processing sera parfois utilisé dans ce document). Il consiste à les *nettoyer* des effets systématiques temporels et fréquentiels pour pouvoir projeter les données "propres" sur les cartes du ciel. Cette étape de l'analyse sera décrite avec précision dans le chapitre 9. Lors de l'analyse des TOIs, chacun des détecteurs est analysé indépendamment des autres. Les effets visibles sur les données ordonnées en temps sont traités, ainsi que les effets visibles dans le spectre de Fourier. Les tensions en Volt sont converties en watt (bolomètres) ou en kelvin (thermomètres) grâce aux gains des détecteurs.

### 8.3.2 HFI : les cartes et l'étalonnage

Les TOIs sont projetées sur des cartes du ciel grâce à la connaissance du pointage du satellite. Cette information est fournie par le MOC à partir d'un senseur stellaire indépendant (voir 7.2.2) qui mesure la direction de pointage du satellite par rapport à des étoiles de référence. On applique ensuite une rotation supplémentaire par rapport au pointage de référence pour chaque détecteur. Cette rotation est calculée d'après la connaissance de la géométrie du plan focal de l'instrument ; celle-ci a été définie avant la construction de l'instrument puis mesurée lors des tests au sol et elle est mesurée en vol en prenant pour référence des objets ponctuels et brillants à toutes les fréquences (Mars par exemple).

Le signal de chaque détecteur est projeté sur une carte en utilisant le système de projection Mollweide. Toutes les cartes montrées dans ce document sont en coordonnées galactiques ; dans ce système de coordonnées la Galaxie apparaît comme une bande horizontale au centre de la carte. La figure 8.2 montre à titre d'exemple la carte du ciel mesurée par les détecteurs à 217 GHz de HFI pour les rings 240 (début de la prise de données scientifiques, 12/08/2009 à 14h13 UT) à 6152 (20/02/2010 à 20h51 UT). Il reste un trou dans la carte, au niveau du pôle écliptique, car le ciel n'a pas encore été intégralement couvert au ring 6152.

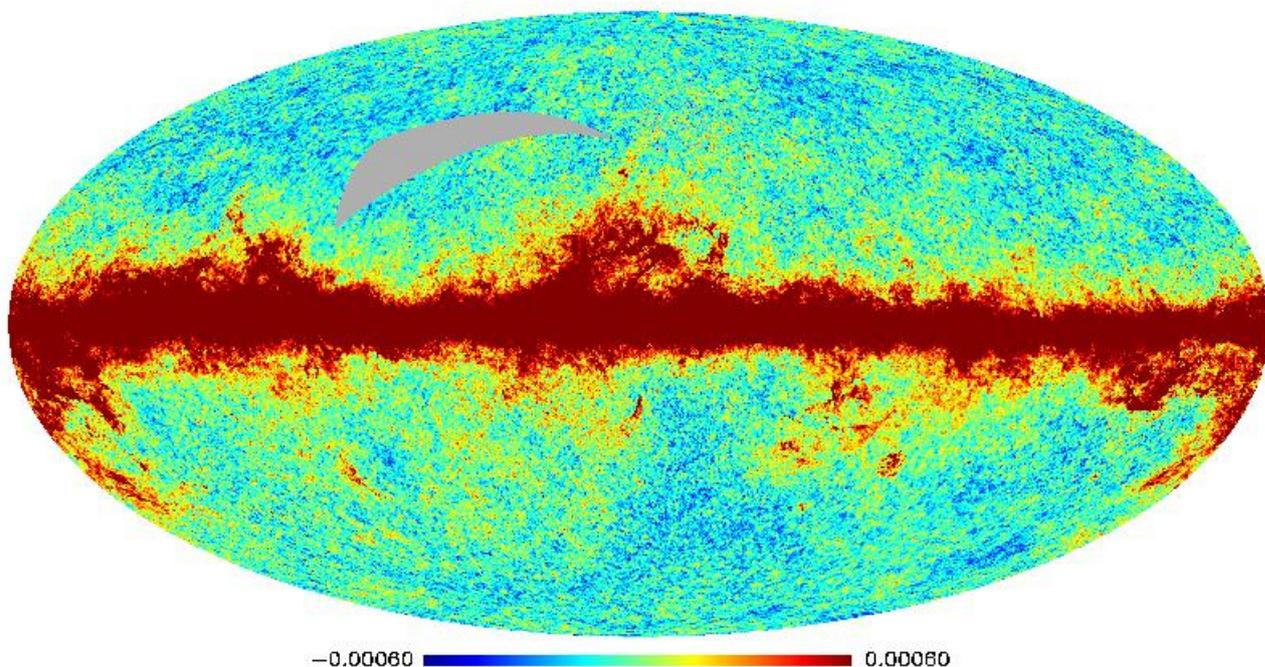


FIGURE 8.2 – Carte du signal en température mesuré par les détecteurs à 217 GHz de HFI pour les rings 240 (début de la prise de données scientifiques, 12/08/2009 à 14h13 UT) à 6152 (20/02/2010 à 20h51 UT). Le dipôle a été soustrait. Les couleurs représentent la température en kelvin.

L'étalonnage en intensité des détecteurs, c'est à dire la mesure et la correction de leur gain, pour convertir la puissance reçue en température de corps noir, nécessite une source de signal étendue et très bien connue.

Par chance il en existe deux associées au rayonnement fossile : ce sont les dipôles Doppler créés respectivement par le mouvement de la Terre autour du Soleil et par le mouvement du soleil par rapport à la surface d'émission du rayonnement fossile. Ils sont visible par les détecteurs de Planck jusqu'à 353 GHz et permettent un étalonnage d'une précision inférieure à 1%. Pour étalonner les détecteurs à 545 et 857 GHz on utilise la Galaxie dont l'instrument FIRAS de COBE a produit une carte d'une précision égale à 3%.

L'étalonnage en polarisation suit le même principe en se basant sur des sources dont la polarisation est connue. On utilise notamment la nébuleuse du Crabe. Des observations de la nébuleuse du Crabe dédiées à cet étalonnage ont été effectuées par l'IRAM<sup>4</sup> à 89 GHz [Aumont 2009].

L'étalonnage de la taille et de la forme du lobe de chacun des détecteurs a été fait lors des campagnes de tests au sol. Il est vérifié et amélioré en vol par l'observation de sources ponctuelles de grande intensité telles que les planètes du système solaire. La meilleure source est Mars car elle se déplace rapidement par rapport au plan focal (1' par heure) et elle permet ainsi de bien échantillonner le lobe principal.

La figure 8.3 représente le plan focal de Planck sur lequel on voit où sont placés les détecteurs de HFI et LFI.

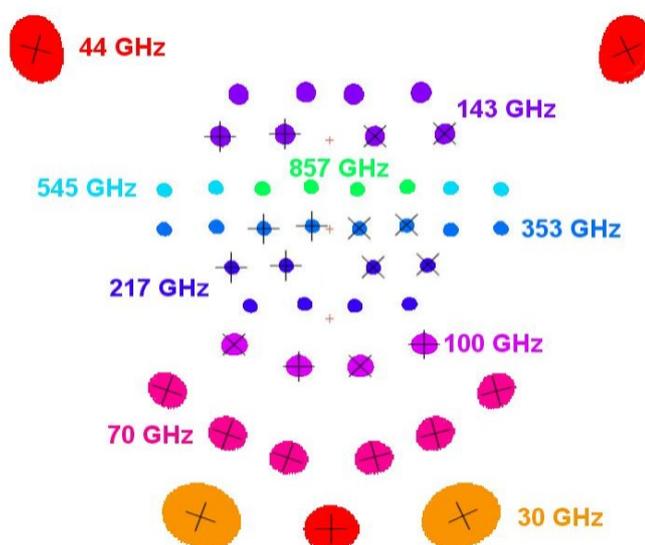


FIGURE 8.3 – Le plan focal de Planck : LFI à 30, 44 et 70 GHz ; HFI à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz. Les croix représentent les directions de polarisation linéaires mesurées par les paires de bolomètres sensibles à la polarisation. Crédit : ESA / Planck HFI-LFI consortium. [Ade 2010]

### 8.3.3 LFI : des données ordonnées en temps aux cartes

Le niveau L2 produit les TOIs à partir des données brutes et corrige au mieux les effets systématiques. Contrairement aux bolomètres de HFI, les radiomètres de LFI sont très peu affectés par les rayons cosmiques (environ 40 détections en 14 mois de mission). Les effets systématiques principaux dans les données de l'instrument LFI sont le bruit à basse fréquence (bruit en  $1/f$ ) produit par les instabilités de gain des amplificateurs HEMT<sup>5</sup> et les fluctuations de température de la source de référence à 4 K. Ils sont corrigés par des programmes d'analyse dédiés. Le niveau L2 assure également l'étalonnage photométrique qui permet la conversion des tensions mesurées en unités de température du rayonnement fossile ; cette étape utilise le dipôle orbital comme source de température absolue. Une autre étape importante est la reconstruction des lobes des détecteurs ; elle est effectuée à partir des planètes visibles par LFI. Les étapes suivantes utilisent l'information de pointage du satellite pour projeter les données sur les cartes du ciel pour chaque détecteur. Les cartes par fréquence sont obtenues par une analyse conjointe de tous les détecteurs de chaque fréquence en une seule étape.

4. Institut de RadioAstronomie Millimétrique

5. High Electron Mobility Transistors

### 8.3.4 HFI et LFI : la séparation des composantes et les spectres de puissance angulaire

Le signal mesuré par chacun des détecteurs de Planck est la superposition d'un grand nombre de signaux. En supposant que les effets systématiques sont connus et soustraits, il reste un nombre important de sources astrophysiques. Le but est alors de séparer ces différentes sources pour obtenir une carte de ciel par composante et une estimation du spectre de puissance angulaire du rayonnement fossile. Toutes les méthodes de séparation de composantes se basent sur l'utilisation de plusieurs fréquences, les différentes sources ayant des comportements spectraux différents. C'est la raison essentielle pour laquelle le satellite Planck effectue des mesures dans 9 bandes de fréquences différentes.

Les programmes d'analyse de données de Planck utilisent plusieurs méthodes de séparation de composantes en parallèle. Selon le résultat recherché la méthode optimale n'est pas la même : extraction du rayonnement fossile, séparation des différentes composantes connues, séparation des composantes en incluant la présence possible de composantes non connues. Les différentes méthodes permettent une validation des résultats obtenus.

La plupart des méthodes se basent sur l'hypothèse que l'émission du ciel à une fréquence donnée est une superposition linéaire de différentes composantes astrophysiques aux comportements spectraux et spatiaux différents. Elles permettent de produire une carte du ciel pour chaque composante astrophysique.

L'une des méthodes développées pour l'analyse des données de Planck, contrairement aux méthodes précédentes, ne produit pas d'abord une carte par composante puis l'estimation du spectre de puissance angulaire du rayonnement fossile mais elle utilise une méthode de maximisation de vraisemblance pour extraire toutes les informations en une seule fois. C'est une analyse multi-composantes et multi-détecteurs qui permet de s'affranchir de la connaissance préalable des lois d'émission des différentes composantes à séparer [Patanchon 2003].

La figure 8.4 montre la carte des anisotropies en température du rayonnement fossiles obtenues par Planck avec la version 4.1 de l'analyse des données en utilisant la méthode *Needlet ILC* pour les rings 240 à 9466 (les 3% du ciel non encore couverts par les détecteurs ont été extrapolés pour obtenir une image complète du ciel).

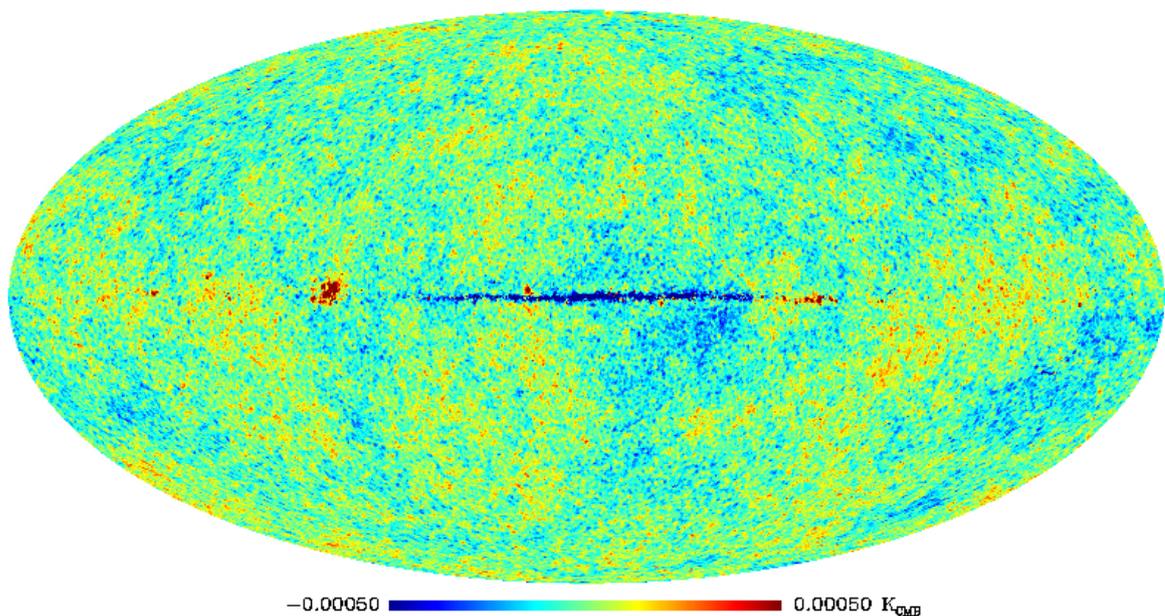


FIGURE 8.4 – Carte des anisotropies en température mesurées par Planck et calculées avec la méthode *Needlet ILC* pour les rings 240 à 9466. Les couleurs représentent la température en milli-kelvin.

## 8.4 Le niveau L3

Chaque modèle d'univers est décrit par un jeu de paramètres. Les paramètres du modèle standard sont appelés *paramètres cosmologiques*.

Les formes des spectres de puissance angulaire du rayonnement fossile sont fortement liées aux paramètres

cosmologiques. La comparaison des spectres de puissance angulaire mesurés par Planck avec des simulations, grâce à des méthodes de type Monte-Carlo permettra d'estimer ces paramètres.

Les données mesurées par Planck vont permettre la mesure précise des pics des spectres de puissance angulaire à très petite échelle angulaire en température et en polarisation, ce qui se traduira par des contraintes fortes sur les valeurs d'environ 20 paramètres cosmologiques. Pour comparaison WMAP peut contraindre 7 à 8 paramètres.

WMAP ne peut mesurer les pics du spectre de puissance angulaire en température que jusqu'à  $l = 1500$  environ, d'autre part ses mesures de la polarisation E du rayonnement fossile ont montré que celle-ci est compatible avec le spectre prédit par le modèle standard mais elles ne permettent pas de contraindre fortement celui-ci. Planck permettra la mesure ultime du spectre de puissance angulaire en température jusqu'à  $l = 3000$ , et sa mesure du spectre de puissance angulaire en polarisation E est un élément clef qui lui permettra de lever un grand nombre de dégénérescences entre les paramètres cosmologiques.

Par exemple, en mesurant l'amplitude des plus hauts pics du spectre en température on pourra améliorer d'un ordre de grandeur la précision sur la mesure de la densité de matière baryonique et de matière noire de l'Univers, par rapport aux résultats de WMAP. De la même manière Planck permettra une estimation plus précise de la distance qui nous sépare de la surface de dernière diffusion et de la taille de l'horizon sonore lors du découplage. Ces mesures seront combinées aux résultats récents d'observations de supernovae, de lentilles gravitationnelles et de décalage vers le rouge des galaxies pour contraindre l'énergie noire.

La figure 8.5 montre une simulation des incertitudes attendues avec Planck comparée aux résultats de 3 ans de mesures de WMAP pour 7 paramètres cosmologiques.

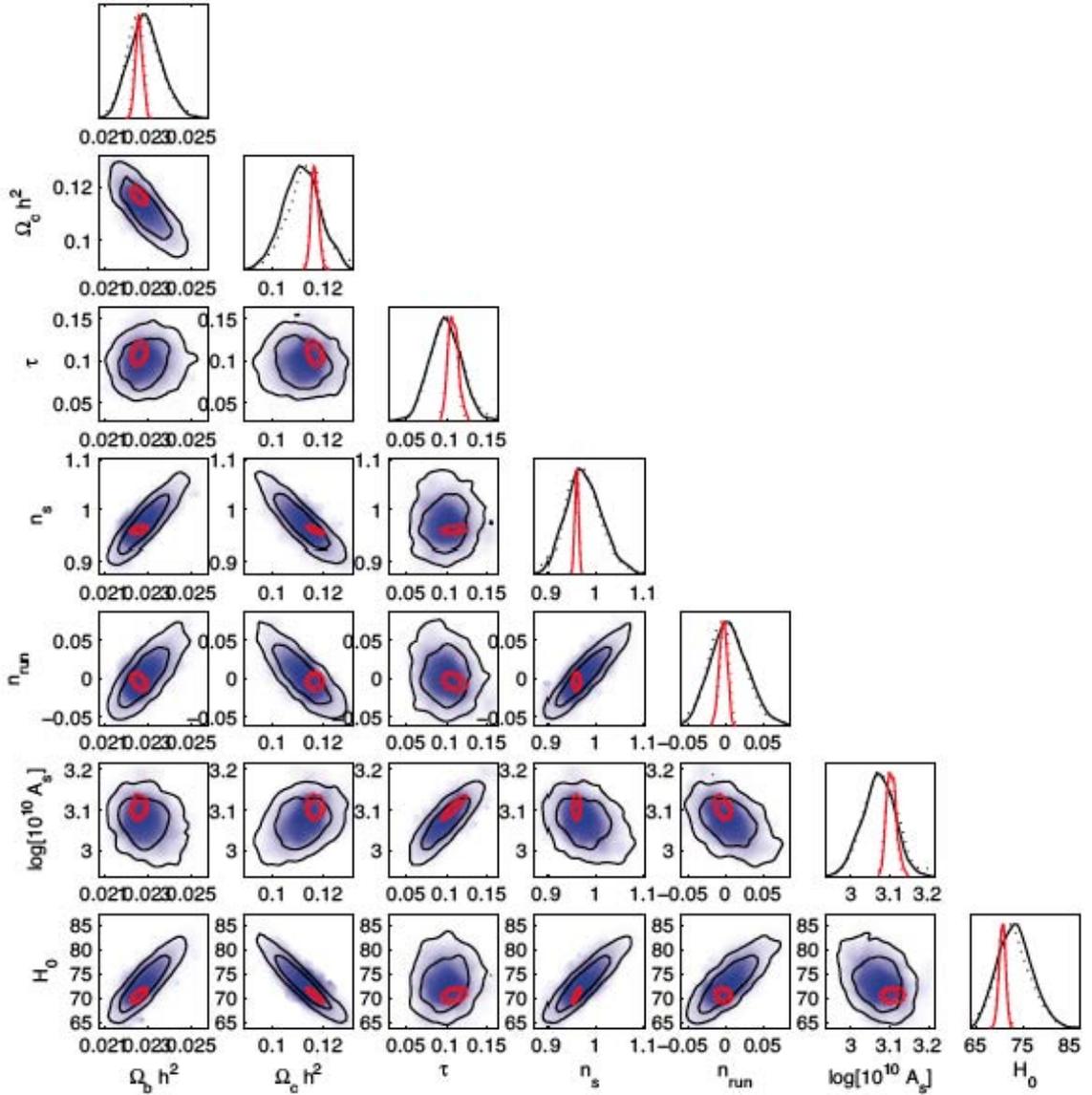


FIGURE 8.5 – Estimation des paramètres cosmologiques attendus avec Planck (simulation). Comparaison avec les résultats de 3 ans de mesure de WMAP.  $H_0$  est la constante de Hubble,  $\tau$  est la profondeur optique,  $n_s$  est l'indice spectral,  $\Omega_c$  est la densité de matière noire non baryonique,  $n_{run} = \frac{dn_s}{dn(k)}$  est,  $A_s$  est l'amplitude du mode scalaire,  $h = H_0/100$ . [Bluebook]

## Chapitre 9

# Analyse des données ordonnées en temps de HFI

### 9.1 Description globale de l'analyse des TOIs

L'analyse des données ordonnées en temps a pour but de convertir le signal en Volt mesuré dans les détecteurs en signaux physiques (en kelvin pour les thermomètres et en watt pour les bolomètres) puis de s'affranchir des effets systématiques temporels et fréquentiels avant la projection des données sur les cartes. Les effets systématiques sont les phénomènes qui perturbent le signal astrophysique. Ils sont soit des signaux parasites qui sont mesurés par les détecteurs soit des effets indésirables provenant de la chaîne de détection.

L'analyse des données ordonnées en temps consiste en un programme principal écrit en langage *Python* qui a pour rôle de faire fonctionner un ensemble cohérent de modules d'analyse qui prennent en charge les différents effets temporels et fréquentiels et leur apportent un traitement adapté. Les algorithmes présents dans ces modules sont écrits en langage *C* ou *C++*.

Le TOI-processing (analyse des données en temps) de HFI a été développé à partir des résultats de l'expérience Archéops et des simulations effectuées avant le vol. Il a été utilisé pour analyser les mesures au sol effectuées lors des tests de l'instrument. Il est amélioré au fur et à mesure de l'avancement de la mission. On attribue un numéro à chaque version afin de conserver la traçabilité du traitement appliqué aux données. La description du TOI-processing dans ce document s'appuie sur la version 4.1 qui intègre les différents éléments apportés à l'analyse des données au cours de la thèse et qui a été utilisée pour analyser les rings 240 (12/08/2009 à 14h13 UT) à 9466 (06/06/2010 à 14h53 UT) des TOIs produites par les détecteurs de HFI. C'est cette version qui servira de base aux premières publications scientifiques de Planck. Les versions ultérieures contiendront de nouvelles améliorations.

La structure globale de l'analyse des données ordonnées en temps d'un bolomètre de HFI est schématisée sur la figure 9.1 qui montre la structure globale du TOI-processing : les signaux d'entrée sont en vert, les signaux de sortie sont en rouge, chaque boîte verte représente un module d'analyse et les flèches montrent le trajet des signaux d'un module à l'autre.

L'analyse des données des thermomètres suit les mêmes principes que celle des bolomètres. Elle est identique en version 3.1 et 4.1 car les différences essentielles entre ces deux versions sont l'amélioration de la déconvolution de la réponse en temps des détecteurs, qui ne concerne que les bolomètres ; et l'amélioration du traitement de l'effet des rayons cosmiques, qui ne peut s'appliquer qu'aux bolomètres (voir la section 9.3.1).

Les produits sortant de la chaîne d'analyse des données en temps sont les TOIs de signal en watt (bolomètres) ou en kelvin (thermomètres), filtrées (et déconvoluées de la réponse des détecteurs pour les bolomètres) d'une part ; et d'autre part des Flags<sup>1</sup>. Les Flags sont des TOIs booléennes qui indiquent la validité des données. Un Flag vaut 0 pour des données normales et 1 lorsque les données sont affectées par l'effet qu'il décrit. La production des Flags suit un processus parallèle et indépendant de celui appliqué sur les données car il nécessite un filtrage différent qui permet la détection des glitches mais n'est pas satisfaisant pour les données elle mêmes.

Regardons à présent chacun des modules du TOI-processing et leur effet.

---

1. On utilise dans ce cadre le mot anglais Flag pour dire "TOI de marquage des données".

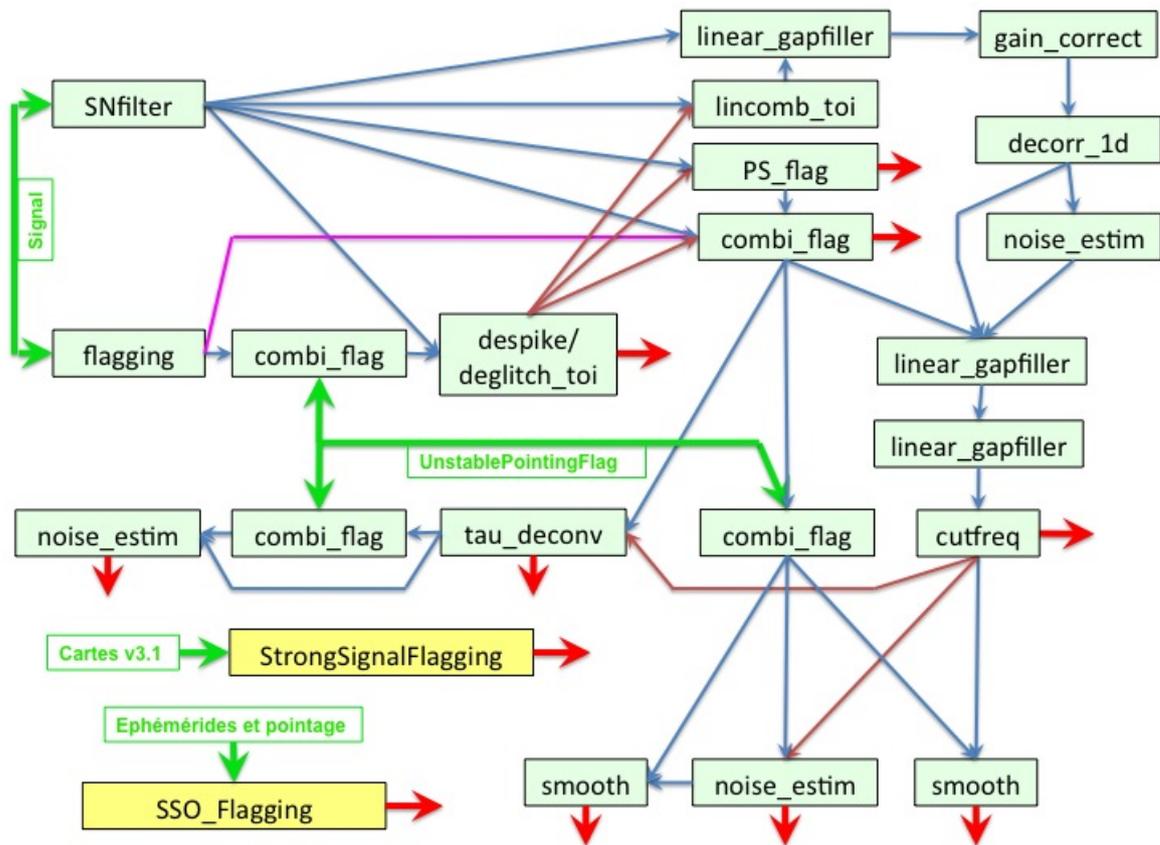


FIGURE 9.1 – Schéma illustrant la structure globale de l'analyse de la TOI d'un bolomètre de HFI par le "TOI-processing". Cette version (4.1) contient 21 étapes effectuées par 13 modules différents. Signaux d'entrée en vert ; signaux de sortie en rouge ; modules du TOI-processing représentés par les boîtes vertes ; modules annexes (indépendants du TOI-processing mais utilisés dans le cadre de l'analyse des données en temps) représentés par les boîtes jaunes ; les flèches entre les modules représentent le trajet des données (les différentes couleurs de flèches ne sont utilisées que pour éviter une éventuelle confusion lorsque deux flèches se croisent).

## 9.2 Effets liés à la détection

### 9.2.1 Parité

La figure 9.2 montre les données brutes en plein échantillonnage mesurées à bord du satellite avant intégration. Elles sont échantillonnées à 7214,8 Hz. Ces données sont intégrées par demi-période à bord du satellite pour constituer les échantillons qui seront compressés et envoyés à la Terre. Chaque échantillon que nous recevons est l'intégrale des 40 sur-échantillons d'une demi-période. Les données que le satellite nous envoie sont donc affectées d'une parité, elles sont alternativement positives et négatives par rapport à la valeur moyenne. Le jeu de données montré ci-dessous a été pris pendant la phase d'étalonnage de la mission au début du vol ; en fonctionnement nominal le satellite nous envoie seulement les données intégrées et compressées, à 180,38 Hz.

La première étape de l'analyse consiste donc à corriger la parité de la TOI de chaque détecteur en la multipliant par une TOI de parité qui vaut  $[1, -1, 1, -1, 1, -1, \dots]$ . Cette étape est effectuée au sein du module *SNfilter*.

### 9.2.2 Effets électroniques à haute fréquence

Les signaux électroniques parasites à haute fréquence sont filtrés par le module *SNfilter*. Pour l'analyse des thermomètres on utilise un filtre à 23 points conçu dans le cadre de l'analyse des données d'Archéops. Pour l'analyse des bolomètres on utilise des évolutions du filtre d'Archéops : à 3 points pour les bolomètres à 545 GHz et 857 GHz ; à 21 points pour les bolomètres à 217 GHz et 353 GHz ; à 13 points pour les

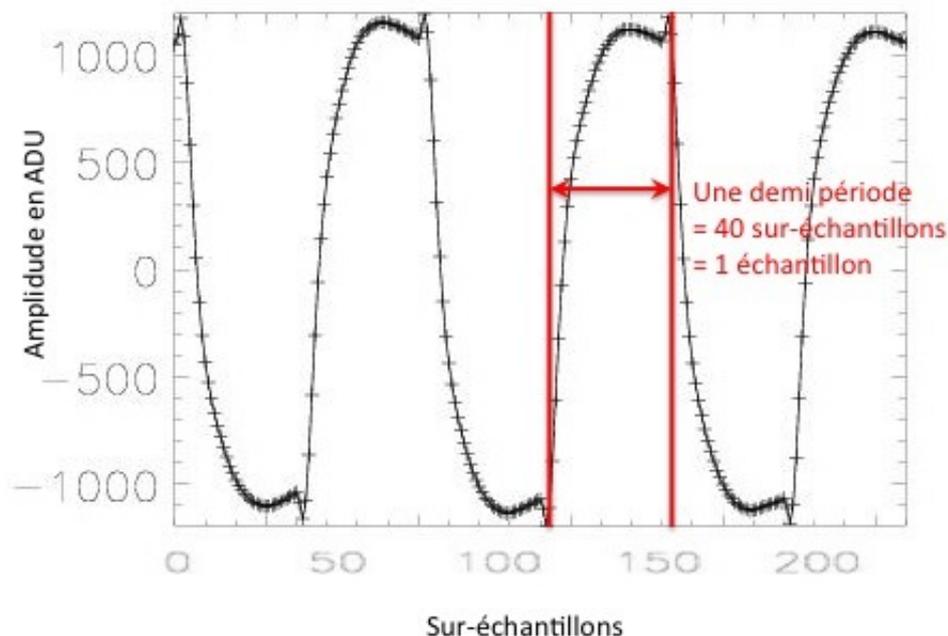


FIGURE 9.2 – Données brutes en plein échantillonnage avant leur intégration à bord du satellite (7214, 8 Hz). Abscisse : temps (sur-échantillons). Ordonnée : amplitude (ADU).

bolomètres à 100 GHz et 143 GHz. Les paramètres de ces filtres sont conçus pour affecter le moins possible les caractéristiques fréquentielles du signal à basse fréquence et pour couper efficacement toutes les hautes fréquences. Ils sont représentés sur la figure 9.3. La figure 9.4 montre l'effet du filtrage sur le spectre de Fourier des données du bolomètre 02\_143\_1a : on voit clairement la chute du spectre à 80 Hz causée par le filtre.

Dans le cadre de la recherche et du marquage de l'effet des rayons cosmiques, le filtre est remplacé par un filtre à 3 points pour ne pas déformer le signal créé par les rayons cosmiques et optimiser leur détection.

### 9.2.3 Changements des paramètres de l'instrument et erreurs de compression

Le module *flagging* surveille les changements des paramètres de fonctionnement de l'instrument et du satellite ainsi que les erreurs de compression.

Les paramètres de fonctionnement de l'instrument utilisés dans l'analyse des données en temps sont les courants traversant chaque bolomètre ( $I_{\text{bias}}$ ) et les tensions d'équilibre aux bornes de chaque bolomètre ( $V_{\text{bal}}$ ). Leur échantillonnage est proche de 1 Hz, donc si ils changent ils ne sont pas connus avec une précision suffisante pendant les modifications, par conséquent on considère les données de cette période comme non valides. Elles sont marquées par le *HK\_Flag*. Ce dernier est ensuite intégré dans le *UnvalidData\_Flag*. Cette étape a été très utile pour l'analyse des données de la période d'étalonnage des instruments au début de la mission. Depuis le début de la prise de données scientifiques les paramètres ne changent plus et cette étape n'est plus utilisée.

Les erreurs de compression des données sont également marquées (par le *CE\_Flag*), elles correspondent à des données qui ne sont pas valides. Elles apparaissent essentiellement lorsque les détecteurs à 857 GHz pointent vers le centre galactique au cours de la première observation du ciel ; par la suite les paramètres de compression des données ont été optimisés pour que les sources intenses du centre galactique ne satureront plus les instruments.

### 9.2.4 Remplissage des trous

Il est possible que les données à traiter ne soient pas continues, mais qu'il y ait des *trous* dans les TOIs. Ces trous sont remplis par le module *linear\_gapfiller* avec une interpolation linéaire afin de ne pas poser de problèmes aux programmes d'analyse, en particulier à ceux qui utilisent le spectre de Fourier. Les

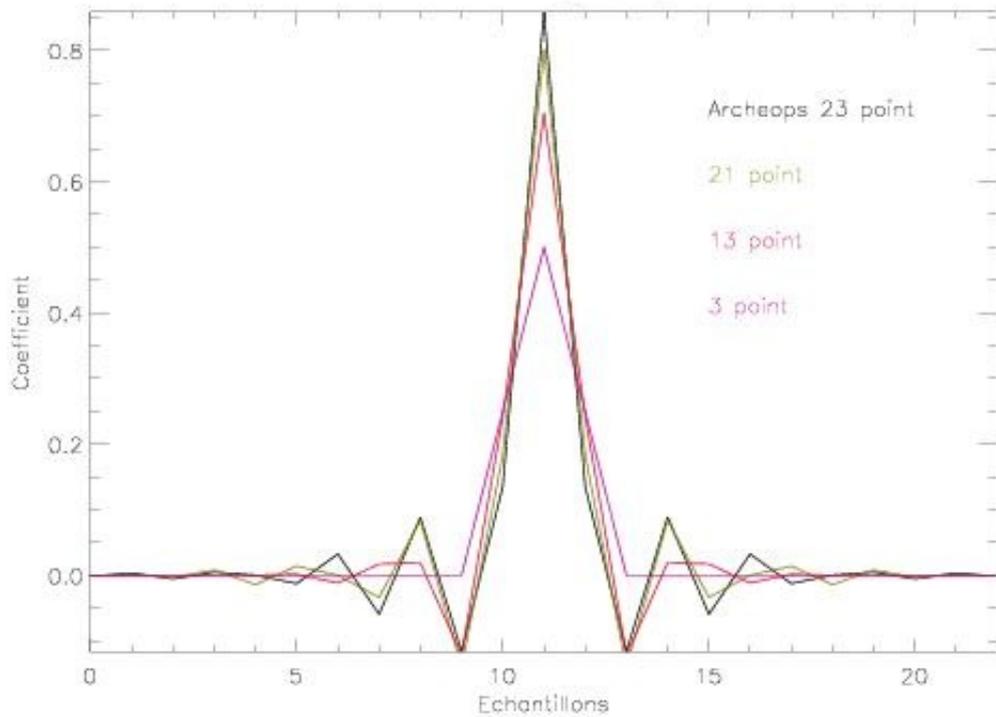


FIGURE 9.3 – Paramètres des filtres. Abscisse : echantillons. Ordonnée : coefficient.

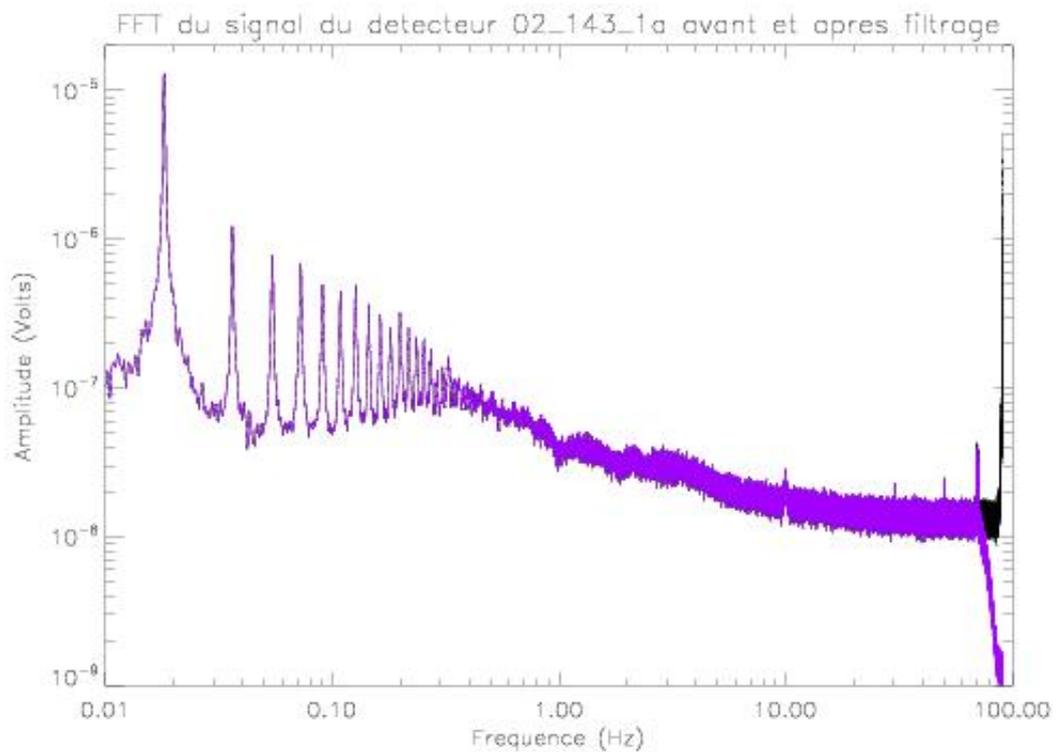


FIGURE 9.4 – Spectres de Fourier du signal du détecteur 02\_143\_1a de HFI avant (en noir) et après (en violet) le filtrage à 21 points du TOI-processing. Le signal astrophysique est essentiellement contenu dans les pics entre 0,01 et 0,5 Hz. Les glitches ont été supprimés au préalable. La chute du spectre à 80 Hz est causée par le filtre à 21 points. Abscisse : Fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en Volt.

données manquantes sont marquées comme données invalides par le *gap\_Flag* qui est ensuite intégré au *InvalidData\_Flag*. Le pourcentage de données manquantes est faible : il est proche de 0,163%.

### 9.2.5 Estimation du bruit

Pour identifier l'effet des rayons cosmiques, on utilise une TOI dans laquelle le signal a été préalablement soustrait. De plus l'étude du bruit dans les détecteurs nécessite également la suppression du signal. Ces étapes sont effectuées par le module *noise\_estim* en utilisant la redondance du signal qui sera projeté sur chaque pixel (on utilise une pixellisation en phase au niveau des rings).

Dans le cadre de la recherche de l'effet des rayons cosmiques le signal astrophysique à soustraire est estimé comme le signal médian par pixel. Pour l'estimation finale du bruit (après la suppression de l'effet des rayons cosmiques) il est estimé comme le signal moyen par pixel.

### 9.2.6 Gain des détecteurs

Les données brutes sortant des détecteurs sont des signaux en volt. Les gains des bolomètres et des thermomètres mesurés lors des tests effectués avant l'intégration de ceux-ci dans l'instrument permettent de convertir les signaux respectivement en watt reçus par les bolomètres et en kelvin pour les thermomètres. Cette étape est effectuée par le module *gain\_correct*.

Les gains des bolomètres valent typiquement :

$$9 * 10^{-10} \text{ W/V } (\pm 2 * 10^{-10} \text{ W/V selon les bolomètres) pour les bolomètres de 100 à 353 GHz \quad (9.1)$$

$$\text{et } 1,9 * 10^{-9} \text{ W/V } (\pm 2 * 10^{-10} \text{ W/V selon les bolomètres) pour les bolomètres à 545 et 857 GHz. \quad (9.2)$$

La correction de non-linéarité devient comparable au signal lorsque le signal mesuré vaut :

$$1 * 10^{-2} \text{ V } (\pm 7 * 10^{-3} \text{ V selon les bolomètres) pour les bolomètres de 100 à 353 GHz \quad (9.3)$$

$$\text{et } 2 * 10^{-1} \text{ V } (\pm 1 * 10^{-1} \text{ V selon les bolomètres) pour les bolomètres à 545 et 857 GHz \quad (9.4)$$

Soit environ 100000 écart-types du signal.

Les gains des thermomètres valent typiquement :

$$1 \text{ K/V } (\pm 0,3 \text{ K/V selon les thermomètres) pour les thermomètres à 100 mK, \quad (9.5)$$

$$15 \text{ K/V } (\pm 3 \text{ K/V selon les thermomètres) pour les thermomètres à 1,6 K, \quad (9.6)$$

$$\text{et } 450 \text{ K/V } (\pm 50 \text{ K/V selon les thermomètres) pour les thermomètres à 4 K. \quad (9.7)$$

### 9.2.7 Réponse en temps des détecteurs

Les détecteurs introduisent un gain et une phase dans le signal qui dépend de la fréquence de ce dernier. C'est ce qu'on appelle la réponse en temps des détecteurs. Elle inclut des contributions des détecteurs eux-mêmes mais aussi de l'électronique de lecture.

Il est nécessaire de corriger le signal de cet effet. La réponse en temps est modélisée par une somme d'exponentielles décroissantes qui comprend 10 paramètres (voir la figure 10.4). Ce modèle est appelé LFER10<sup>2</sup>. Elle a été mesurée lors des tests au sol des détecteurs puis réévaluée en vol lors du passage d'objets ponctuels très brillants dans le champ de vision des détecteurs (typiquement les planètes Mars et Saturne). C'est le module *tau\_deconv* du TOI-processing qui effectue la déconvolution de la réponse en temps des détecteurs. La composante principale de cette réponse est une constante de temps qui est très proche de (mais pas égale à) la réponse des détecteurs aux rayons cosmiques qui les traversent (voir 10.1). Les valeurs typiques sont voisines de 0,008 s  $\pm$  0,004 s en fonction des bolomètres.

### 9.2.8 Effet électronique de la machine 4 K

Le système de refroidissement à 4 K possède des éléments mécaniques qui provoquent des vibrations. Elles sont ressenties dans le signal sous la forme de signaux parasites à des fréquences parfaitement déterminées qui proviennent des vibrations induites dans l'électronique. L'électronique de HFI a été conçue de telle manière que ces effets interviennent à quelques fréquences précisément définies et éloignées de celles du signal physique et donc facilement reconnaissables (à 10; 16,7; 30; 50 et 70 Hz). La suppression de ces raies 4 K du spectre du signal est effectuée par le module *cutfreq*.

La figure 9.5 montre le spectre de Fourier du signal avant et après la suppression des raies 4K : on voit que les raies ont été supprimées par le module *cutfreq*.

2. Low Frequency Excess Response 10 parameters.

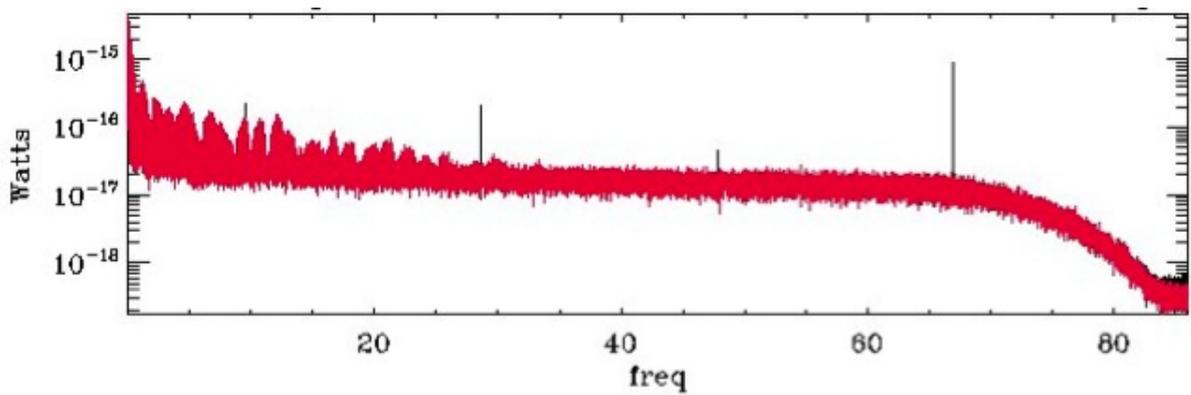


FIGURE 9.5 – Spectres de Fourier du signal du détecteur 02\_143\_1a de HFI avant (en noir) et après (en violet) la suppression des raies 4 K (à 10; 16, 7; 30; 50 et 70 Hz). Le signal astrophysique est contenu dans les pics entre 0,01 et 0,5 Hz. Les glitches ont été supprimés au préalable. Abscisse : Fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en Volt.

### 9.2.9 Effets thermiques

Chacun des étages cryogéniques possède un système de régulation thermique. Les fluctuations de température résiduelles sont vues par les étages inférieurs. On peut voir des fluctuations du signal qui traduisent ces fluctuations thermiques. Les bolomètres sont très sensibles aux variations de température de la platine à 100 mK. Dans la version 4.1 du TOI-processing les fluctuations thermiques sont corrigées globalement par la déconvolution du signal de chaque détecteur par le signal lissé à la minute de chaque bolomètre aveugle.

### 9.2.10 RTS

RTS signifie Random Telegraphic Signal<sup>3</sup>. C'est un effet qui affecte certains des bolomètres par période. Le signal oscille entre deux ou trois niveaux de référence et saute de l'un à l'autre. L'origine du RTS n'est pas encore déterminée. Cet effet affecte 3 des 52 bolomètres pendant certaines périodes : le 55\_545\_3, le 70\_143\_8 et le 74\_857\_4. Dans la version 4.1 de l'analyse le RTS n'est pas corrigé. Les bolomètres pour lesquels il se manifeste ne sont pas utilisés dans les étapes suivantes de l'analyse.

## 9.3 Effets liés au ciel

Les effets liés au ciel proviennent de deux sources : l'effet systématique des rayons cosmiques interagissant avec les détecteurs et les sources ponctuelles du Système Solaire.

### 9.3.1 Détection et marquage des rayons cosmiques

Les particules du rayonnement cosmique peuvent interagir avec les détecteurs et produire des signaux parasites qu'on appelle des *glitches*. Le principe est de les détecter avec un module dédié et de les marquer grâce au *glitch\_Flag* qui est ensuite intégré dans le *UnvalidDataFlag* qui marque les données non valides afin de ne pas les projeter sur les cartes. Cette section décrit les deux algorithmes de détection et de traitement des glitches les plus récents : *deglitch\_toi* et *despike* qui correspondent respectivement aux versions 3.1 et 4.1 de l'analyse des bolomètres (pour l'analyse des thermomètres on utilise *deglitch\_toi* dans les deux versions) et qui ont été utilisés au cours de cette thèse pour comprendre l'interaction entre le rayonnement cosmique et les détecteurs de HFI.

#### Principe de la méthode

Le signal produit par le dépôt d'énergie d'un rayon cosmique traversant un détecteur est représenté par la figure 9.6. L'énergie est déposée très rapidement par la particule et le signal temporel subit une montée quasi-instantanée (pour plus de détails sur le temps de montée du signal se reporter à la section

3. Signal télégraphique aléatoire en français.

10.4). La décroissance du signal suit une forme exponentielle caractérisée par plusieurs constantes de temps correspondant aux différents chemins suivis par la chaleur s'évacuant du détecteur.

$$S = A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} + A_3 e^{-\frac{t}{\tau_3}} + \dots \quad (9.8)$$

C'est ce signal qu'on appelle un *glitch*. Son amplitude est très variable, elle va du seuil de détection jusqu'à la limite de saturation des détecteurs.

Les ordres de grandeur des constantes de temps mesurées sont typiquement  $\tau_1 \sim 10$  ms,  $\tau_2 \sim 60$  ms et  $\tau_3 \sim 1$  s, variables selon le type de glitch observé et le bolomètre choisi.

Les simulations effectuées avant le vol de Planck, basées sur des estimations effectuées d'après les tests au sol et les résultats d'Archéops, prédisaient 1 à 10 glitches par minute, de grande amplitude (largement supérieure au bruit) donc facilement identifiables. Dans les données réelles on observe également des glitches de faible amplitude qui sont beaucoup plus nombreux et beaucoup plus difficiles à détecter.

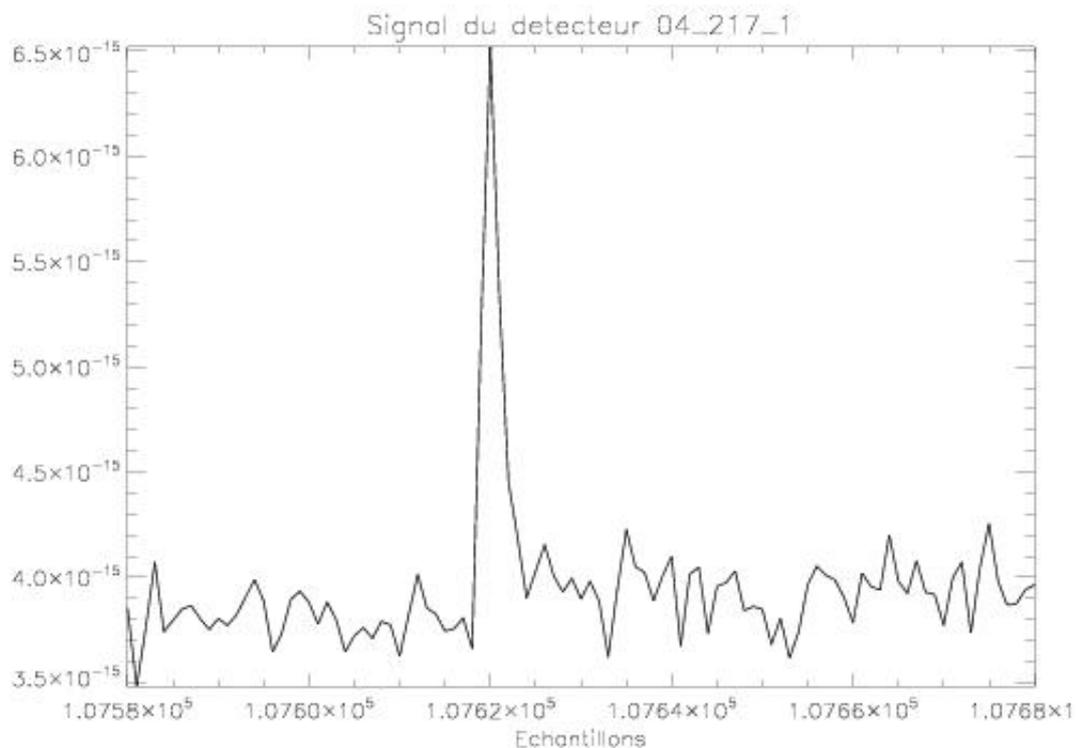


FIGURE 9.6 – Un glitch : signal correspondant à l'effet d'un rayon cosmique vu par le détecteur 04\_217\_1 de HFI. Abscisse : Temps en échantillons. Ordonnée : Amplitude en watt.

Ce signal est très facilement identifiable par un œil humain qui est capable d'effectuer une reconnaissance de forme globale avec une très bonne performance, ce qui n'est pas le cas d'un ordinateur, en particulier si l'amplitude est faible. On va donc repérer les propriétés qui distinguent ce type de signal du bruit ou du signal astrophysique.

Le glitch se caractérise souvent par un pic qui dépasse largement le bruit et le signal. Si le pic est suffisamment grand, un simple seuil de détection permet de l'identifier. Cependant dans le signal de HFI il existe aussi des glitches de faible amplitude. Ceux-ci se confondent avec les valeurs extrêmes du bruit et ne peuvent pas être détectés par cette méthode à moins d'accepter un taux de fausse détection très élevé.

Il se caractérise également par la rapidité du dépôt d'énergie de la particule et donc par la rapidité de la montée du signal. Une méthode efficace de détection des glitches est basée sur la mesure de la dérivée du signal. Cette méthode produit peu de fausses détections si ses paramètres sont ajustés avec précision. C'est celle qui est utilisée par le module `deglitch_toi`, pour l'analyse des bolomètres jusqu'en juin 2010 (version 3.1) et pour l'analyse des thermomètres (versions 3.1 et 4.1).

La reconnaissance de forme globale du glitch est bien entendu la méthode la plus précise de détection des glitches cependant elle est très coûteuse en temps de calcul. C'est celle qui est utilisée par le module `despike`, pour l'analyse des bolomètres à partir de juillet 2010 (version 4.1).

Les algorithmes de détection et de marquage des glitches, dont on décrit plus en détails ci-dessous les principales versions (les versions de travail intermédiaires ne seront pas décrites), identifient les données affectées par les glitches et déterminent le nombre d'échantillons qui ne sont pas utilisables pour produire les cartes du signal astrophysique. Ces données sont marquées par un Flag (le glitch\_Flag qui est intégré dans le UnvalidData\_Flag).

Préalablement au traitement des glitches, les données sont filtrées par le filtre à 13, 21 ou 3 points du module SN\_filter pour s'affranchir des effets électroniques à haute fréquence, par conséquent l'effet d'un glitch peut être propagé par le filtre jusqu'à 6, 10 ou 1 points avant le glitch. On marque donc pour chaque glitch, avant le premier échantillon affecté, un nombre d'échantillons tel que l'effet du glitch propagé par le filtre soit inférieur au dixième de l'écart-type des données au voisinage du glitch ( $A_1 * \text{filtre} < \sigma/10$  où  $\sigma$  est l'écart-type des données au voisinage du glitch). Et on ajoute à ce nombre deux échantillons comme marge de sécurité (notamment en cas d'erreur sur l'estimation de l'échantillon correspondant au maximum du glitch).

## Les différents algorithmes de détection et de marquage

### La première version

La première version de l'algorithme de détection des glitches a été développée au LPSC pour l'analyse des données d'Archéops [Tristram 2005] en langage de programmation IDL. Elle utilisait une méthode de seuil : tous les points situés au dessus d'un seuil donné sont considérés comme des glitches. Cet algorithme a été traduit en langage C pour l'appliquer aux simulations de HFI précédant le vol du satellite.

### La seconde version

Elle a été développée à partir des premières simulations réalistes de données Planck, utilisait la dérivée comme moyen de détection : lorsque la dérivée de la TOI est supérieure à un seuil donné, c'est qu'on se situe sur la montée d'un glitch. D'autre part on ne cherche plus les glitches directement sur le signal mais sur le bruit après avoir soustrait le signal. Cette version et la suivante permettent de détecter et d'identifier les deux types de glitches qui avaient été observés dans les données d'Archéops.

- Les glitches *courts* qu'on caractérise par une seule constante de temps proche de celle du bolomètre :

$$S = A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}}. \quad (9.9)$$

La constante de temps des glitches courts est calculée une seule fois pour chaque détecteur en empilant un grand nombre de glitches (après avoir normalisé leur amplitude) et en ajustant une fonction exponentielle décroissante sur la courbe obtenue.

- Les glitches *longs* qu'on caractérise par deux constantes de temps (une courte égale à celle des glitches courts et une seconde plus longue qui est estimée pour chaque glitch à partir de sa largeur à mi-hauteur) :

$$S = A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}}. \quad (9.10)$$

Les glitches sont détectés comme longs lorsque l'amplitude du signal est encore supérieure au seuil de détection après un nombre d'échantillons correspondant à la constante de temps du glitch court. Dans ce cas la longueur de la constante de temps longue est estimée comme la largeur à mi-hauteur du glitch.

### La troisième version : deglitch\_toi

C'est une amélioration des versions précédentes. C'est celle qui a servi de base pour l'étude et la compréhension des glitches présentée au chapitre suivant et qui a été utilisée pour l'analyse des bolomètres dans la version 3.1 du TOI-processing et pour l'analyse des thermomètres dans les versions 3.1 et 4.1. Elle identifie les glitches sur une TOI de bruit après soustraction du signal moyen, estimé par redondance sur les cercles de chaque ring, en utilisant la dérivée du signal pour détecter le premier échantillon affecté par chaque glitch. Les glitches sont classés en deux types : courts (une constante de temps prédéfinie) et longs (deux constantes de temps : la même courte et une longue estimée à partir de la largeur à mi-hauteur). Et elle est devenue itérative : on détecte et on s'affranchit d'abord des plus grands glitches puis on cherche des glitches de plus en plus petits en baissant le seuil de détection. Cette modification a apporté des progrès très importants dans la détection des glitches. Cette version a été utilisée sur les données de vol jusqu'en mai 2010 et améliorée au cours de la mission.

Dans cette version, on considère comme affectés par le rayon cosmique, et donc inutilisable au niveau des cartes, tous les points pour lesquels le signal du glitch ( $S = A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + \dots$ ) est supérieur à  $\sigma/10$  pour

les glitches courts et  $\sigma/30$  pour les glitches longs.

Les points de données considérés comme invalides et marqués par le Flag sont laissés dans les TOI mais ils ne sont pas utilisés lors de la projection des données sur les cartes.

#### La quatrième version : despiking

Elle est développée en collaboration avec l'IAP et l'APC (Guillaume Patanchon, Cyrille Rosset, Jean-Marc Delouis). Elle est basée sur l'utilisation d'histogrammes en phase pour détecter les glitches. Elle utilise pour le marquage des glitches la reconnaissance de leur forme à partir de patrons.

Les différents patrons correspondent aux différents modes d'interaction des rayons cosmiques dans les détecteurs ; ils caractérisent chaque type de glitch avec 2 ou 3 constantes de temps (les ordres de grandeur des constantes de temps sont typiquement 1 ms, 60 ms et 1 s, variables selon le type de glitch et le bolomètre choisi).

C'est cette version qui est utilisée pour analyser les bolomètres dans la version 4.1 du TOI-processing. Cette version n'est pas utilisée pour analyser les thermomètres. Ce sont des détecteurs plus volumineux qui reçoivent un plus grand nombre de rayons cosmiques. Les glitches sont suffisamment nombreux pour se superposer les uns aux autres et une reconnaissance de forme n'est donc pas possible. On utilise le module `deglitch_toi` dans l'analyse des thermomètres.

L'utilisation de cette méthode rend possible la soustraction des composantes les plus longues (de faibles amplitudes) de l'une des populations de glitches dans les bolomètres ; ce qui permet de marquer comme invalides un nombre de données plus réduit. Les données affectées par la composante courte et le début de la composante moyenne des glitches (de grandes amplitudes) sont marquées comme invalides : on marque comme invalide tous les échantillons jusqu'à ce que l'amplitude de la composante intermédiaire devienne inférieure à  $\sigma$ . Pour celles qui sont affectées par la fin de la composante intermédiaire et la composante la plus longue des glitches (de faibles amplitudes), on soustrait la partie correspondante du patron.

Les autres populations de glitches sont marquées par le Flag (on marque comme invalide tous les échantillons jusqu'à ce que l'amplitude de la composante longue devienne inférieure à  $\sigma/10$ ). La prochaine version, en cours de développement permettra la soustraction des composantes longues de toutes les populations de glitches détectés.

Les points de données considérés comme invalides et marqués par le Flag sont par la suite remplacés par le signal moyen observé sur les autres cercles du ring afin de ne pas affecter les analyses dans le domaine fréquentiel. Ces points ne sont pas projetés sur les cartes.

On présentera dans ce document les résultats obtenus avec la troisième (`deglitch_toi`) et la quatrième (`despike`) version de l'algorithme de détection des glitches, qui ont été utilisées au cours de cette thèse pour comprendre la physique des interactions entre le rayonnement cosmique et les détecteurs.

Le tableau suivant résume les différences essentielles entre les versions 3.1 et 4.1 et entre les modules `deglitch_toi` et `despike` :

version 3.1 (jusqu'en juin 2010)	version 4.1 (à partir de Juillet 2010)
Bolomètres et thermomètres avec <code>deglitch_toi</code>	Bolomètres avec <code>despike</code> , thermomètres avec <code>deglitch_toi</code>
Bolomètres et thermomètres : Marquage des glitches courts et marquage des glitches longs	Bolomètres : Marquage et soustraction selon les patrons (parties courtes marquées, parties longues soustraites) Thermomètres : marquage des glitches courts / longs
Les données invalides restent dans les TOI, elles ne sont pas projetées sur les cartes	Les données invalides sont interpolées, elles ne sont pas projetées sur les cartes

La figure 9.7 montre un glitch du détecteur 04\_217\_1 et les points invalides marqués par le Flag : en noir et en violet respectivement le signal et le Flag en version 3.1 et en rouge et en vert respectivement le signal (les données invalides ont été remplacées par une interpolation du signal) et le Flag en version 4.1. Le glitch a une grande amplitude telle que le signal n'est pas visible clairement à cette échelle.

Comme on vient de le voir, les rôles principaux du module de traitement des glitches sont de détecter les glitches et de produire le `glitch_Flag` qui permet de marquer les données affectées. Mais il produit par ailleurs des informations sur chacun des glitches détectés. Le module `deglitch_toi` produit notamment une "table de glitches" qui a été utilisée pour étudier et comprendre les glitches. Elle contient les éléments suivants :

- échantillon du maximum du glitch

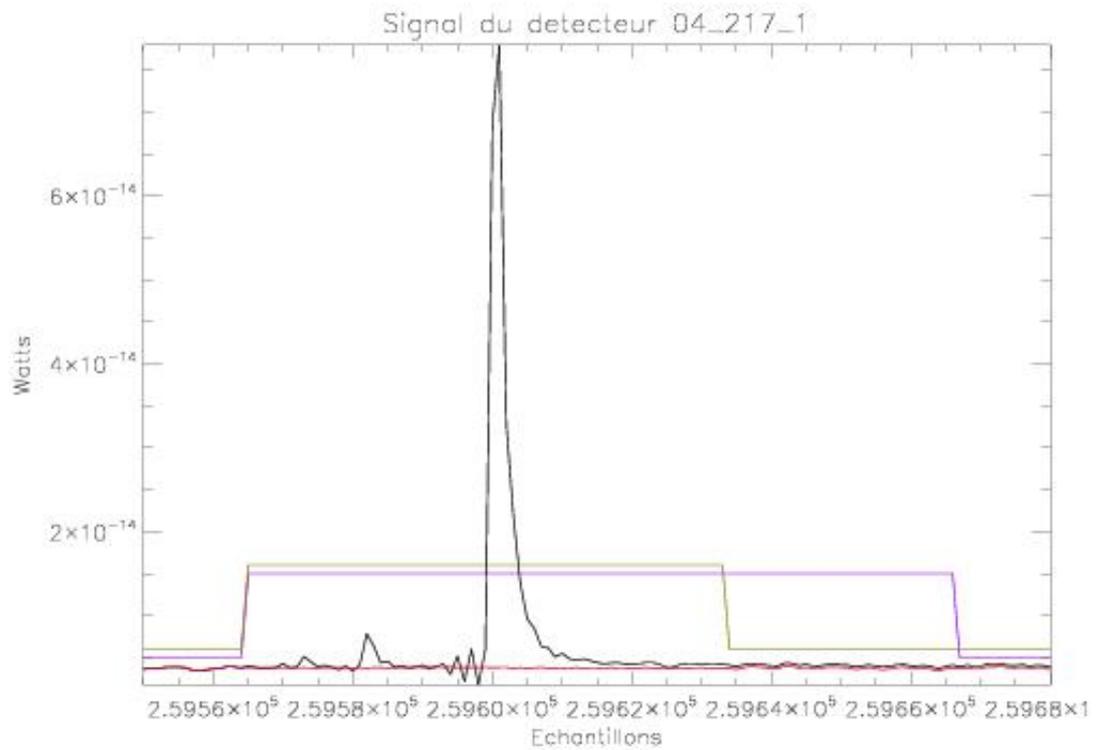


FIGURE 9.7 – Un glitch du détecteur 04\_217\_1 de HFI marqué par le Flag. En noir et en violet respectivement le signal et le Flag en version 3.1 ; en rouge et en vert respectivement le signal (les données invalides ont été remplacées par une interpolation) et le Flag en version 4.1 (l'amplitude des Flags est différente de 1 car elle a été multiplié par un facteur arbitraire pour être visible à l'échelle de la figure). Le glitch a une grande amplitude telle que le signal n'est pas visible clairement à cette échelle. Abscisse : Temps en échantillons. Ordonnée : Amplitude en watt.

- premier échantillon marqué
- dernier échantillon marqué
- amplitude (Volt) totale du glitch
- amplitude (Volt) de la composante longue du glitch si il est long (0 si il est court)
- constante de temps (s) longue du glitch si il est long (0 si il est court)
- valeur médiane (Volt) de la ligne de base du signal au voisinage du glitch
- ecart type (Volt) du signal au voisinage du glitch
- itération à laquelle le glitch a été trouvé

Le tableau suivant est un extrait de la table de glitches du détecteur 04\_217\_1 produite par le module `deglitch_toi` au cours de l'analyse des données avec la version 3.1 :

Ech du max	1 <sup>er</sup> ech	Dernier ech	Amp *10 <sup>-7</sup>	Amp lg *10 <sup>-8</sup>	$\tau$ lg *10 <sup>-2</sup>	Médiane *10 <sup>-6</sup>	$\sigma$ *10 <sup>-8</sup>	Itér
1371346030	1371346019	1371346041	24, 1	0, 0	0, 0	3, 94	5, 20	1
1371346146	1371346138	1371346254	7, 55	0, 0	0, 0	3, 95	5, 43	1
1371346205	1371346294	1371346216	33, 3	0, 0	0, 0	3, 95	5, 28	1
1371346233	1371346222	1371346244	25, 9	0, 0	0, 0	3, 96	5, 40	1
1371346392	1371346380	1371346304	122	0, 0	0, 0	3, 96	5, 27	1
1371346713	1371346705	1371346721	4, 98	0, 0	0, 0	3, 99	5, 42	1
1371346834	1371346822	1371346846	33, 8	12, 1	8, 24	3, 98	4, 99	1
1371347033	1371347025	1371347041	6, 77	0, 0	0, 0	3, 98	4, 68	1
1371347048	1371347040	1371347156	6, 88	0, 0	0, 0	3, 98	4, 55	1
1371347512	1371347504	1371347520	5, 29	0, 0	0, 0	3, 97	4, 67	1
1371347765	1371347754	1371347776	20, 1	7, 99	8, 75	3, 96	5, 13	1
1371347804	1371347894	1371347814	10, 9	0, 0	0, 0	3, 95	5, 07	1
1371348265	1371348254	1371348276	21, 3	0, 0	0, 0	3, 95	5, 36	1
1371348358	1371348246	1371348370	94, 6	0, 0	0, 0	3, 95	5, 06	1
1371348391	1371348382	1371348300	9, 92	0, 0	0, 0	3, 95	5, 00	1
1371348342	1371348334	1371348350	6, 63	0, 0	0, 0	3, 95	4, 86	1

### 9.3.2 Les sources ponctuelles

Les sources ponctuelles sont des points du signal qui ont une amplitude et une forme comparable à celle des rayons cosmiques. Cependant elles sont observés à la même position sur le ciel lors des cercles successifs. Or nous avons vu que les rayons cosmiques sont détectés sur le bruit après avoir soustrait le signal astrophysique et que ce dernier est estimé pour chaque ring par la redondance du signal à chaque cercle du ring. Par conséquent les sources ponctuelles sont incluses dans le signal astrophysique et ne sont pas détectées comme des rayons cosmiques : elles constituent des données valides.

#### Les sources ponctuelles du Système Solaire

Les objets du Système solaire émettent un rayonnement de corps gris de température d'environ 100 à 200 K. Ils produisent donc un signal aux fréquences observées par Planck.

L'émissions de corps gris de certaines des planètes, astéroïdes et comètes du Système Solaire est observable dans les données ordonnées en temps de HFI : lorsqu'un détecteur voit un tel objet, le signal est dominé par son émission thermique.

Les signaux de ces sources contiennent des informations qui seront utilisées dans le cadre d'études complémentaires. Ce sont des données valides cependant dans le cadre de l'étude du rayonnement fossile on ne souhaite pas les projeter sur les cartes et on utilise un Flag dédié pour les marquer : le *SSO\_Flag*.

On s'affranchit de ces sources au niveau de l'analyse des TOIs. Au niveau des cartes leur mouvement dans le ciel les ferait apparaître comme des traces suivant des trajectoires complexes et elles seraient très difficiles à soustraire.

Le *SSO\_Flag* est produit par un module indépendant du TOI-processing en se basant sur les éphémérides<sup>4</sup> d'une liste d'objets potentiellement visibles par Planck (les planètes ainsi que 26 astéroïdes et 20 comètes choisis) et sur le pointage des détecteurs.

La planète Jupiter constitue un cas particulier de source ponctuelle. Les données affectées par son signal sont interpolées car le signal produit par Jupiter est suffisamment intense pour que son effet soit propagé à l'ensemble du ring au cours de l'analyse.

Les sources ponctuelles du système solaire sont utilisées par ailleurs pour mesurer la taille et la forme du lobe de chacun des détecteurs dans le cadre de l'étalonnage de l'instrument (principalement Mars).

#### Les sources ponctuelles galactiques et extragalactiques

Certains objets de la Voie Lactée ainsi que certaines galaxies extérieures émettent un rayonnement intense aux fréquences observées par Planck et sont visibles dans les données comme des sources ponctuelles.

Elles sont marquées par le *StrongSignal\_Flag*. C'est un module indépendant du TOI-processing qui les

4. A partir de la base Horizon de la NASA

identifie à partir des cartes produites avec la version 3.1 de l'analyse. Elles sont vues comme des signaux de grande amplitude redondant à la même position sur la carte à chacune des observations successives. Toutes les sources dont le signal dépasse le seuil de  $7\sigma$  (où  $\sigma$  est l'écart type du signal à la latitude de  $30^\circ$  sur la carte) sont marquées par ce Flag.

Le *StrongPSfromGlitch\_Flag* permet de marquer un cas spécial de sources ponctuelles (indépendamment du fait qu'elle soient Galactiques, extragalactiques ou du Système Solaire). Les sources les plus puissantes, comme par exemple la planète Jupiter, ont un bruit de source suffisamment important pour que l'écart à la moyenne, entre les cercles d'un ring, soit du même ordre de grandeur que la taille d'un glitch. Par conséquent, dans les zones concernées par cet effet, on ne peut pas soustraire le signal moyen pour marquer les glitches en les identifiant dans la TOI de bruit (méthode utilisée par *deglitch\_toi*) car il serait impossible de distinguer les vrais glitches du bruit de source avec cette méthode. On utilise par conséquent une méthode basée sur l'utilisation d'histogrammes en phase pour traiter les zones concernées par cet effet. C'est le module *PSFlag* qui se charge d'une part de marquer les glitches de ces zones pour les inclure dans le *InvalidData\_Flag* et d'autre part de marquer les zones concernées par le *StrongPSfromGlitch\_Flag*. Dans la version 4.1 de l'analyse qu'on applique aux bolomètres, le module *despike* (qui est basé sur l'utilisation d'histogrammes en phase pour identifier les glitches) permet de traiter ces données normalement et le *StrongPSfromGlitch\_Flag* devient marginalement utile. Il continue cependant à être produit pour plus de sécurité.

## 9.4 Résultats de l'analyse des TOI

Plusieurs de ces modules peuvent fonctionner en parallèle. L'analyse complète de la TOI d'un détecteur de HFI prend quelques heures. On peut faire fonctionner l'analyse de plusieurs détecteurs en parallèle.

Le schéma 9.8 montre les différents Flags utilisés par l'analyse des données ordonnées en temps : en vert les éléments qui composent le *InvalidData\_Flag* et en jaune les autres Flags produits indépendamment du TOI-processing.

Le schéma 9.9 résume les différents traitements appliqués sur le signal.

La figure 9.10 montre les données ordonnées en temps issues du TOI-processing qui seront projetées sur les cartes (les données qui ne sont pas marquées par le *InvalidData\_Flag*) : les glitches ne sont donc pas affichées sur cette figure.

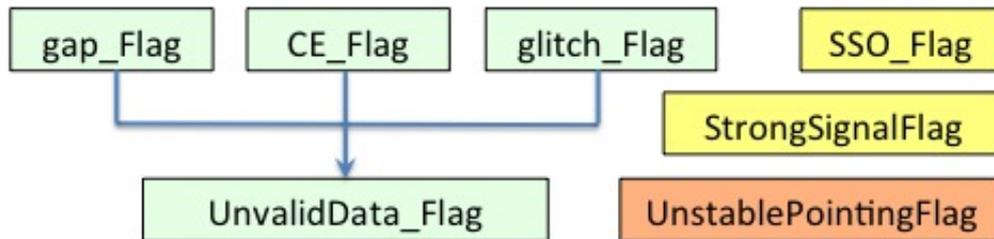


FIGURE 9.8 – Schéma montrant les différents Flags utilisés dans l'analyse des données ordonnées en temps : en vert les éléments qui composent le *InvalidData\_Flag* (produits par le TOI-processing) ; en jaune les autres Flags produits par des programmes indépendamment du TOI-processing et en orange le *UnstablePointingFlag* qui marque les données dont le pointage n'est pas connu avec précision (périodes de manoeuvre du satellite) et qui est conçu indépendamment du TOI-processing par le niveau L2.

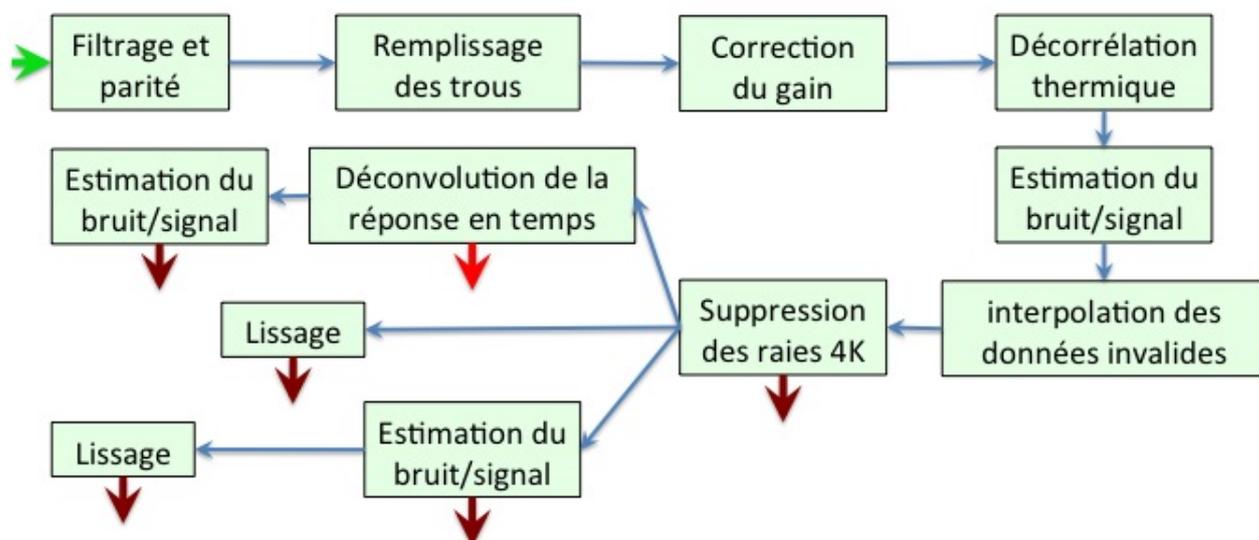


FIGURE 9.9 – Schéma des différents traitements appliqués sur le signal au cours du TOI-processing : signal d'entrée en vert ; signaux de sortie en rouge ; effets traités par les modules du TOI-processing dans les boîtes vertes ; les flèches entre les boîtes représentent le trajet des données. Les données projetées sur les cartes sont les données sortant de la boîte "Déconvolution de la réponse en temps", les autres sorties servent essentiellement à caractériser les données qui seront projetées.

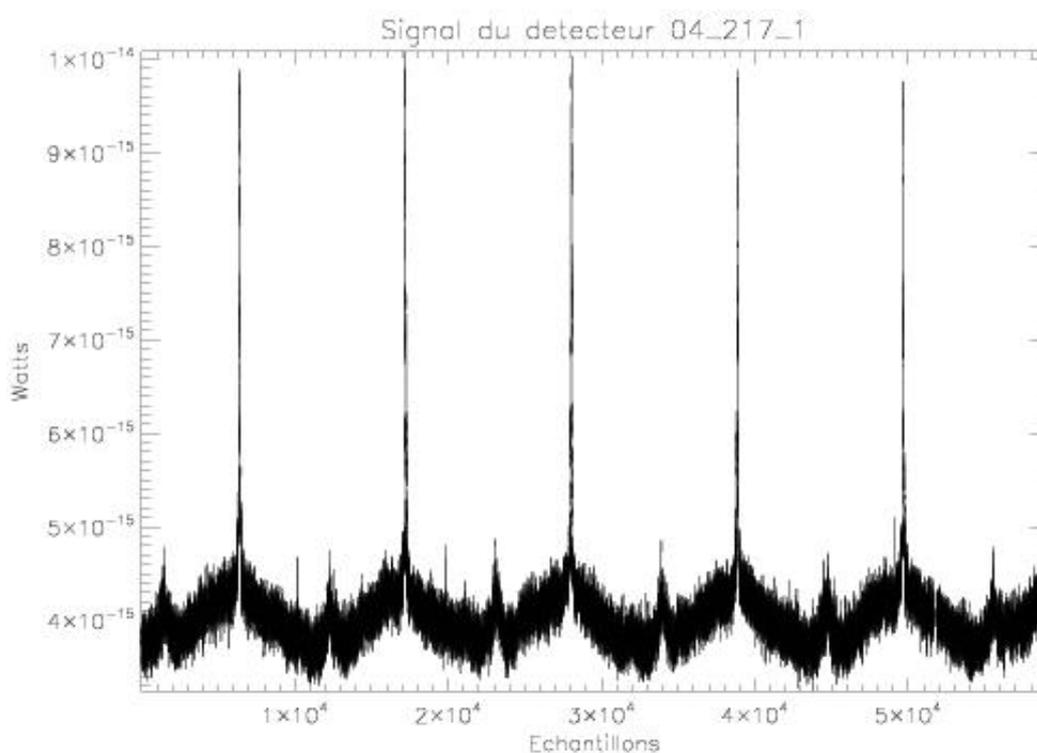


FIGURE 9.10 – Signal du détecteur 04\_217\_1 de HFI obtenu après le TOI-processing (5 minutes 30 secondes de données). Chaque oscillation correspond au dipôle vu au cours d'un cercle. On voit le centre galactique à chaque cercle sous la forme d'un pic de grande amplitude et l'anti-centre galactique sous la forme d'un pic d'amplitude comparable au dipôle. Abscisse : Temps en échantillons. Ordonnée : Amplitude en watt.

# Chapitre 10

## Etude détaillée de l'interaction entre le rayonnement cosmique et les détecteurs

On désigne par *glitch* le signal créé par un rayon cosmique interagissant avec un détecteur ; *glitch* est un mot anglais qui signifie *défaillance de courte durée dans un système électronique ou informatique*. Un glitch est représenté sur la figure 9.6 et un autre sur la figure 9.7. HFI observe un taux de glitches environ 10 fois supérieur à celui qui était attendu avant le vol. Les simulations utilisées pour prédire le nombre de rayons cosmiques interagissant avec les détecteurs sont basées sur nos connaissances du rayonnement cosmique et de l'instrument mais également sur les expériences précédentes telles que Archéops et BOOMERanG ainsi que sur les tests de HFI effectués au sol : on attendait typiquement une dizaine de glitches par minute sur chaque détecteur et on en observe une centaine. Le nombre de glitches vus dans le signal des détecteurs de l'instrument HFI en vol étant beaucoup plus grand que celui attendu, le contrôle et la suppression de cet effet devient l'un des principaux défis de l'analyse des données.

On essaie dans ce chapitre de construire un modèle cohérent pour expliquer les interactions entre les rayons cosmiques et les détecteurs : on étudie les glitches vus dans le signal pour en comprendre la physique et en expliquer l'origine. On a utilisé pour cela la table de glitches produite par le module `deglitch_toi`. Les bolomètres et les thermomètres à 100 mK de HFI sont touchés par les rayons cosmiques. On s'appuie sur les deux types de détecteurs pour comprendre la physique des glitches. Ces détecteurs sont constitués de différents matériaux et possèdent une géométrie très particulière. En fonction de l'endroit où la particule interagit, l'effet sur les données peut être très différent. C'est ce qu'on se propose d'essayer de comprendre ici : à quelle interaction correspond chacune des populations de glitches observés.

Pour les expériences précédentes, le rayonnement cosmique était un effet systématique facile à traiter ; pour HFI cela devient l'un des effets critiques et pour les expériences futures il pourrait devenir un point bloquant. Il est donc fondamental de bien le comprendre afin d'en tenir compte dès la conception des détecteurs pour les prochaines générations d'instrument spatiaux submillimétriques. Les figures 10.1 et 10.2 montrent l'effet du rayonnement cosmique sur le signal temporel et sur la carte de rayonnement fossile obtenus avec un détecteur de HFI.

### 10.1 Etude des caractéristiques générales des glitches

#### 10.1.1 Temps de montée

Les glitches observés dans les données de HFI ont un temps de montée très court (typiquement 1,5 ms). La figure 10.3 permet de le montrer grâce à un jeu de données prises pendant la phase d'étalonnage de la mission au début du vol en plein échantillonnage, à 7214,8 Hz. En fonctionnement nominal chaque mesure reçue du satellite est l'intégrale de 40 de ces "sur-échantillons" (une demie période sur la figure 10.3). La figure 10.3 de gauche montre les données brutes en plein échantillonnage (alternativement positives et négatives à cause de la parité). Dans l'intervalle présenté ici on voit un glitch. La figure 10.3 de droite montre les mêmes données démodulées. La forme globale du glitch apparaît clairement. Elle se superpose parfaitement à un glitch court mesuré dans une TOI, rééchantillonné et renormalisé en amplitude (en violet).

Les glitches observés en plein échantillonnage pendant cette période ont permis de montrer que le temps de montée est très court pour tous les glitches qui ont été observés. Il vaut typiquement  $\sim 10$  "sur-échantillons",

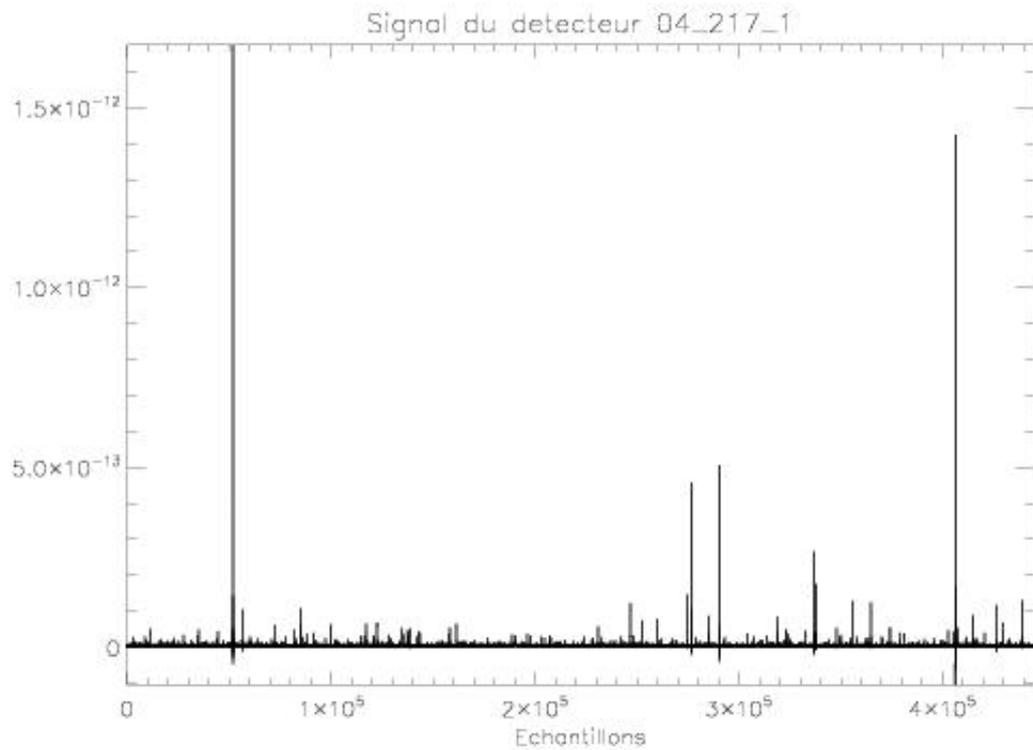


FIGURE 10.1 – Signal non *déglitché* du détecteur 04\_217\_1 de HFI pour un ring de données. On voit clairement l'effet des rayons cosmiques. Abscisse : Temps en échantillons. Ordonnée : Amplitude en watt.

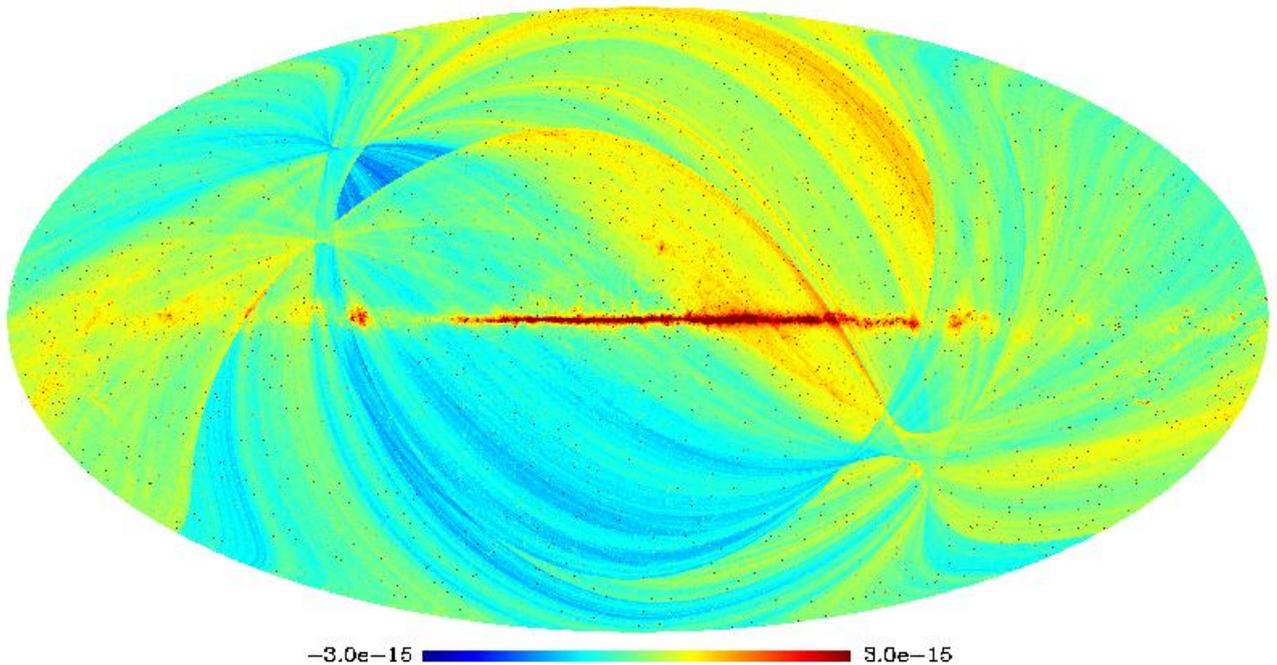


FIGURE 10.2 – Carte obtenue en projetant le signal non *déglitché* du détecteur 04\_217\_1 de HFI. On voit clairement les effets systématiques dominants : les rayons cosmiques (ponctuels et de grande intensité) et les stries dues aux fluctuations de la ligne de base des données entre les différents passages sur un même point du ciel. On voit également la Galaxie. L'échelle de couleurs représente l'amplitude en watt.

ce qui correspond à  $1/4$  d'échantillon dans les TOIs soit environ 1,5 ms. Il est de plus indépendant de l'amplitude du glitch.

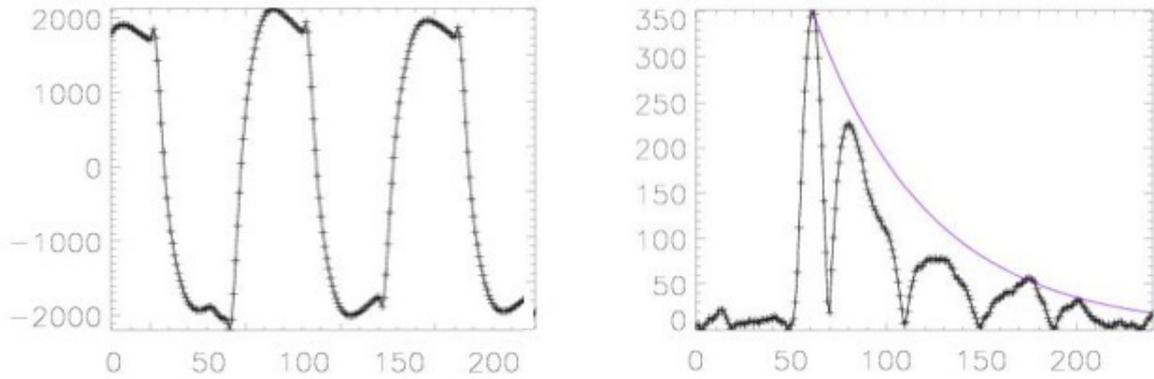


FIGURE 10.3 – Données plein échantillonnage. A gauche données brutes. A droite données démodulées. En violet un glitch court rééchantillonné et renormalisé en amplitude. Abscisse : temps en échantillons. Ordonnée : Amplitude en ADU (signal numérique brut avant sa conversion en Volt).

Par conséquent les glitches observés dans les bolomètres de HFI sont produits par des processus rapides, ce qui signifie des interactions entre des particules et la grille ou le thermistor des bolomètres et non des interactions à l'extérieur du détecteur qui se propageraient à celui-ci car dans ces conditions on verrait un temps de montée significativement plus long.

### 10.1.2 Les différentes constantes de temps des glitches

Nous avons vu que les glitches sont caractérisés par un dépôt d'énergie très rapide dans les détecteurs qui forme un pic dans le signal, puis par une décroissance qui suit une forme exponentielle.

En fonction de l'endroit où les rayons cosmiques interagissent avec les détecteurs, la forme des glitches produits dans les données est différente. Une forme de glitch correspond à un lieu d'interaction dans les détecteurs. La forme globale reste celle d'une exponentielle décroissante mais chacune de ces formes est caractérisée par une ou plusieurs constantes de temps et des rapports d'amplitude associés à chacune de ces constantes de temps. Comme on l'a vu précédemment, on appelle ces modèles de glitches des *patrons*. Dans la section 10.3 on décrira pour chaque type de glitch ses caractéristiques en termes de constantes de temps. Le module despike effectue le marquage des glitches en fonction de leur type, grâce à une reconnaissance de forme des glitches d'après les patrons prédéfinis pour chaque bolomètre. Chaque mode d'interaction entre le rayonnement cosmique et un bolomètre crée un patron de glitch différent. Les patrons possèdent 2 ou 3 constantes de temps qui correspondent aux différentes connexions thermiques entre le détecteur et le substrat dans lequel il dissipe l'énergie qu'il reçoit.

La figure 10.4 montre à titre d'exemple les patrons des deux populations principales de glitches obtenus pour le détecteur 30\_143\_2a, comparés à la réponse en temps du détecteur.

Le module `deglitch_toi` de la version 3.1 du TOI-processing recherche seulement deux types de glitches : les *glitches courts*, pour lesquels une constante de temps courte (proche de la constante de temps du détecteur ;  $\sim 10$  ms) est largement dominante et les *glitches longs* pour lesquels on observe une constante de temps longue ( $\tau > \sim 40$  ms) non négligeable et pour lesquels le marquage basé sur la constante de temps courte est insuffisant. Dans ce cas la constante de temps longue est estimée à partir de la largeur à mi hauteur du glitch afin de marquer correctement les données non valides.

On vient de voir qu'il existe plusieurs constantes de temps des glitches. Cependant la constante de temps la plus courte possède un rôle particulier car elle est très proche de (mais pas égale à) la constante de temps du détecteur lorsqu'il répond au signal astrophysique. Cette constante de temps est différente pour chaque détecteur.

### 10.1.3 Calcul de l'énergie des glitches

L'amplitude du signal d'un glitch est liée à l'énergie déposée par le rayon cosmique dans le détecteur. Cette dernière correspond à l'intégral du signal du glitch. Comme on l'a vu précédemment la forme de ce

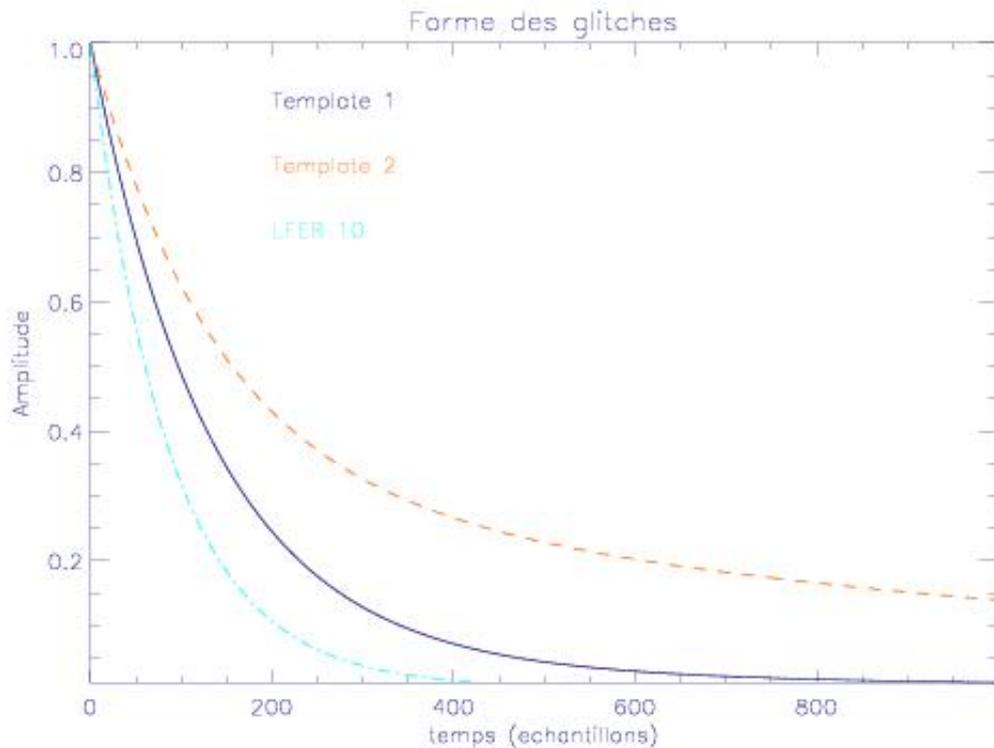


FIGURE 10.4 – Patrons des deux populations principales de glitches et réponse en temps (modèle LFER10) du détecteur 30\_143\_2a. Abscisse : temps en échantillons. Ordonnée : Amplitude normalisée.

signal est une montée très rapide ( $\sim 1,5$  ms) suivie d’une décroissance exponentielle.

On calcule l’énergie déposée dans les détecteurs par les glitches détectés avec le module `deglitch_toi` de la manière suivante :

$$E_{\text{glitch court}} = \int_0^{\infty} A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} dt = A_1 * \tau_1 \quad (10.1)$$

$$E_{\text{glitch long}} = \int_0^{\infty} \left( A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) dt = A_1 * \tau_1 + A_2 * \tau_2 \quad (10.2)$$

Pour caractériser les glitches, on regarde leur distribution d’énergie. La figure 10.5 montre un histogramme qui représente le nombre de glitch en fonction de leur énergie pour le détecteur 04\_217\_1 (sur les rings 240 à 5300).

On verra dans la section 10.3 que les histogrammes d’énergie permettent d’identifier différentes populations de glitches ayant des caractéristiques différentes.

Dans la suite de ce document les histogrammes des glitches que l’on montrera contiendront par défaut tous les glitches de l’intervalle considéré, sans distinction de type (court / long / patron) ou caractéristiques (*population*). Dans le cas contraire la légende précisera quels glitches ont été utilisés pour produire l’histogramme.

#### 10.1.4 Taux de glitches

La figure 10.6 montre les taux de glitches moyens mesurés pour chaque bolomètre.

On constate qu’il existe une grande dispersion entre les taux de glitches des différents bolomètres : de 30 à 130 glitches par minutes.

On remarque d’autre part qu’il existe une différence entre le nombre de glitches détectés par les bolomètres sensibles à la polarisation *a* et les bolomètres sensibles à la polarisation *b* : les 3/4 des bolomètres sensibles à la polarisation *b* ont un taux de glitch supérieur à leur bolomètre *a* associé.

Comme on l’a vu dans la section 7.2.6 les bolomètres PSBb sont placés de la même manière que les SWB, les

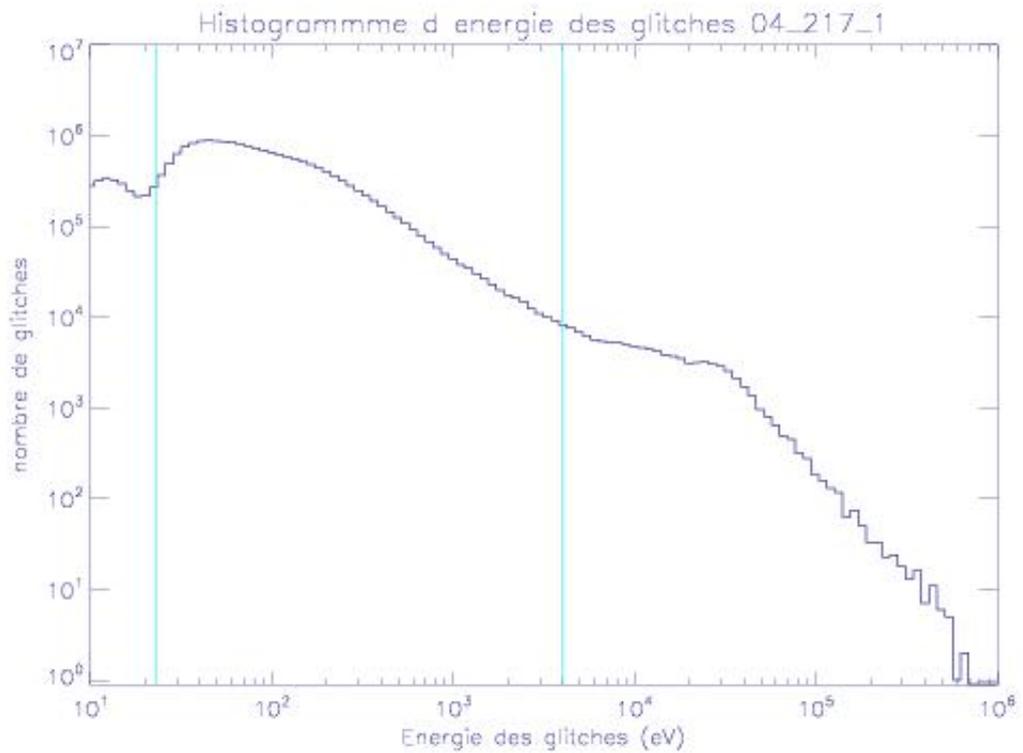


FIGURE 10.5 – Histogramme d'énergie des glitches du détecteur 04\_217\_1. La droite verticale bleue de gauche représente le seuil de détection des glitches dans les données et celle de droite représente un seuil en énergie qui permet d'identifier deux populations de glitches (voir la section 10.3). Abscisse : énergie en eV. Ordonnée : Nombre de glitches mesurés en 5060 rings de données (rings numéro 240 à 5300).

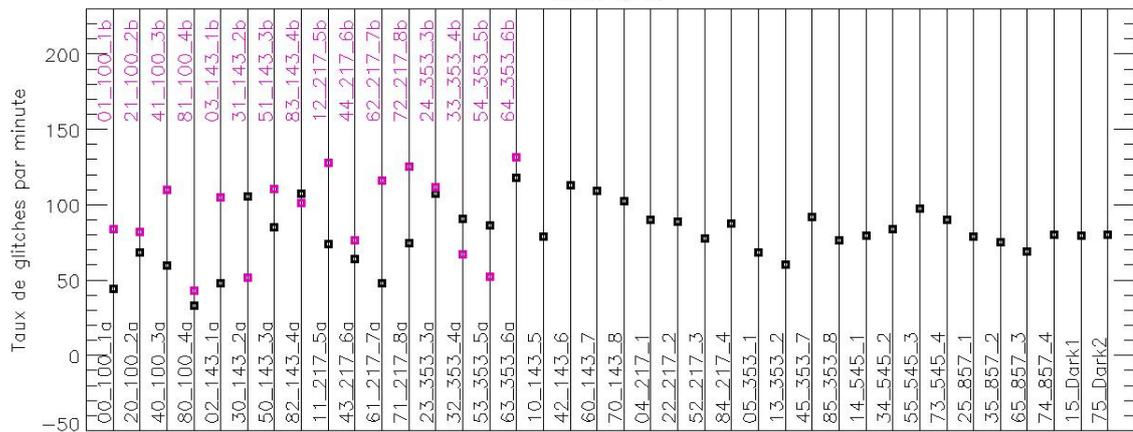


FIGURE 10.6 – Taux de glitches moyen mesurés pour chaque détecteur. Abscisse : détecteur. Ordonnée : taux de glitches (par minute).

PSBa sont placés au dessus des PSBb (la figure 10.7 montre le schéma du montage des bolomètres sensibles à la polarisation  $a$  et  $b$ ).

La différence de montage mécanique des bolomètres pourrait-elle expliquer des taux de glitches différents? Pourraient-ils être dus en partie à un effet géométrique? (par exemple un effet d'écrantage du bolomètre  $a$  par le bolomètre  $b$ ). Cette différence pourrait-elle être liée à un décalage en énergie des glitches qui nous ferait observer un nombre différent de glitches à une énergie donnée?

De plus pour certains des bolomètres l'asymétrie est opposée, c'est le bolomètre  $a$  qui a plus de glitches que le  $b$ . Il a été vérifié qu'aucune inversion des bolomètres  $a - b$  n'a été commise au cours du montage des PSB. On verra dans les sections 10.4 et 10.5 que cet effet d'asymétrie dépend des différentes populations de glitches observées et on émettra des hypothèses plus précises sur son origine.

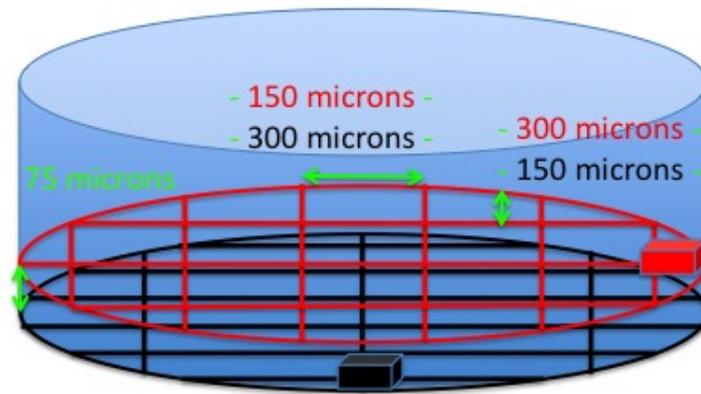


FIGURE 10.7 – Schéma du montage des bolomètres sensibles à la polarisation  $a$  (en rouge) et  $b$  (en noir).

### 10.1.5 Intervalle temporel

Le taux de rayons cosmiques interagissant avec un détecteur est une variable aléatoire qui peut être décrite par une loi de Poisson dont la moyenne est définie par le flux interceptant la surface du détecteur. L'intervalle temporel entre deux rayons cosmiques est donc également une variable aléatoire, elle suit une loi exponentielle décroissante dont la constante de temps est l'inverse du taux de glitches moyen.

La figure 10.8 montre un histogramme des intervalles temporels entre des glitches successifs vus par les détecteurs de HFI. Les courbes suivent des formes d'exponentielles décroissantes en accord avec la description ci-dessus.

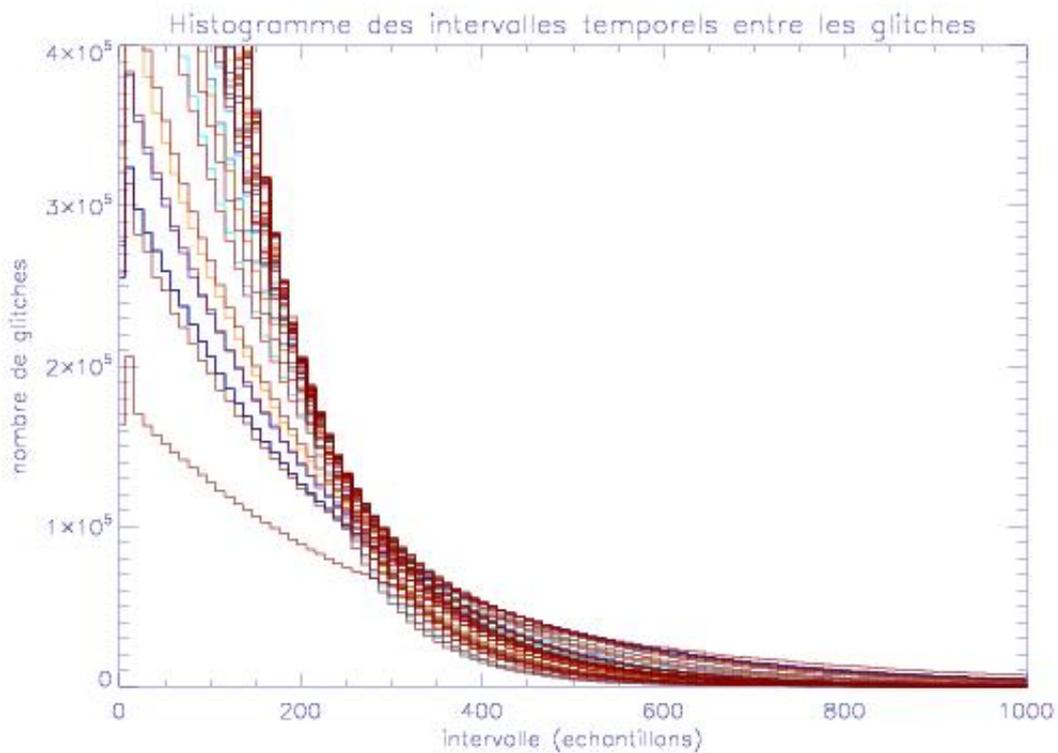


FIGURE 10.8 – Histogrammes des intervalles temporels des glitches. Chaque courbe représente un bolomètre. Abscisse : intervalle temporel entre les glitches successifs en échantillons. Ordonnée : Nombre de glitches mesurés en 3000 rings de données (rings numéro 2000 à 5000).

### 10.1.6 Corrélation avec la position des bolomètres

La figure 10.9 montre que le taux d'interaction entre le rayonnement cosmique et un bolomètre est indépendant de la position sur le plan focal de HFI. En effet l'instrument HFI possède une symétrie à peu près cylindrique autour de l'axe du plan focal. Et le rayonnement cosmique a une distribution spatiale uniforme. L'absorption du rayonnement cosmique par le satellite (qui n'a pas la symétrie cylindrique autour de l'axe de HFI) est le seul effet qui pourrait produire une corrélation entre le nombre de rayons cosmiques reçus par un détecteur et sa position. Cet effet est donc négligeable.

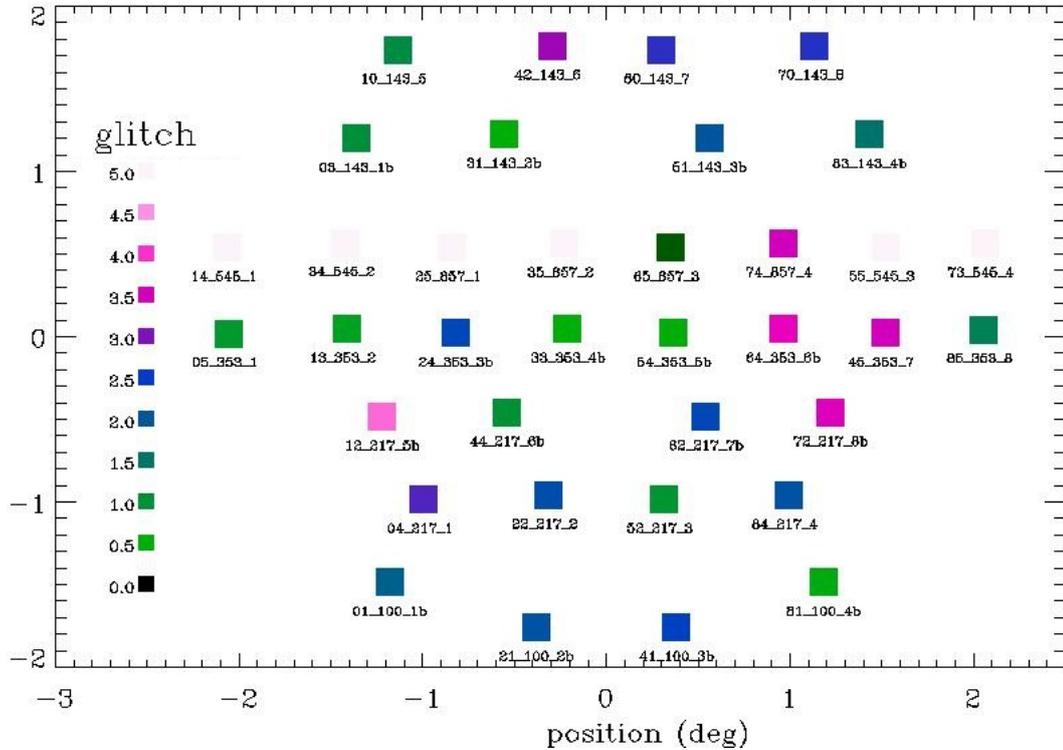


FIGURE 10.9 – Corrélation entre le taux de glitches et la position des bolomètres sur le plan focal de HFI. Echelle de couleur : taux de glitches (échelle arbitraire).

### 10.1.7 Variabilité avec la phase (direction d'observation)

Planck suit une stratégie de pointage qui le fait tourner sur lui même. Un objet fixe du ciel peut donc être caractérisé par sa phase. Si les rayons cosmiques vus par HFI proviennent d'une (ou plusieurs) source définies l'étude du nombre de glitches en fonction de la phase doit le faire apparaître. La figure 10.10 montre que ce n'est pas le cas. Les rayons cosmiques que l'on observe viennent de toutes les directions sur la sphère céleste.

### 10.1.8 Variabilité temporelle du taux de glitches mesuré

La figure 10.11 montre la variation des taux de glitches mesurés dans les données de 4 détecteurs de HFI.

On voit des fluctuations de faible amplitude (quelques pourcents) et qui sont les mêmes pour tous les détecteurs (indépendantes de la fréquence).

On émet l'hypothèse que les variations du taux de glitch observées correspondent aux fluctuations naturelles du flux de rayons cosmique. On modélise le taux de glitch détecté par chaque bolomètre de la manière suivante :

$$Taux_{glitches} = Flux_{rayons\ cosmiques} * Eff_{bolomètre} \quad (10.3)$$

où  $Eff_{bolomètre}$  est l'efficacité de détection des glitches par le bolomètre.

Le flux de rayons cosmiques est modélisé par la moyenne des taux de glitches des bolomètres à 100, 143, 217 et 353 GHz.

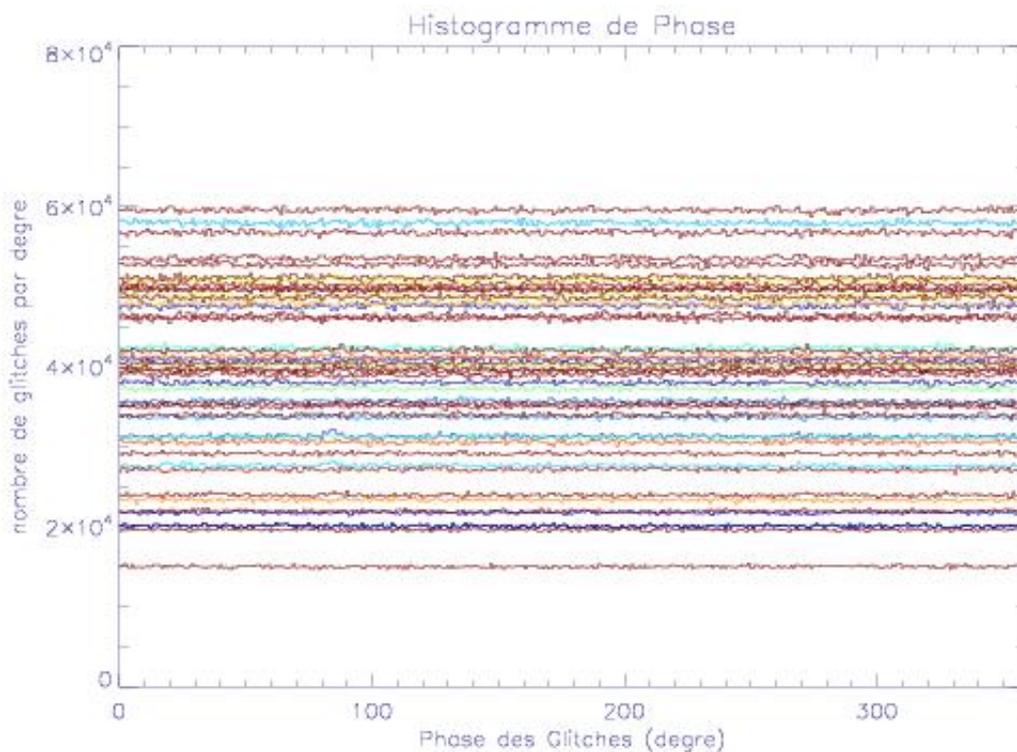


FIGURE 10.10 – Taux de glitches en fonction de la phase. Chaque courbe représente un bolomètre. Abscisse : phase en degrés. Ordonnée : Nombre de glitches par degré mesurés en 3000 rings de données (rings numéro 2000 à 5000).

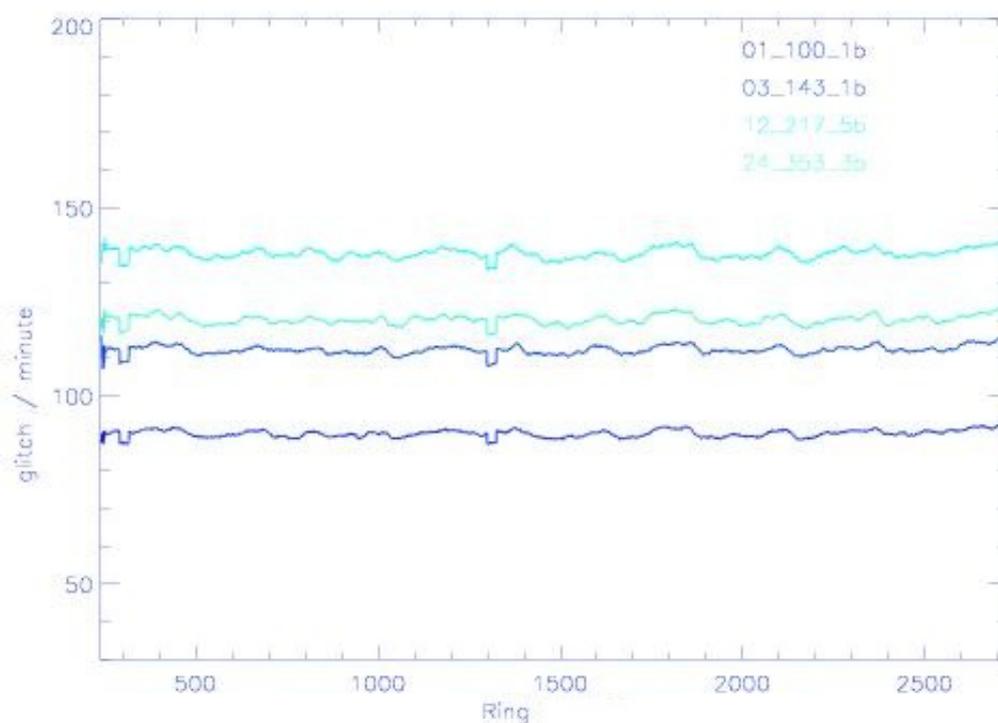


FIGURE 10.11 – Taux de glitches de quelques bolomètres de HFI à différentes fréquences. Abscisse : numéro de ring (temps). Ordonnée : Taux de glitches par minute.

La figure 10.12 montre le flux de rayons cosmiques modélisé de cette manière, comparé au flux de rayons

cosmiques mesuré par le SREM<sup>1</sup> de Planck.

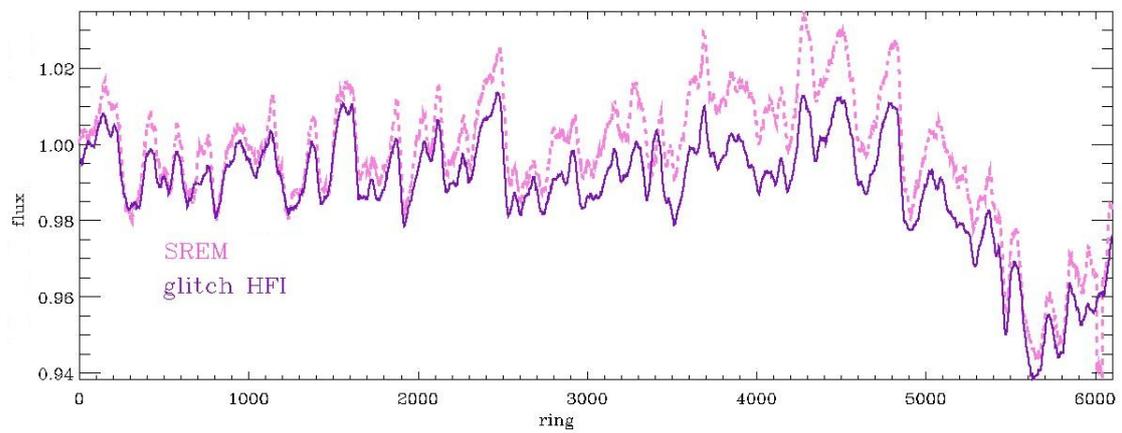


FIGURE 10.12 – Taux de glitches moyen des bolomètres de HFI comparé au nombre de coups mesuré par le SREM de Planck. Abscisse : numéro de ring (temps). Ordonnée : Unités normalisées.

On constate que les variations de ces deux quantités sont fortement corrélées : les glitches observés dans les données sont bien causés par les rayons cosmiques qui traversent les détecteurs et ne sont donc pas dû à de la radioactivité locale.

---

1. Space Radiation Environment Monitor : détecteur de rayons cosmiques installé sur le satellite

## 10.2 Quelles sont les particules qui interagissent ?

Le rayonnement cosmique est un phénomène très bien connu et étudié depuis le début du XX<sup>e</sup> siècle. Il se compose en majorité de protons (85%) mais aussi de noyaux d'Hélium (14%), d'électrons (1%) et d'autres noyaux atomiques. Le spectre du rayonnement cosmique s'étend sur au moins 12 ordres de grandeur en énergie comme on peut le voir sur la figure 10.13.

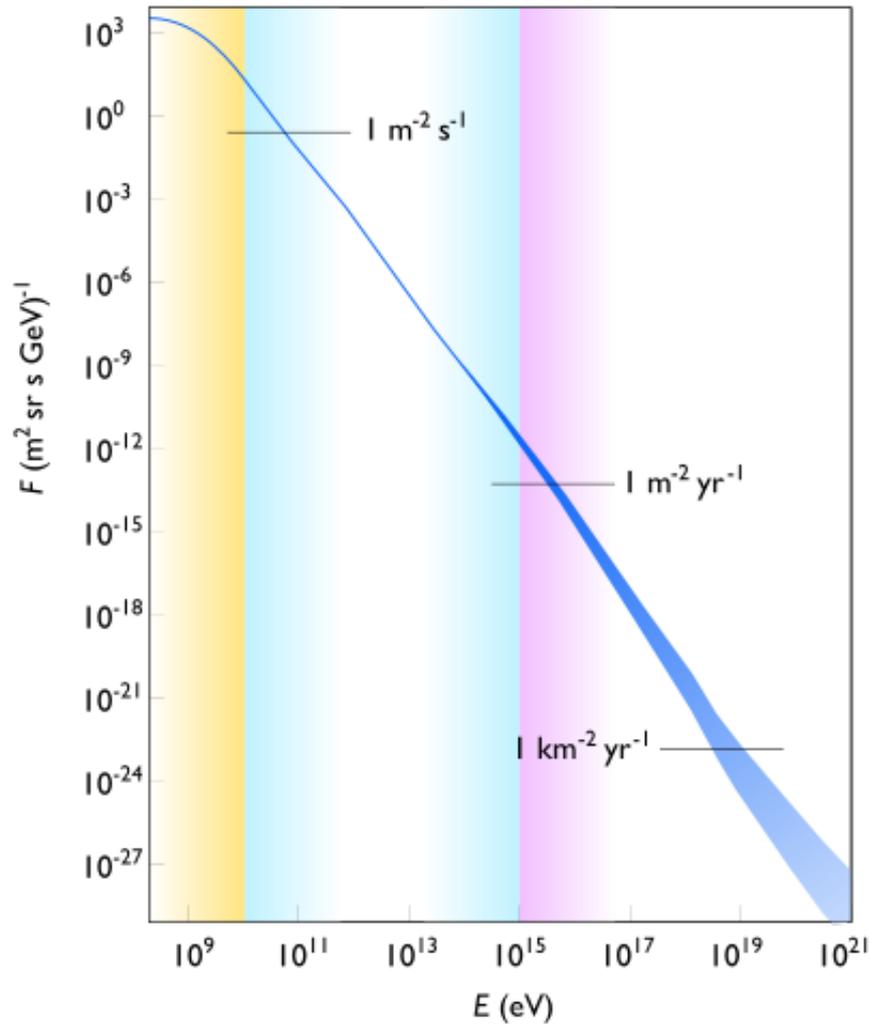


FIGURE 10.13 – Distribution de l'énergie des rayons cosmiques. Abscisse : énergie en eV, échelle logarithmique. Ordonnée : Flux de rayons cosmiques observés hors de l'atmosphère terrestre, échelle logarithmique. [Lafebre 2001]

Les particules qui interagissent le plus efficacement avec les détecteurs de HFI sont celles qui d'une part déposent suffisamment peu d'énergie dans les matériaux qui compose le satellite pour pouvoir les traverser, et qui d'autre part sont suffisamment nombreuses pour avoir un taux d'interaction élevé.

- La première condition pose une limite inférieure à la gamme d'énergie : la figure 10.14 montre qu'en deça de 100 MeV le dépôt d'énergie dans les matériaux métalliques (ici le cuivre ; la forme de la courbe est la même pour les autres matériaux) augmente rapidement par conséquent les particules sont arrêtées avant d'atteindre les détecteurs.
- La seconde condition nécessite un flux suffisant de particules, elle pose une limite supérieure à la gamme d'énergie. Les figures 10.13 et 10.18 montrent qu'au delà de 5 GeV le flux de particules décroît très rapidement. Le taux d'interaction entre les particules et les détecteurs devient donc très faible (les calculs de la section 10.4.3 confirment que le nombre d'interactions directes détectées entre les rayons cosmiques et les détecteurs est cohérent avec le flux de particules dont l'énergie est de l'ordre du GeV).

Les modélisations numériques effectuées par Chloé Feron en 2005 [Feron 2005] ont également montré que

les particules qui interagissent le plus efficacement avec les détecteurs après avoir traversé le satellite sont les particules ayant une énergie de l'ordre de 50 MeV à 5 GeV.

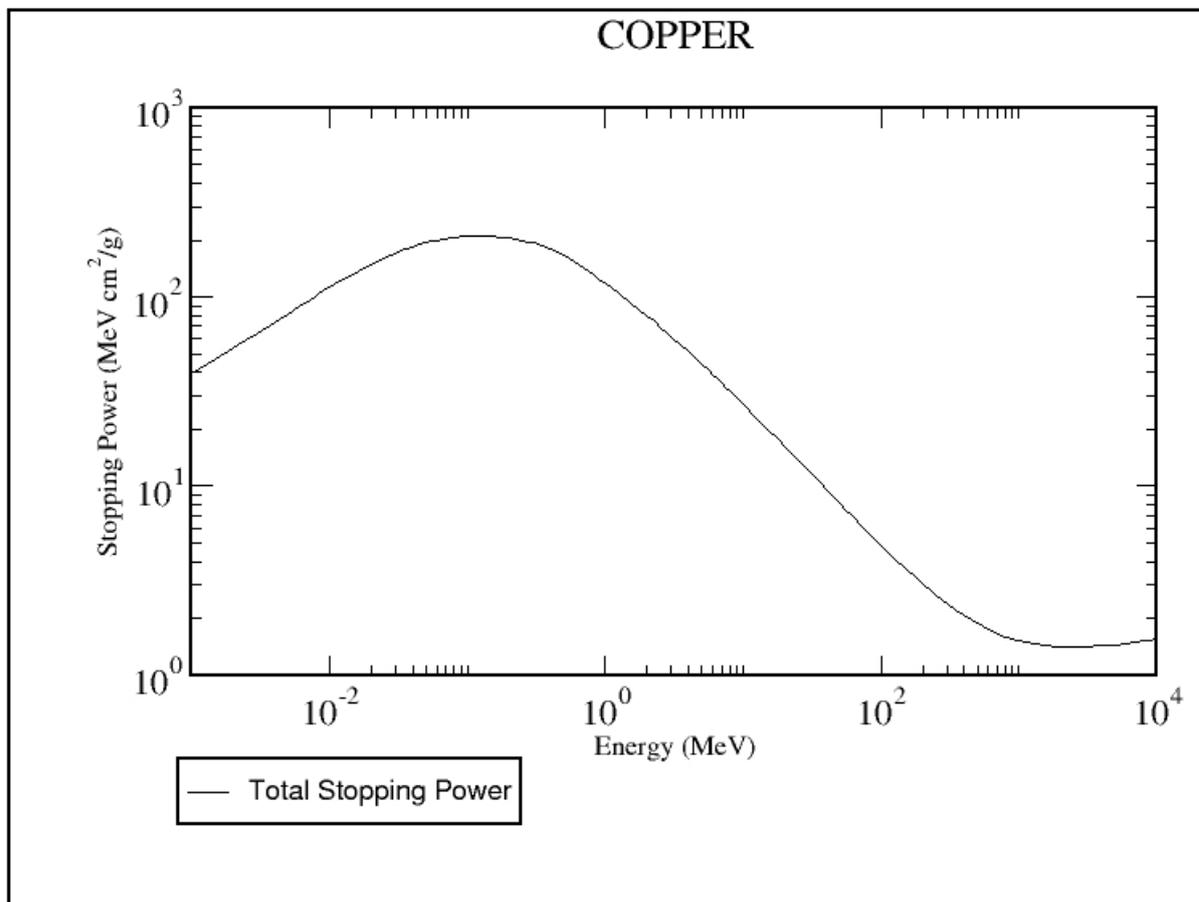


FIGURE 10.14 – Dépôt d'énergie des protons dans le cuivre. Abscisse : energie en MeV. Ordonnée : dépôt d'énergie en MeV . cm<sup>2</sup> / g. Source : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>.

Le rayonnement cosmique a plusieurs origines. La composante dominante est différente selon la gamme d'énergie : le vent solaire domine dans la gamme des faible énergie (jusqu'à quelques keV, sauf en cas d'éruption solaire où il peut atteindre le MeV voire le GeV) ; les rayons cosmiques galactiques dominent la plus grande partie du spectre (de la centaine de MeV à 10<sup>15</sup> GeV) ; les particules extragalactiques sont dominantes aux énergies les plus hautes (au delà de 10<sup>15</sup> GeV). Les rayons cosmiques qui interagissent le plus efficacement avec les détecteurs de HFI sont donc probablement les rayons cosmiques galactiques de basse énergie.

**Les particules solaires :** Le flux de particules solaires est corrélé à l'activité du soleil. Aux énergies qui nous intéressent, elles représentent la queue de distribution des particules émises par le soleil et sont peu nombreuses ; elles sont noyées par les particules galactiques (qui expliquent la quasi-totalité des glitches observés dans les données). Cependant en cas d'éruption solaire, celui-ci émet un grand nombre particules dont l'énergie est plus élevée que pendant les périodes calmes et cette composante peut devenir dominante pendant une courte période.

La figure 10.15 montre l'activité solaire au cours du temps. On voit clairement le cycle solaire de 11 ans. Le nombre de tâches solaires qui caractérise l'activité du Soleil est fortement corrélé avec l'irradiance, le flux radio et la fréquence des éruptions solaires [Rohde].

**Les rayons cosmiques galactiques :** Ils font apparaître deux composantes.

- La composante dite *normale* a une énergie supérieure à la centaine de MeV environ ; elle est due aux particules chargées (protons en majorité) qui proviennent des sources galactiques (les particules chargées de plus faible énergie rebondissent sur le champ magnétique solaire et n'entrent pas dans le système solaire). A basse énergie ( $\sim 50$  MeV - 5GeV), le flux de particules de cette composante est anticorrélée à l'activité du Soleil (voir la figure 10.17) car les particules chargées sont diffusées par

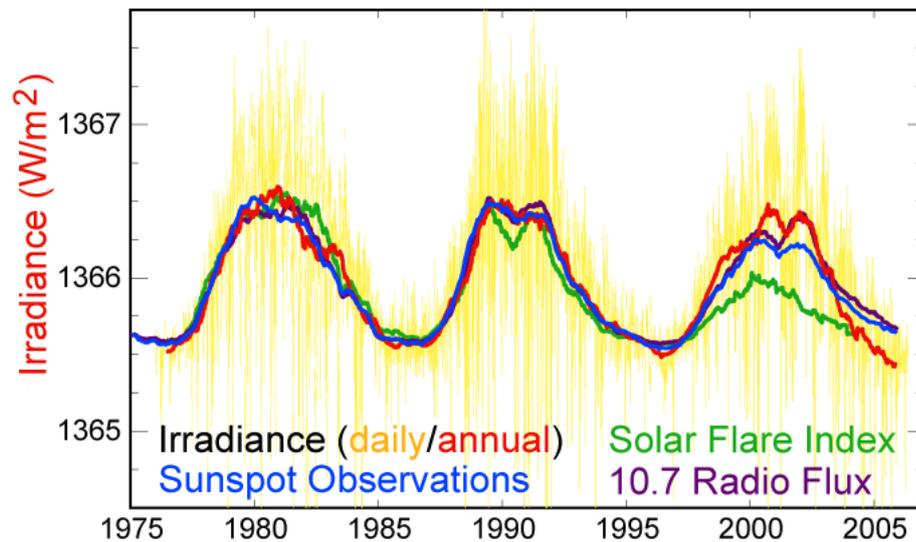


FIGURE 10.15 – Le cycle solaire : Irradiance, nombre de tâches solaires, fréquence des éruptions solaires, flux radio en fonction du temps. Abscisse : année. Ordonnée : irradiance ( $\text{W}/\text{m}^2$ ), échelle arbitraire pour les autres quantités. [Rohde]

le champ magnétique solaire.

- La composante dite *anormale* proviendrait essentiellement de particules galactiques neutres (atomes) de plus faible énergie (typiquement quelques MeV). Lorsque ces particules s’approchent du Soleil elles seraient ionisées par l’interaction avec le vent solaire puis accélérées par un mécanisme encore mal compris qui fait intervenir des rebonds sur l’onde de choc terminale du vent solaire pour être finalement réfléchies vers l’intérieur du système solaire. La figure 10.16 illustre ce phénomène [Pesses 1981] [Fahr 1991].

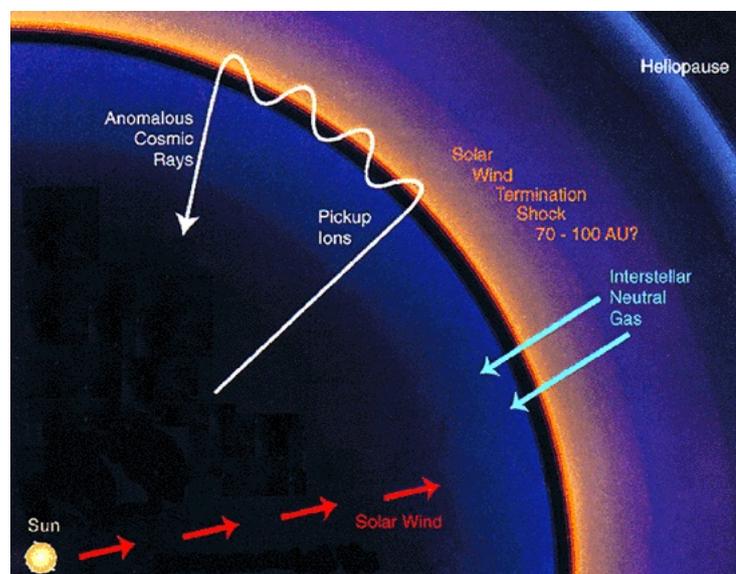


FIGURE 10.16 – Schéma montrant l’origine et l’accélération de la composante anormale du rayonnement cosmique galactique [Helios].

Dans la gamme d’énergie qui nous concerne pour l’interaction avec les détecteurs de Planck (quelques centaines de MeV à la dizaine de GeV), la composante galactique normale représente la grande majorité des rayons cosmiques. Elle est fortement anti-corrélée avec l’activité du soleil dans cette gamme d’énergie comme l’illustre la figure 10.17 qui montre son flux (représenté par le flux de neutrons d’énergie de l’ordre du GeV) mesuré entre 1955 et 2010 comparé au nombre de tâches solaires visibles (Source : <http://neutronm.bartol.udel.edu/>).

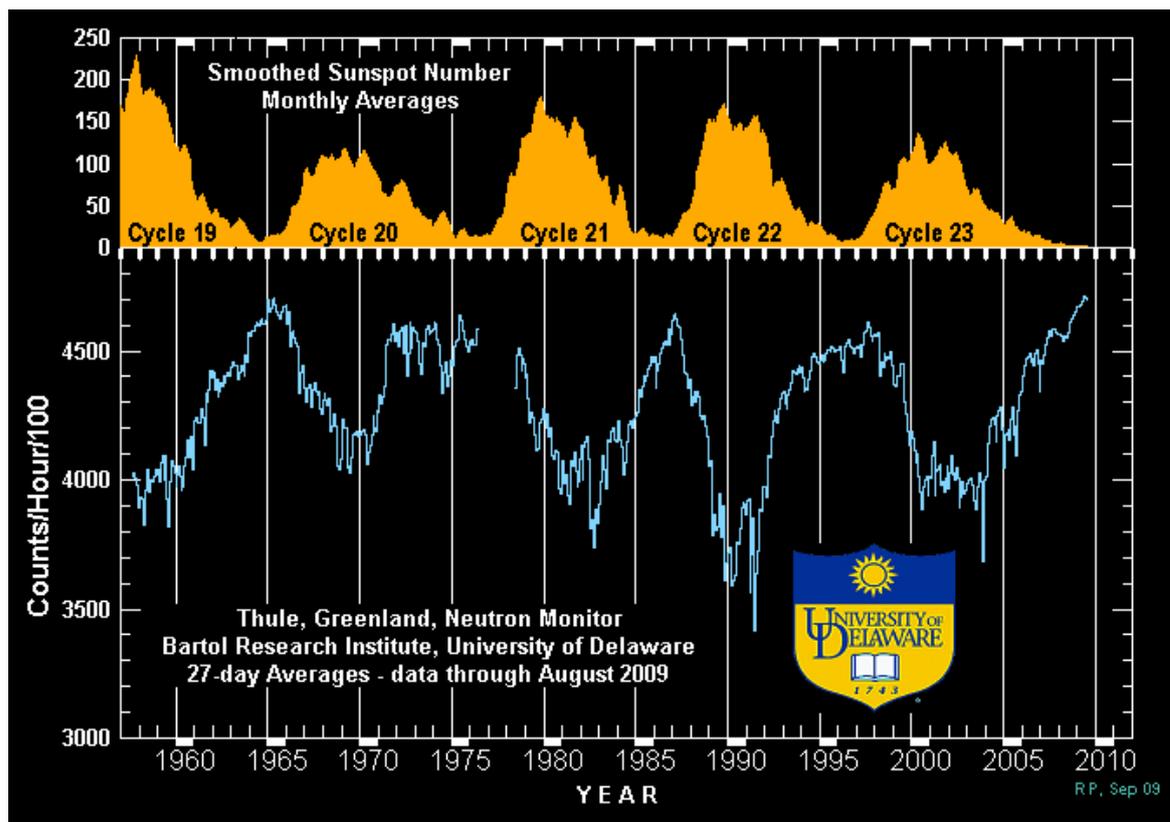


FIGURE 10.17 – Evolution du flux de la composante normale du rayonnement cosmique galactique (représenté par le flux de neutrons d'énergie de l'ordre du GeV) et du nombre de taches solaires visibles, entre 1955 et 2010. Abscisse : année. Ordonnée : taux de comptage. Source : <http://neutronm.bartol.udel.edu/>.

La figure 10.18 montre le flux de protons du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie, mesuré par l'expérience BESS entre 1997 et 2002, ainsi qu'une estimation du flux de protons dans le milieu interstellaire. A une énergie supérieure à 5 GeV environ, le flux est stable (il ne dépend pas de l'année de mesure). En dessous, il varie dans le temps avec l'activité solaire [Shikaze 2002].

Dans la gamme d'énergie autour du GeV, où le flux est maximal et la probabilité que les particule traverse le satellite pour interagir avec les détecteurs est maximale (car le dépôt d'énergie dans les matériaux est minimal), on voit que flux de protons cosmiques atteint 300 à 400 particules/(m<sup>2</sup>.sr.s.GeV) au cours d'un maximum d'activité solaire (2002) et 1500 à 2000 particules/(m<sup>2</sup>.sr.s.GeV) au cours d'un minimum solaire "normal" (1997).

La figure 10.19 montre la variation du taux de glitches moyen dans les données de HFI. Elle est comparée à l'activité solaire et au nombre de rayons cosmiques détectés par deux des canaux du SREM de Planck. Le dépôt d'énergie des rayons cosmique dans le SREM de Planck est plus grande pour les particules de faible énergie ( $E < 1$  GeV) que pour celles de grande énergie ( $E > 1$  GeV). Par conséquent ces dernières se caractérisent par un faible dépôt d'énergie ( $E_{\text{dep}} \approx 0,05 - 0,5$  MeV). Les particules de faible énergie, au contraire se caractérisent par un dépôt d'énergie plus important ( $E_{\text{dep}} \approx 0,5 - 5$  MeV). Voir la figure 10.20.

On constate d'une part que le canal de plus grande énergie déposée du SREM ( $E_{\text{dep}} \approx 3$  MeV) est plus fortement corrélé à l'activité solaire que celui de plus faible énergie ( $E_{\text{dep}} \approx 0,1$  MeV) : en effet les particules de plus faible énergie sont celles qui déposent le plus d'énergie dans le SREM mais également dans les bolomètres de HFI, ce sont donc celles qui créent des glitches avec la plus grande efficacité.

Et d'autre part que le taux de glitches et le flux de rayons cosmiques sont effectivement anti-corrélés à l'activité solaire : plus le nombre de taches solaire est grand plus le taux de glitches est faible.

Le rayonnement cosmique galactique, modulé par l'activité solaire, est à l'origine des glitches qu'on observe dans les détecteurs de HFI. En effet son flux est maximal pour la gamme d'énergie permettant l'interaction la plus efficace avec les détecteurs et l'anti-corrélation avec l'activité solaire confirme qu'il s'agit bien de cette

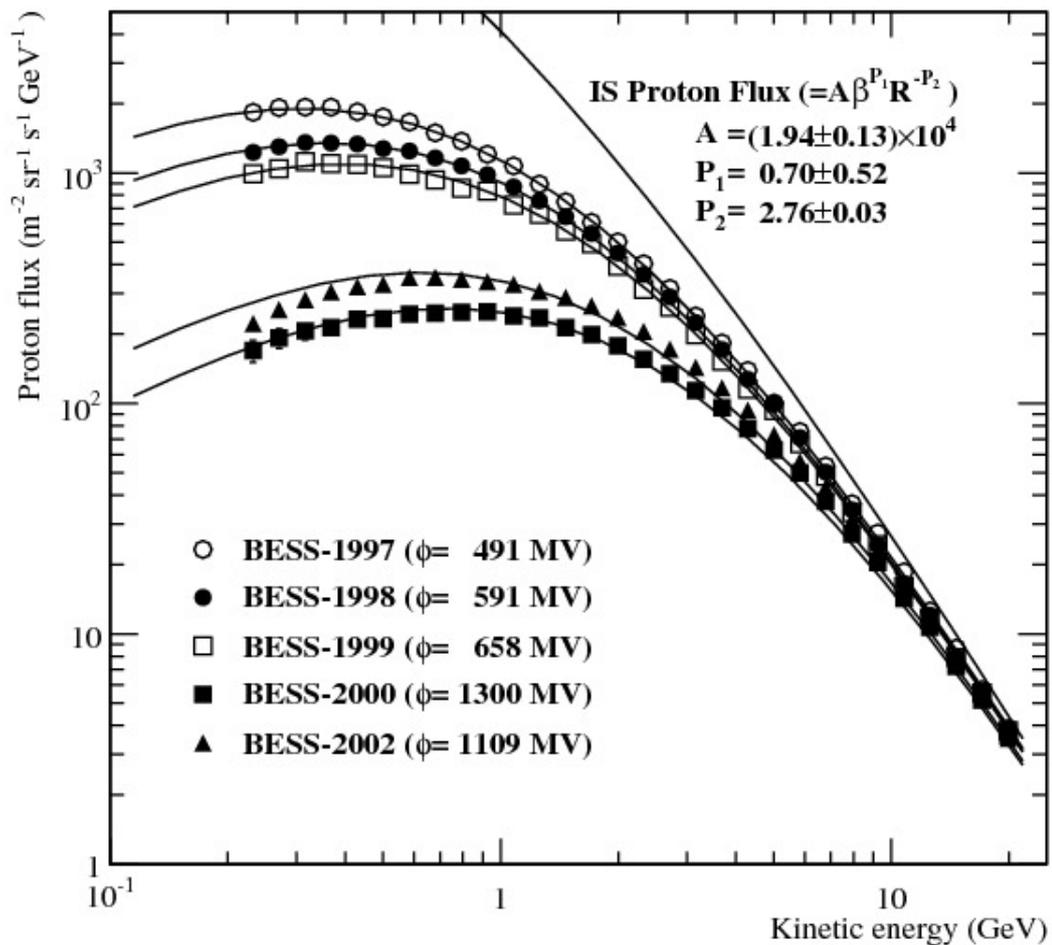


FIGURE 10.18 – Flux de protons du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie. Mesures effectuées par BESS entre 1997 et 2002 [Shikaze 2002]. Abscisse : énergie (GeV). Ordonnée : flux de protons (protons par  $\text{m}^2$  par sr par GeV).

composante.

Le précédent minimum d'activité solaire a eu lieu en 1997, suivi par un maximum en 2000-2001 (les vols d'Archéops ont eu lieu à cette période et ont donc connu un minimum du flux de la composante normale du rayonnement cosmique galactique), le nouveau minimum d'activité solaire que nous connaissons actuellement est exceptionnellement faible : on estime que le flux de protons à quelques centaines de MeV est plus grand d'un facteur 2 à 3 que lors du minimum solaire de 1997 et d'un facteur supérieur à 10 par rapport à la période du vol d'Archeops (ces valeurs seront confirmées par les calculs de la section 10.4.3). On verra que c'est l'une des raisons qui expliquent l'excès de glitches observé par rapport aux prédictions basées sur les résultats d'Archéops et les mesures au sol.

Pour les calculs qui suivent on utilisera donc une valeur estimée de 5000 particules( $\text{m}^2.\text{sr}.\text{GeV}.\text{s}$ ) pour le flux de rayons cosmiques aux énergies proches du GeV.

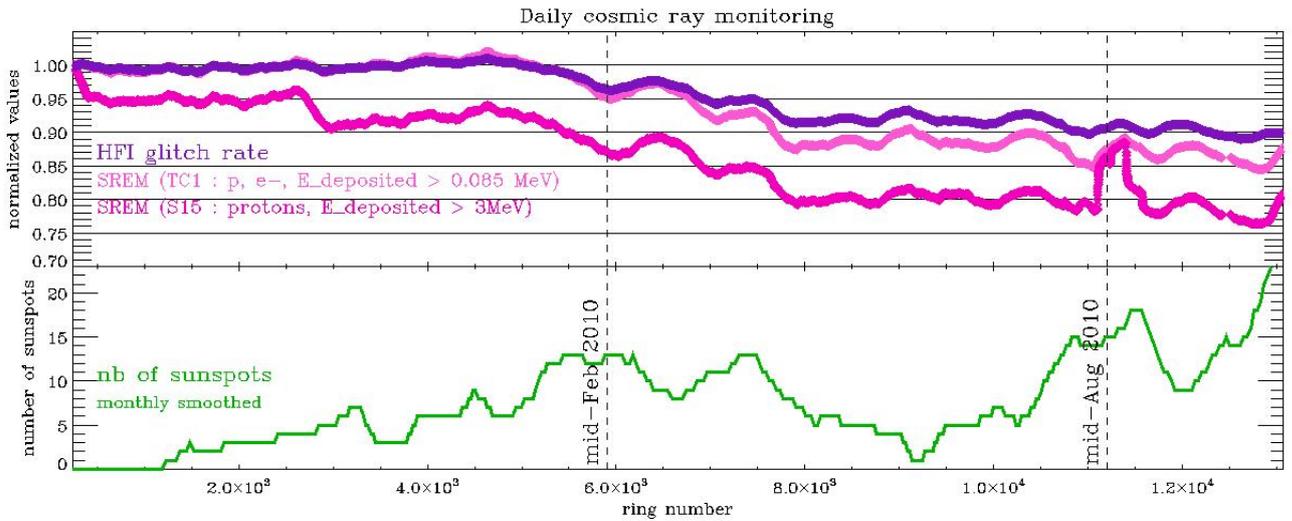


FIGURE 10.19 – Taux de glitches moyen des bolomètres en violet. Nombre de rayons cosmiques détectés par le SREM de Planck dans deux canaux d'énergie en rose. Activité solaire (nombre de taches solaires) en vert. Abscisse : numéro de ring (temps). Ordonnée : Taux de glitches (normalisé), nombre de rayons cosmiques (normalisé), nombre de taches solaire.

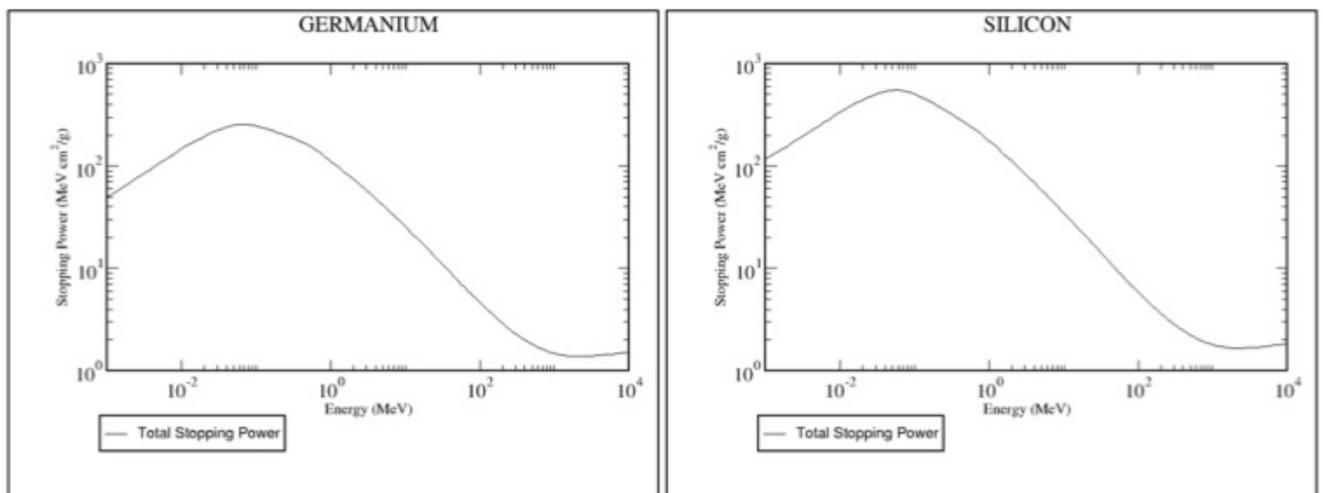


FIGURE 10.20 – Dépôt d'énergie des protons dans le germanium et le silicium en fonction de leur énergie. Abscisse : énergie (MeV). Ordonnée : Dépôt d'énergie ( $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ ). Source : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>

### 10.3 Zoologie : les différents types de glitches

Les deux principales méthodes que l'on utilise pour identifier les différentes populations de glitches en fonction du lieu d'interaction entre les particules et les détecteurs sont d'étudier la distribution de l'énergie déposée dans les détecteurs et de caractériser la forme des glitches au niveau des TOI.

La figure 10.21 montre les données ordonnées en temps du détecteur 05\_353\_1 : la courbe noire représente les données brutes et la courbe rouge montre les données après "nettoyage" des glitches.

La figure 10.22 montre la distribution énergétique de tous les glitches du détecteur 05\_353\_1 observés entre les rings 240 et 5300, dans la version 3.1 du TOI-processing. On voit clairement apparaître deux populations principales de glitches sur l'histogramme 10.22 : on peut distinguer une population qui apparaît comme une droite et une autre qui se présente comme un excès en forme de créneau au dessus de la première.

La figure 10.23 montre la forme caractéristique de chaque population sous la forme de patrons, pour le détecteur 30\_143\_2a.

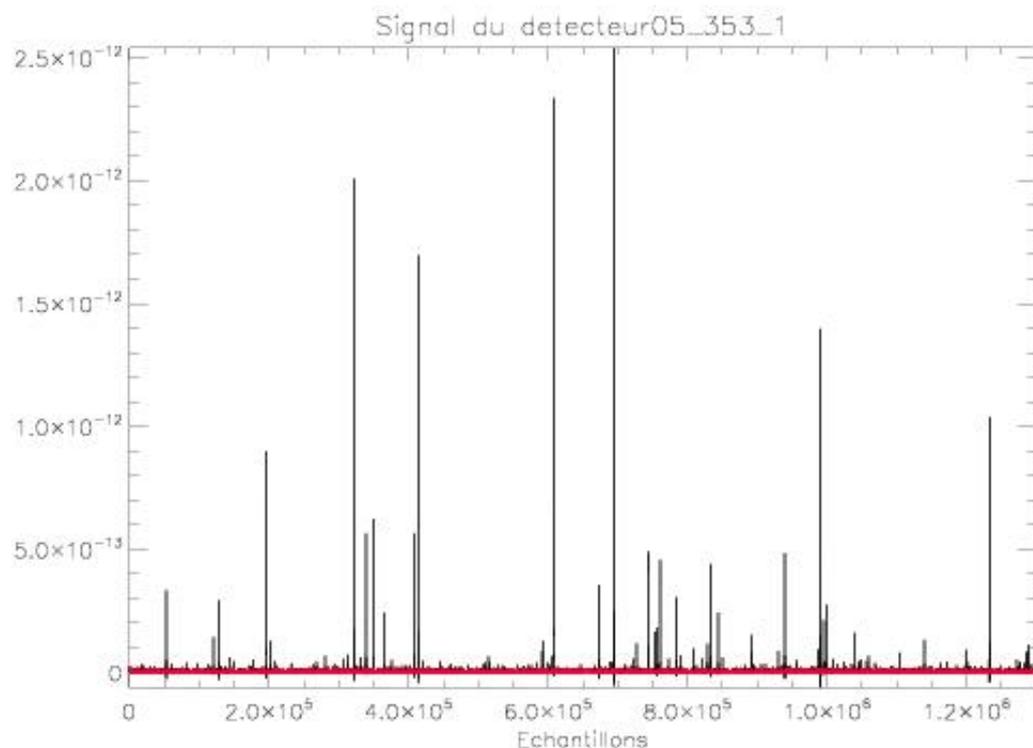


FIGURE 10.21 – Un ring de données ordonnées en temps pour le bolomètre 05\_353\_1. En noir les données brutes, en rouge les données qui seront projetées sur les cartes (après le nettoyage des glitches). Abscisse : temps en échantillons. Ordonnée : Amplitude du signal en watt.

Comme on va le voir en détails dans la suite de ce chapitre, on a pu identifier quatre populations différentes de glitches et un cas particulier à la frontière entre glitch et effet thermique :

**L'herbe** : c'est la population qui est distribuée en loi de puissance (et qui apparaît donc comme une droite sur l'histogramme 10.22, en échelles logarithmiques) et qui s'étend du seuil de détection jusqu'à la fin de l'histogramme. Sur les données ordonnées en temps (figure 10.21) ils forment un bruit de fond de glitches (qui peut ressembler à de l'herbe avec un peu d'imagination). Ce sont les glitches les plus nombreux. On montrera qu'ils sont liés à des interactions indirectes des rayons cosmiques avec les détecteurs. Ils sont représentés en bleu sur la figure 10.23.

**Les arbres** : c'est la population en forme de créneau qui apparaît comme un excès au dessus de l'herbe sur l'histogramme 10.22. Sur les données ordonnées en temps (figure 10.21), ce sont les très grands glitches qui sortent très largement au dessus de l'herbe. Ils représentent un taux de quelques glitches par minute. Nous verrons que ce sont les particules du rayonnement cosmique qui interagissent directement dans le thermistor des bolomètres ou dans les thermomètres. Ils sont représentés en rouge sur la figure 10.23.

**Les bonsaïs** : c'est une population qui est noyée sous le nombre des glitches de l'herbe et qui n'apparaît pas dans l'histogramme 10.22. Ils sont moins énergétiques et plus nombreux que les arbres : on verra

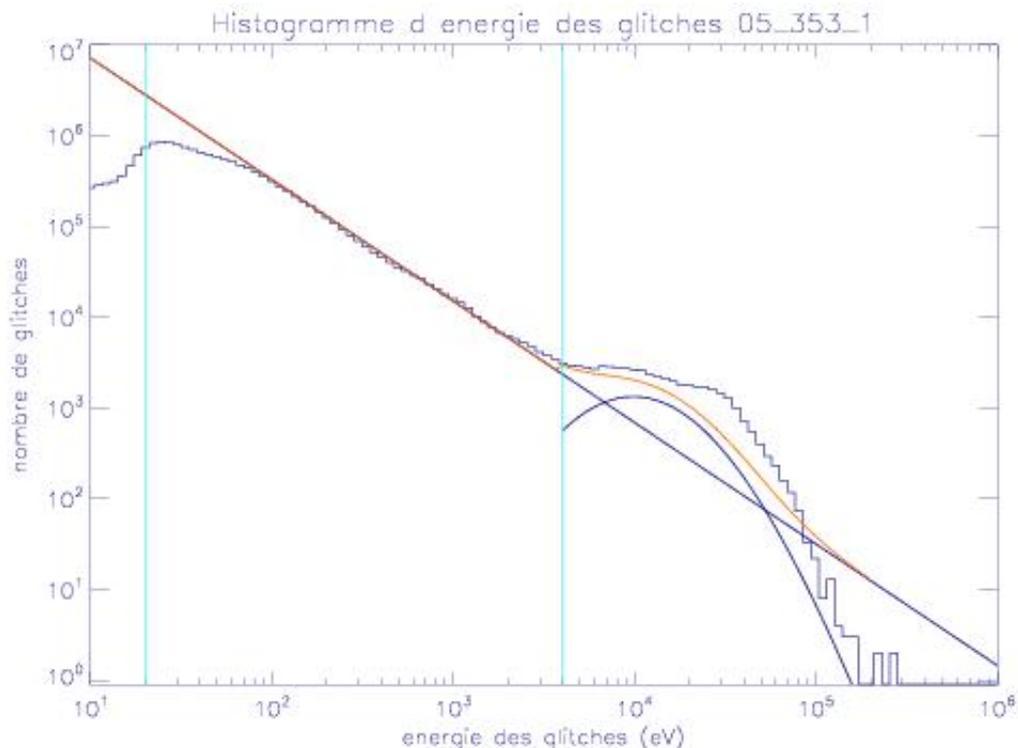


FIGURE 10.22 – Distribution de l'énergie des glitches pour le bolomètre 05\_353\_1. Abscisse : Energie en eV, échelle logarithmique. Ordonnée : Nombre de glitches pour les rings 240 à 5300, échelle logarithmique.

que ce sont les rayons cosmiques qui interagissent directement dans la grille des bolomètres ou dans le saphir des thermomètres (cette population représente l'essentiel des glitches vus dans Archéops et simulés avant la mission). Ils sont représentés en noir sur la figure 10.23.

**Les escargots :** ce sont des glitches à longue constante de temps. Leur amplitude est le plus souvent faible, mais leur énergie est assez grande. Ils sont peu nombreux. Ils ne sont pas visibles sur les histogrammes car ils sont noyés sous le nombre des glitches de *l'herbe*. Pour les voir apparaître dans les TOIs il est nécessaire de lisser les données. On les appelle *escargots* car ils sont "lents" et cachés dans *l'herbe*. On montrera des éléments favorisant l'hypothèse d'une interaction indirecte entre le rayonnement cosmique et le substrat des détecteurs pour les expliquer. Ils sont représentés en vert sur la figure 10.23.

**Les rhinocéros et les éléphants :** ce sont des événements de **très** grande énergie. On ne les voit pas sur les histogrammes car leur méthode de détection est différente. Ils touchent simultanément de nombreux détecteurs mais ils sont très peu nombreux (1 par jour à 1 par semaine). Ils se caractérisent par un glitch au début de l'événement suivi une fluctuation thermique de grande amplitude.

## 10.4 Les rayons cosmiques directs : des glitches de type *arbres* et *bonsaï*

Comme on l'a vu ci-dessus certaines des particules du rayonnement cosmique peuvent interagir et déposer de l'énergie directement dans les détecteurs. Il y a 4 zones principales d'interaction possible du point de vue des bolomètres de HFI : la grille, le thermistor, le substrat, *l'extérieur*.

La grille et le thermistor qui constituent le cœur du détecteur sont reliés au substrat et à *l'extérieur* par des connexions thermiques. C'est d'ailleurs l'évacuation de la chaleur par ces connexions qui donne aux détecteurs une réponse en forme d'exponentielle décroissante, caractérisée par une ou plusieurs constantes de temps, à une excitation de type impulsion (typiquement le dépôt d'énergie d'un rayon cosmique). Par conséquent un dépôt d'énergie dans le substrat, s'il est observé, doit être caractérisé par un temps de montée du même ordre de grandeur que la constante de temps des bolomètres.

On a montré ci-dessus que les glitches observés dans les données ont un temps de montée très court (typiquement 1 ms ce qui correspond à 1/4 d'échantillon), ils proviennent donc de la grille et du thermistor des bolomètres.

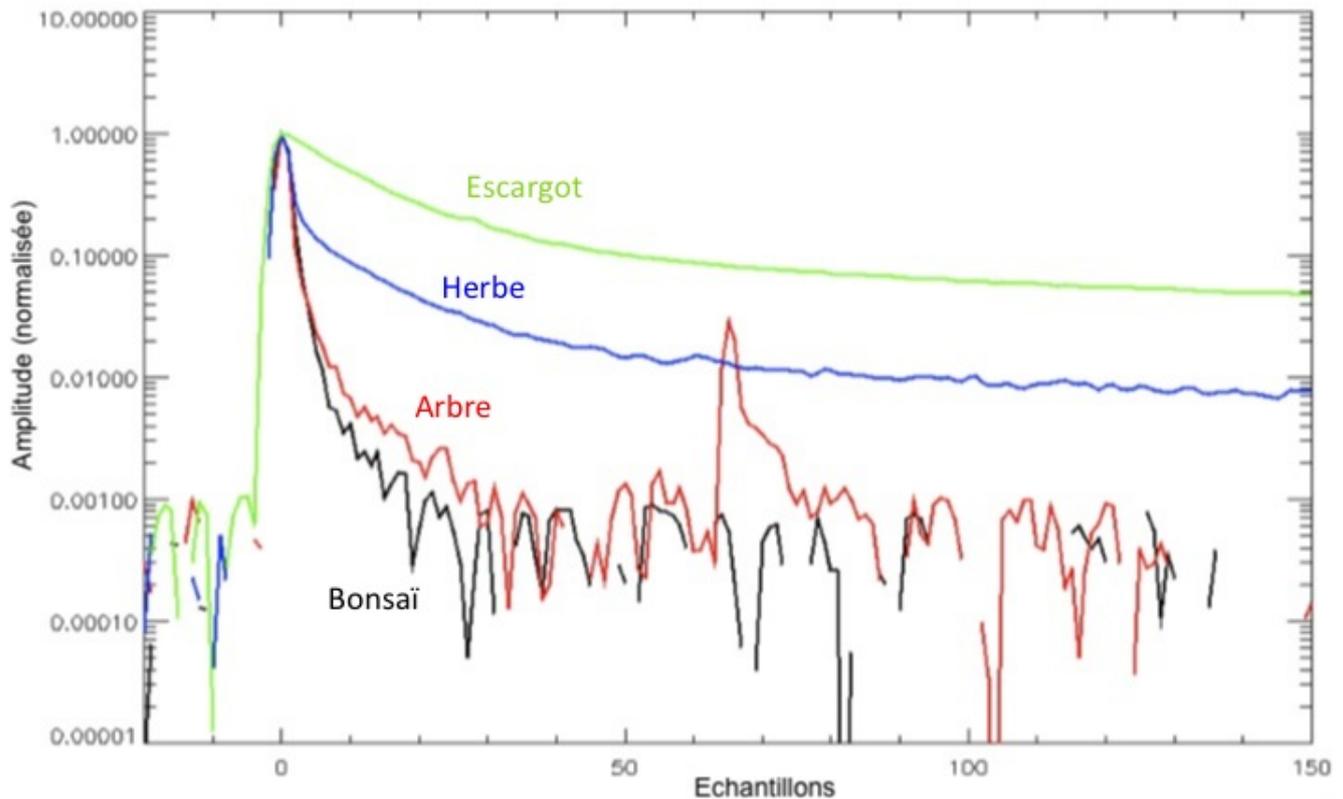


FIGURE 10.23 – Patrons des différents types de glitches : escargots (vert), des glitches de l’herbe (bleu) et des arbres (rouge). Détecteur 30\_143\_2a. Abscisse : temps en échantillons. Ordonnée : amplitude normalisée.

Montrons à présent que les glitches de type arbres qui constituent la bosse à haute énergie de l’histogramme 10.22 sont dus aux rayons cosmiques primaires interagissant avec le thermistor du bolomètre.

#### 10.4.1 Saturation à haute énergie

En regardant attentivement la figure 10.22 on constate que la population en loi de puissance ne semble pas se prolonger au delà du créneau des *arbres*. En effet le seuil de saturation de la compression électronique des données intervient au voisinage de  $10^5$  eV, soit  $1,5 \times 10^{-3}$  Volt. Les signaux très piqués (beaucoup d’énergie en très peu de temps) d’amplitude supérieure à la limite de saturation sont tronqués lors de la compression. Leur amplitude est donc sous estimée. Ce phénomène apparaît plus clairement sur la figure 10.24 en regardant l’amplitude des glitches plutôt que leur énergie. On voit effectivement qu’aucun glitch n’a une amplitude supérieure au seuil de saturation.

Une question légitime apparaît alors : le créneau des *arbres* sur la figure 10.24 n’est-il pas simplement constitué des glitches saturés dont l’énergie est sous-évaluée ?

Pour y répondre on compare le nombre de glitches de type arbre en excès au dessus de la loi de puissance au nombre de glitches manquants à plus haute énergie si la loi de puissance se poursuit normalement. Le calcul montre que le nombre de glitches "manquants" à la loi de puissance, au delà du seuil de saturation ne représente que quelques pourcent du nombre de glitches de type arbre selon les bolomètres. De plus, les glitches qui saturent les détecteurs apparaissent nécessairement dans le dernier élément de l’histogramme et ne peuvent pas apparaître à plus basse énergie. Cet effet n’est donc pas dominant et ne peut pas expliquer la populations de glitches de type arbre.

#### 10.4.2 Corrélation avec la géométrie du détecteur

On a pu montrer que le nombre de glitches de type arbre dans les différents bolomètres n’est pas corrélé avec les paramètres géométriques des détecteurs (surfaces des grilles, surfaces des substrats entourant les détecteurs).

On remarque que le seul élément commun à tous les bolomètres est le thermistor, l’interaction des rayons cosmiques dans ce dernier pourrait donc être à l’origine des glitches de type arbre. Dans la section suivante on va estimer le nombre d’interaction attendues entre le flux de rayons cosmiques et la surface des thermistors

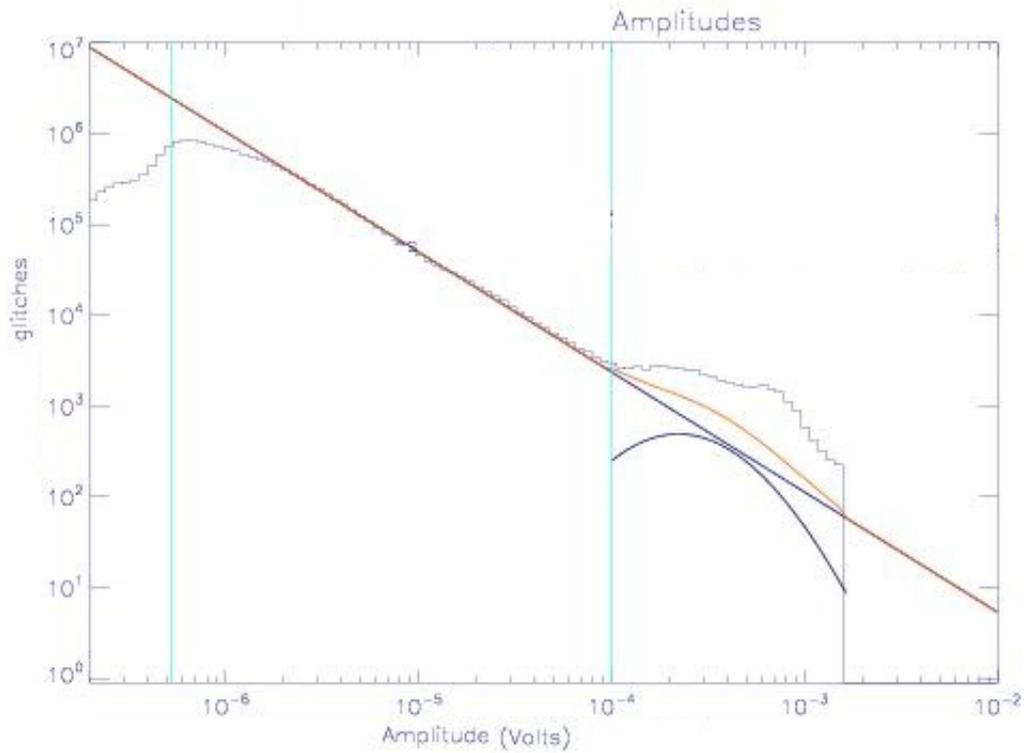


FIGURE 10.24 – Distribution de l’amplitude des glitches pour le bolomètre 05\_353\_1. On voit clairement la saturation à grande amplitude. Abscisse : Amplitude en Volt, échelle logarithmique. Ordonnée : Nombre de glitches pour les rings 240 à 5300, échelle logarithmique.

pour vérifier la compatibilité de ce processus avec les glitches de type arbre observés.

### 10.4.3 Interaction directe des rayons cosmiques : nombre et énergie

L’énergie attendue pour l’interaction directe des rayons cosmiques dans le bolomètre peut être estimée à partir de la connaissance de la géométrie des détecteurs, des matériaux et des particules interagissant.

Le rayonnement cosmique étant composé à 85% de protons, on se limite à l’estimation de l’énergie déposée par les protons.

La grille, dont les fils sont larges de 2,4 à 6,4  $\mu\text{m}$  et dont le diamètre dépend de la fréquence, est composée d’une couche absorbante en or de 12 nm et d’une trame support en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de 1  $\mu\text{m}$  ([Yun 2003]). Le thermistor est un parallépipède rectangle en Germanium dopé de 20 \* 100 \* 300  $\mu\text{m}$  ([Yun 2003]).

Le dépôt d’énergie des protons de la gamme d’énergie proche du GeV dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est voisin de celui dans le silicium, soit environ 2 MeV  $\text{cm}^2/\text{g}$ , on néglige la couche d’or (elle est essentielle pour absorber les photons mais elle est négligeable du point de vue des rayons cosmiques) ; dans le germanium il vaut environ 1,5 MeV  $\text{cm}^2/\text{g}$ .

Dans l’approximation d’une interaction entre une particule et une couche mince de matériau, le dépôt d’énergie peut être calculé de la manière suivante :

$$E = x * \frac{dE}{dx} = x * \rho * \frac{dE}{d\rho dx} \quad (10.4)$$

On obtient les gammes d’énergie suivantes :

$$3 * 10^3 < E_{\text{grille}} < 1 * 10^4 \text{ eV} \quad (10.5)$$

$$1,5 * 10^4 < E_{\text{thermistor}} < 2,4 * 10^5 \text{ eV}. \quad (10.6)$$

selon la taille des fils pour la grille (c’est à dire selon la fréquence du bolomètre) et selon la trajectoire de la particule pour le thermistor.

Le nombre de glitches attendus peut être calculé à partir de la surface du matériau et du flux de rayons cosmiques à cette énergie.

La surface de la grille se calcule selon :

$$S = \pi * r^2 * ff \quad (10.7)$$

où  $r$  est le rayon de la grille et  $ff$  est le facteur de remplissage de la toile d'araignée. On obtient des valeurs ([Yun 2003]) comprises entre :

$$S_{\text{grille}}^{857 \text{ GHz}} = 3,95 * 10^4 \mu\text{m}^2 \quad (10.8)$$

$$\text{et } S_{\text{grille}}^{100 \text{ GHz}} = 4,77 * 10^5 \mu\text{m}^2. \quad (10.9)$$

La surface du thermistor ([Yun 2003]) est comprise entre :

$$S_{\text{thermistor}}^{\text{incidence horizontale}} = 2 * 10^3 \mu\text{m}^2 \quad (10.10)$$

$$\text{et } S_{\text{thermistor}}^{\text{incidence verticale}} = 3 * 10^4 \mu\text{m}^2. \quad (10.11)$$

En se basant sur une gamme d'énergie d'environ 0,5 à 1,5 GeV et un flux de rayons cosmiques de 5000 particules/(m<sup>2</sup>.sr.s.GeV) (voir la section 10.2), le nombre de glitches attendu peut être calculé comme :

$$N = Flux * S * \text{angle solide} * \Delta t * \Delta E. \quad (10.12)$$

Pour 5060 rings de données (du ring 240 au ring 5300) on obtient les ordres de grandeur suivants :

$$3,6 * 10^4 < N_{\text{grille}} < 4,3 * 10^5 \quad (10.13)$$

$$1,8 * 10^3 < N_{\text{thermistor}} < 2,7 * 10^4. \quad (10.14)$$

En comparant le résultat de ces équations avec l'histogramme 10.22 on voit que la structure en forme de créneau sur la droite de l'histogramme est tout à fait cohérente avec l'interaction des rayons cosmiques dans le thermistor. Ce sont des glitches qui sont tous dans l'intervalle d'énergie  $5 * 10^3 - 3 * 10^5$  eV et dont le nombre est en accord avec notre estimation.

Les rayons cosmiques interagissant avec la grille, qu'on appelle les *bonsaï*, sont noyés sous la population distribuée en loi de puissance. Ils se situent dans l'intervalle d'énergie  $2 * 10^3 - 1 * 10^4$  eV et sont environ 10 fois plus nombreux que les *arbres*, cependant on ne les voit pas apparaître dans l'histogramme 10.22 car dans cette gamme d'énergie *l'herbe* représente la composante dominante des glitches.

On peut les voir apparaître en supprimant de l'histogramme une grande partie des glitches de *l'herbe* en sélectionnant uniquement les glitches détectés comme longs par le module `deglitch_toi`. C'est ce qui a été fait dans l'histogramme 10.25. La bosse du milieu de l'histogramme est formée par les rayons cosmiques interagissant directement avec la grille.

#### 10.4.4 Coïncidence a-b

Le taux de glitches de type arbres en coïncidence entre les détecteurs  $a$  et  $b$  est extrêmement faible. Il est comparable au taux de coïncidences fortuites observés entre deux SWB (typiquement 0,1%). Cette observation est parfaitement compatible avec la description des glitches de type arbres comme des interactions entre des particules du rayonnement cosmique et les thermistors des bolomètres.

Le schéma 10.26 montre que les particules incidentes sur le thermistor ou sur la grille ont une probabilité très faible de causer une coïncidence entre les voies  $a$  et  $b$  (car les thermistors sont situés à 90° l'un de l'autre et la largeur des fils de la grille est faible par rapport à l'écart entre les grilles).

#### 10.4.5 Asymétrie a-b

Les glitches de type arbre, s'ils sont des rayons cosmiques directs, interagissent de façon équivalente avec les détecteurs sensibles à la polarisation  $a$  et  $b$ . La différence de montage mécanique ne peut pas expliquer une asymétrie systématique du taux de glitches pour cette population. La figure 10.27 montre le taux moyen de glitches de type arbre mesuré par chaque détecteur. On constate qu'il y a une dispersion importante du taux de glitches en fonction des détecteurs mais pas de différence observable entre les types de détecteurs : SWB, PSBa et PSBb. L'effet d'asymétrie observé (beaucoup plus de glitches sur le détecteur  $b$  que sur le détecteur  $a$ ) n'est donc pas lié à la population de rayons cosmiques interagissant directement avec les détecteurs.

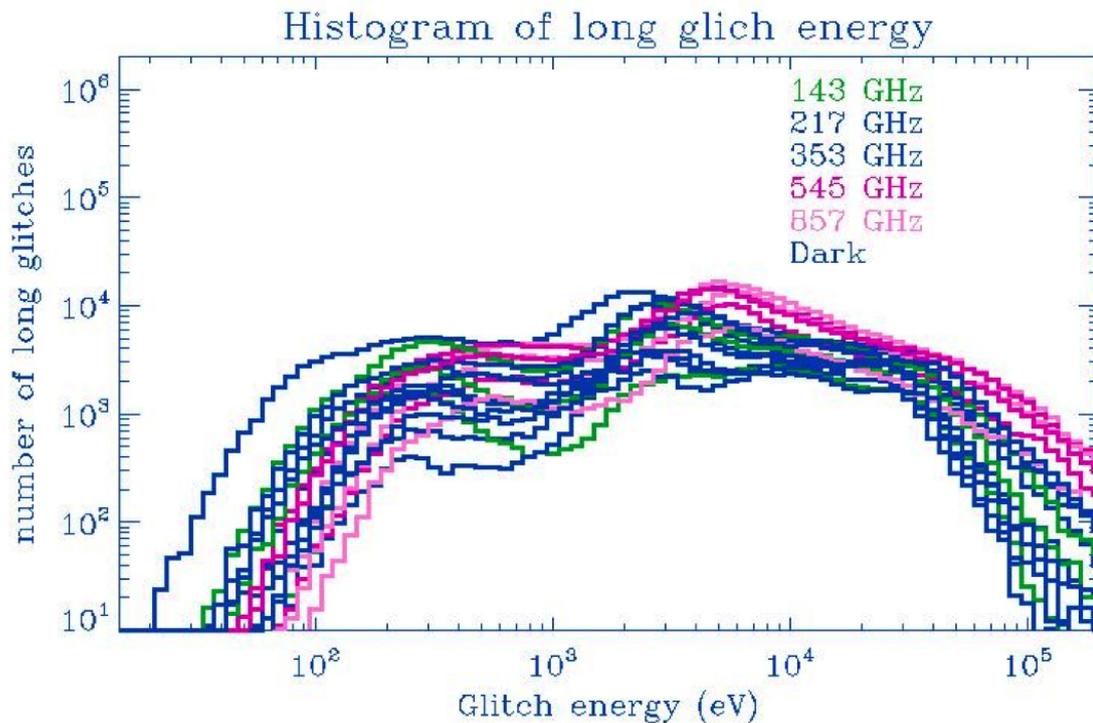


FIGURE 10.25 – Distribution de l'énergie des glitches. Une grande partie des glitches de l'herbe a été enlevée dans cet histogramme en sélectionnant uniquement les glitches détectés comme longs par le module `deglitch_toi`. Abscisse : Energie en eV, échelle logarithmique. Ordonnée : Nombre de glitches pour les rings 240 à 5300, échelle logarithmique.

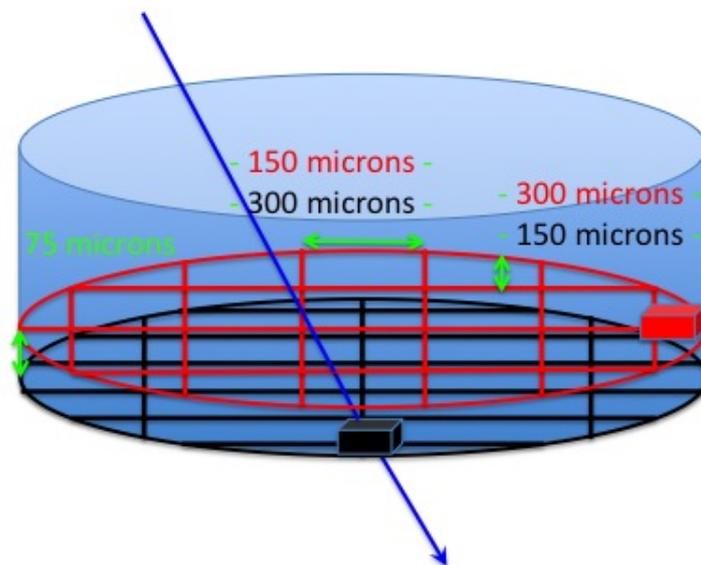


FIGURE 10.26 – Schéma du montage des bolomètres sensibles à la polarisation  $a$  et  $b$ . On voit une particule du rayonnement cosmique qui les traverse.

#### 10.4.6 Constantes de temps

Le patron correspondant aux glitches de type arbre est représenté en rouge sur la figure 10.23 et en bleu sur la figure 10.4 (patron 1). Il possède 3 constantes de temps ( $\sim 8$  ms,  $\sim 40$  ms et  $\sim 500$  ms). Le patron correspondant aux glitches de type bonsaï est représentés en noir sur la figure 10.23.

L'amplitude des arbres et des bonsaï est largement au dessus du bruit et du signal. Le module `deglitch_toi`

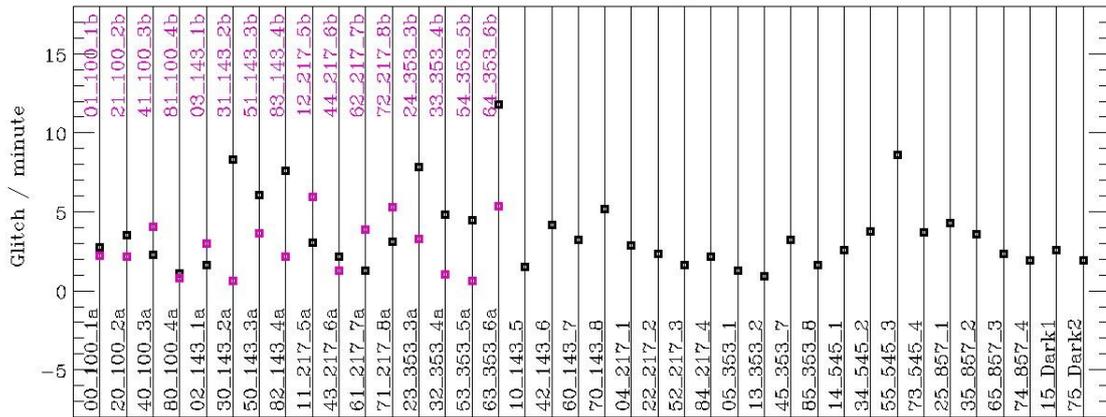


FIGURE 10.27 – Taux de glitches de type arbre mesurés pour chaque détecteur. Abscisse : détecteurs ordonnés par fréquence (les bolomètres aveugles sont semblables aux bolomètres à 217 GHz). Ordonnée : taux de glitches.

les identifie comme des glitches longs. Il les décrit donc avec deux constantes de temps. La plus courte est proche de la constante de temps du bolomètre ( $\sim 8$  ms) et la plus longue correspond soit à la constante de temps intermédiaire, soit à la constante de temps longue du patron, selon l'amplitude du glitch.

## 10.5 Le modèle des électrons $\delta$ et les glitches de *l'herbe*

Les glitches de *l'herbe* sont en majorité des glitches de faible énergie. Ils se distribuent selon une loi de puissance :  $N(E) = A * E^b$  (avec  $b \approx -1,25$ ).

Cette population peut être expliquée par un modèle d'interaction indirecte entre le rayonnement cosmique et les détecteurs. Dans cette section on montre qu'il explique naturellement chacune des caractéristiques de cette population.

On a évoqué ci-dessus les différentes possibilités d'interactions directes entre les particules du rayonnement cosmique et les détecteurs de HFI et elles ne peuvent pas expliquer d'une manière simple la présence d'une importante population distribuée selon une loi de puissance.

Elle représente pourtant la majorité des glitches et elle constitue l'excès observé par rapport aux glitches attendus et modélisés d'après les expériences précédentes munies du même type de détecteurs (Archéops, BOOMERanG) et d'après les tests effectués au sol.

Les modélisations d'avant le vol de Planck se basent uniquement sur l'interaction directe des particules d'énergie comprise entre 0,1 et 5 GeV environ qui traversent les détecteurs. Les particules très énergétiques ( $E > 5$  GeV) sont peu nombreuses et ne peuvent pas expliquer la présence d'une population importante de glitches et les particules de faible énergie ( $E < 0,1$  GeV) déposent très rapidement leur énergie dans les matériaux du satellite et n'atteignent pas les détecteurs au coeur du satellite (voir la section 10.2). On a vu que ce sont donc les particules d'énergie intermédiaire ( $0,1 < E < 5$  GeV) qui peuvent interagir directement dans les détecteurs.

Quant aux particules qui interagissent ailleurs que dans la grille ou le thermistor des bolomètres, elles déposent leur énergie dans le matériau en produisant des électrons appelés *électrons  $\delta^2$*  qui produisent à leur tour une gerbe d'électrons secondaires qui sont absorbés par une épaisseur de quelques microns de matière et ne peuvent donc pas parvenir jusqu'aux détecteurs.

Mais qu'en est-il des particules qui interagissent justement à quelques microns de la surface d'un matériau, par exemple la face interne des matériaux entourant un détecteur ? Dans ce cas les électrons peuvent sortir et se propager jusqu'au détecteur, mais il y a deux conditions nécessaires à leur observation :

2. Les électrons  $\delta$  sont les électrons qui sont éjectés d'un atome lorsque celui-ci subit une collision avec une particule.

- il faut que le détecteur soit capable de les détecter, c'est à dire qu'il ait une sensibilité suffisante pour détecter un dépôt d'énergie de l'ordre de quelques eV à quelques milliers d'eV.
- Il faut qu'un nombre suffisant de ces gerbes soient créées par le rayonnement cosmique pour représenter une population de glitches observable.

C'est précisément les conditions qui sont réunies dans l'instrument HFI et dans aucune des expériences précédentes ni lors des tests au sol :

- l'instrument HFI possède une sensibilité jamais atteinte jusque là : les bolomètres de HFI ont une sensibilité deux fois plus grande que le meilleur bolomètre d'Archeops.
- On a montré que la composante normale du rayonnement cosmique galactique explique la plus grande partie des glitches observés et qu'elle est anti-corrélée à l'activité solaire. Or nous nous trouvons actuellement dans une période où l'activité du soleil est exceptionnellement faible (nous vivons le minimum solaire le plus faible depuis un siècle, inférieur à toutes les prévisions), c'est à dire dans une période où le flux de la composante normale du rayonnement cosmique est exceptionnellement élevé (on a vu dans la section 10.2 qu'on l'estime à un ordre de grandeur plus importante que lors des campagnes de mesure d'Archéops).

Lors d'une période d'activité solaire normale et avec un instrument de sensibilité inférieure, les gerbes d'électrons secondaires étaient beaucoup moins nombreuses et en majorité sous le seuil de détection. Montrons à présent que la population observée est bien cohérente avec un modèle d'émission d'une gerbe d'électrons secondaire avec le mécanisme des électrons  $\delta$ .

### 10.5.1 Coïncidence

On observe une forte coïncidence des glitches de type herbe dans les voies  $a$  et  $b$  des bolomètres sensibles à la polarisation (de 30% à 70% selon les paires de PSB) comme le montre la figure 10.28. Ceci ne peut s'expliquer simplement que dans le cadre d'un modèle basé sur une gerbe de particule qui "arrose" les deux détecteurs en même temps. En effet pour deux bolomètres SWB distincts on n'observe qu'un très faible taux de coïncidences fortuites (typiquement 0,1%).

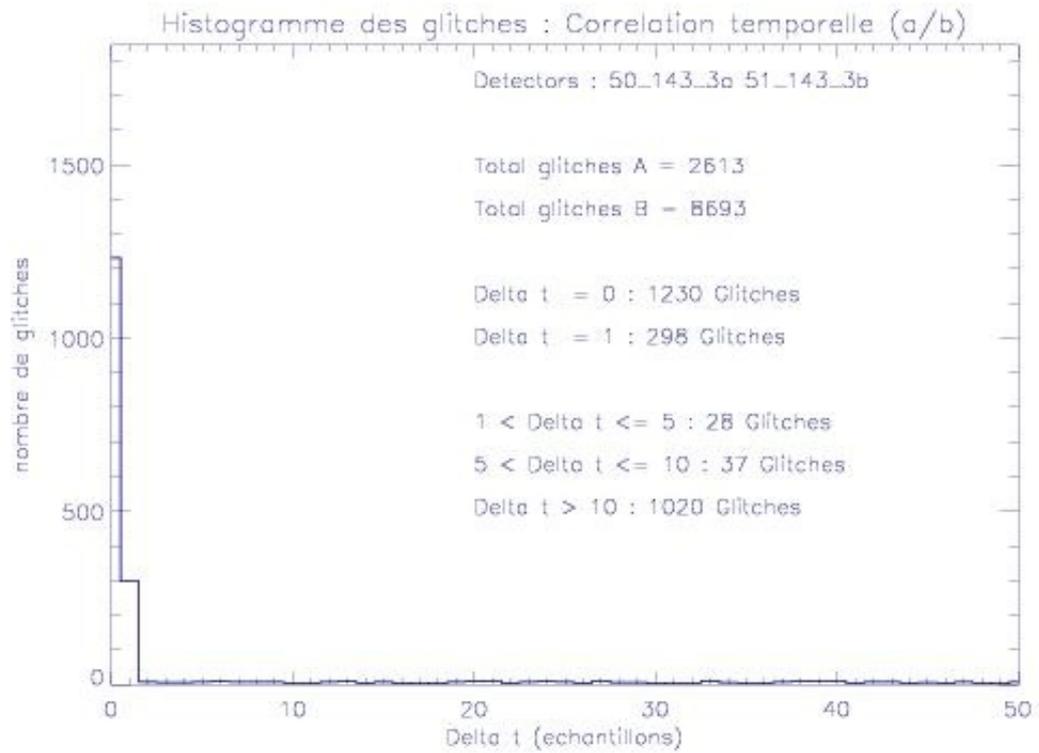


FIGURE 10.28 – Coïncidence des glitches de l’herbe pour les détecteurs 50\_143\_3a et 51\_143\_3b. Abscisse : intervalle temporel entre un glitch de la voie  $a$  et son plus proche voisin sur la voie  $b$ , en échantillons. Ordonnée : nombre de glitches

Afin de vérifier que les coïncidences observées sont des événements physiques réels, on regarde la corrélation entre l’énergie des événements en coïncidence. La figure 10.29 montre que l’énergie des événements en coïncidence est corrélée. Un événement très énergétique produit un glitch très énergétique dans chacune des deux voies  $a$  et  $b$ .

Les glitches de type herbe s’ils sont des électrons secondaires sont produit localement sur les parois les plus proches du bolomètre. La gerbe d’électrons secondaires a donc une grande probabilité d’intercepter les deux grilles  $a$  et  $b$  et de causer une détection en coïncidence comme le montre la figure 10.30.

### 10.5.2 Corrélation avec la géométrie du détecteur

La figure 10.31 montre que le nombre de glitches mesuré est corrélé au facteur de remplissage et à la surface active de la grille des bolomètres. Il n’est pas corrélé à la surface totale de la grille ni à la surface du substrat. Ceci confirme que les glitches de l’herbe proviennent en majorité d’un effet lié aux fils de la grille des bolomètres.

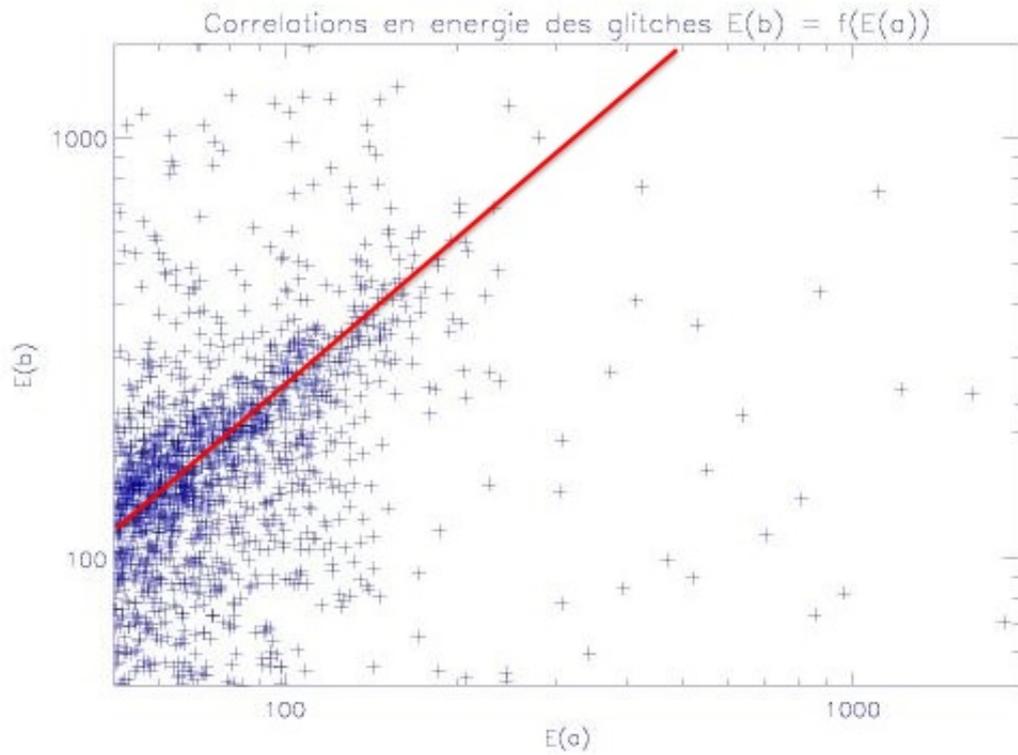


FIGURE 10.29 – Corrélation des glitches de l’herbe en coïncidence pour les détecteurs 50\_143\_3a et 51\_143\_3b. Abscisse : Energie des glitches de la voie  $a$  (eV). Ordonnée : Energie des glitches de la voie  $b$  (eV)

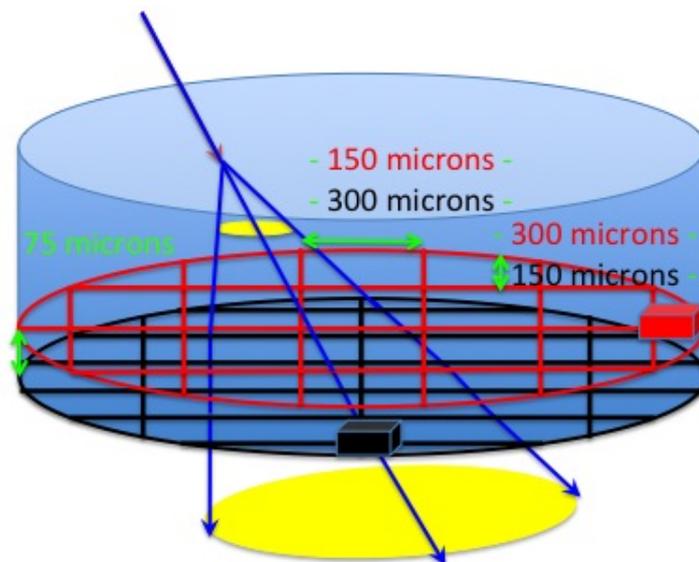


FIGURE 10.30 – Schéma du montage des bolomètres sensibles à la polarisation  $a$  et  $b$ . On voit la gerbe d’électrons qui cause une détection en coïncidence.

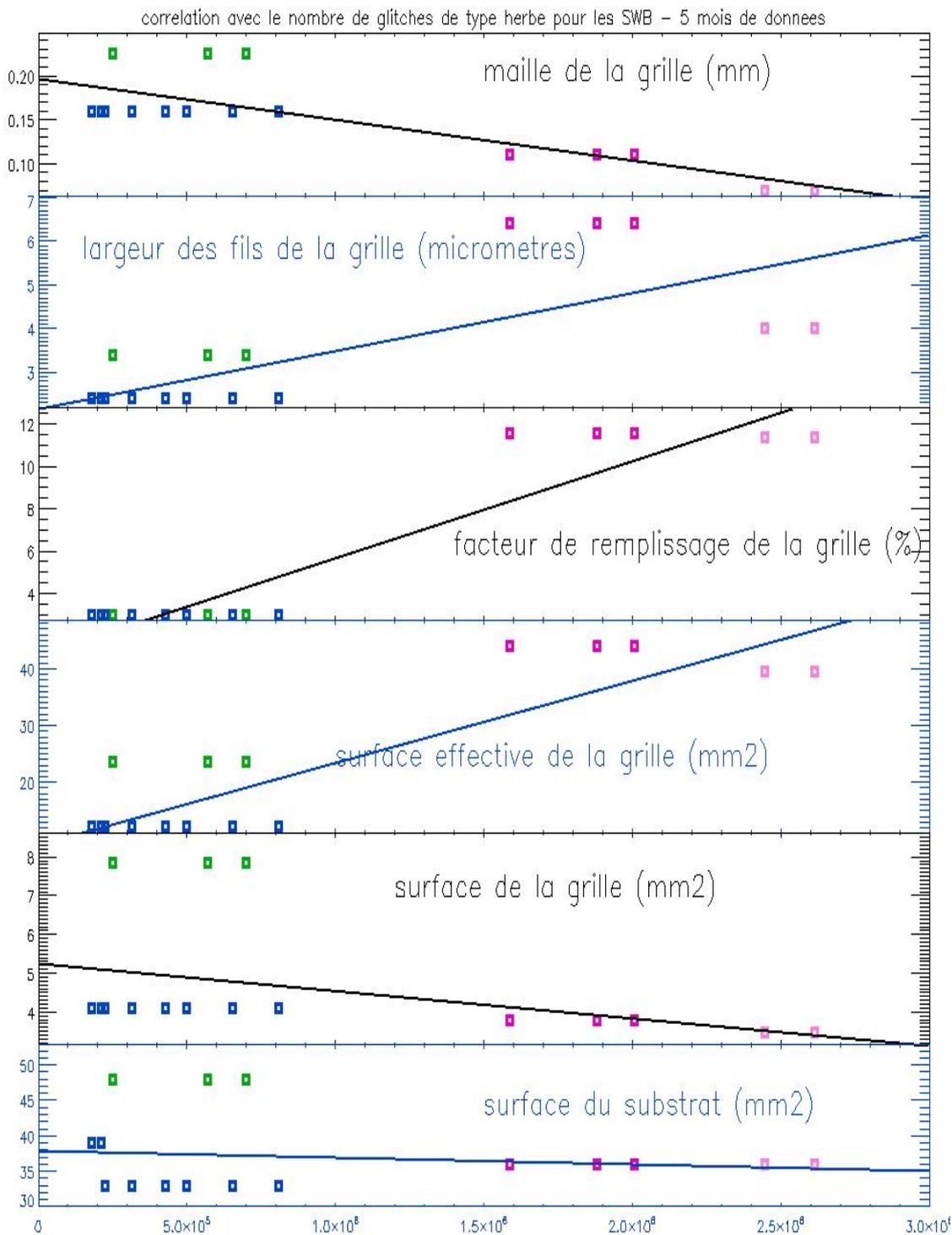


FIGURE 10.31 – Corrélation du nombre de glitches de l'herbe avec les caractéristiques géométriques des bolomètres. Abscisse : nombre de glitches de type herbe en 5 mois de données. Ordonnée (de haut en bas) : Taille des trous de la grille (mm), Facteur de remplissage (%), Surface de la grille (mm<sup>2</sup>), Surface active de la grille (mm<sup>2</sup>), Surface du substrat (mm<sup>2</sup>).

### 10.5.3 Distribution d'énergie

La figure 10.32 montre le résultat de deux simulations effectuées par Cyril Grignon et Daniel Santos. 1000 protons de 100 MeV ou 5 GeV sont envoyés sur un volume de cuivre d'épaisseur égale à 300  $\mu\text{m}$ . Des électrons  $\delta$  sont créés et une gerbe d'électrons secondaire est émise à la surface du Cuivre. On obtient une distribution d'énergie pour les électrons secondaires émis en loi de puissance. Avec une épaisseur de cuivre supérieure ou égale à 300  $\mu\text{m}$  on obtient un exposant de la loi de puissance égal à 1,25 et indépendant de l'épaisseur de cuivre. L'exposant de la loi de puissance des glitches de *l'herbe* estimé à partir des données des bolomètres de HFI est voisin de 1,25 et les surfaces de cuivre entourant les bolomètres ont des épaisseurs de l'ordre du millimètre. On constate de plus que les particules de plus faible énergie produisent un nombre d'électrons secondaires beaucoup plus important.

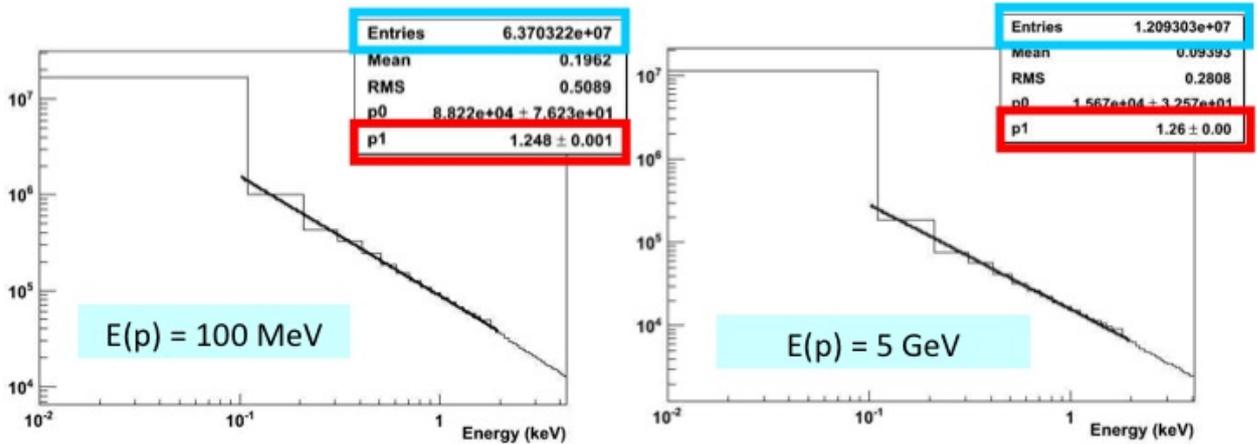


FIGURE 10.32 – Distribution d'énergie simulée par C.Grignon et D. Santos avec le programme Geant 4 pour des électrons  $\delta$  créés par 1000 protons de 5 GeV interagissant dans 300  $\mu\text{m}$  de cuivre. Abscisse : énergie (keV). Ordonnée : Nombre d'électrons.

### 10.5.4 Nombre et énergie attendus

On suppose que les particules du rayonnement cosmique interagissent avec les surfaces qui entourent un bolomètre et créent des gerbes d'électrons par le mécanisme indirect des électrons  $\delta$ .

Le nombre d'événements attendus se calcule de la même manière que pour les arbres. On suppose en première approximation que chaque particule qui touche les surfaces les plus proches du bolomètre crée une gerbe d'électrons et un glitch. La surface à prendre en compte est donc celle des éléments métalliques entourant le bolomètre. Celle-ci n'étant pas connue avec précision on prend comme limite inférieure une boîte cylindrique dont le diamètre est celui de la grille du plus grand bolomètre et de hauteur égale à 3 millimètres.

Le nombre de glitches attendus se calcule de la manière suivante :

$$N = Flux * S * angle\_solide * \Delta t * \Delta E \quad (10.15)$$

Pour 5060 rings de données (du ring 240 au ring 5300), avec un flux de 5000 particules/m<sup>2</sup>.sr.s.GeV, un intervalle d'énergie de 0,5 à 1,5 GeV (voir section 10.2) et un angle solide de  $4\pi$ , on obtient :

$$N \approx 2,7 * 10^7 \quad (10.16)$$

ce qui est cohérent avec le taux de glitches de type herbe observés :  $2,7 * 10^7 / 241635 = 112$  glitches par minute.

L'énergie attendue est l'énergie déposée par les électrons. Elle suit la distribution en loi de puissance à partir d'une valeur inférieure au seuil de détection des glitches jusqu'à une valeur supérieure au seuil de saturation des détecteurs.

L'énergie effectivement observée pour les glitches de *l'herbe* est comprise entre le seuil de détection des glitches et le seuil de saturation des détecteurs.

Comparons le taux de glitches observé durant le vol de Planck à celui mesuré avec Archeops.

- Le taux de glitches correspondant à l'interaction directe des rayons cosmiques dans les détecteurs est similaire : quelques glitches par minute (ce qui représente la plus grande partie des glitches d'Archeops).

- On estime que le flux à basse énergie ( $E < \text{quelques GeV}$ ) de la composante normale du rayonnement cosmique galactique est plus grand d'un ordre de grandeur par rapport au vol d'Archeops (voir la section 10.2).

La sensibilité des bolomètres de HFI est plus grande d'un facteur 2 que celle des meilleurs bolomètres d'Archeops.

La figure 10.32 montre que l'efficacité de production des gerbes d'électrons secondaires peut être jusqu'à 5 fois plus grande pour les particules de faible énergie ( $\sim 300 \text{ MeV}$ ) que pour les particule de grande énergie ( $\sim 1 \text{ GeV}$ ), et la figure 10.18 montre que les variations de flux (et donc le flux exceptionnellement élevé que nous observons maintenant) se manifestent principalement pour les particules de basses énergies (variations de 1 ordre de grandeur à  $0.5 \text{ GeV}$  et aucune différence à  $10 \text{ GeV}$ ).

Le taux de glitches créé par les interactions indirectes avec le mécanisme des électrons  $\delta$  a donc été multiplié par un facteur proche de 100 entre Archeops et Planck-HFI.

En effet le taux de glitches de type herbe est typiquement de 100 glitches par minutes dans les données de HFI et il était au maximum de 1 glitch par minute avec Archeops (les *glitches longs* d'Archeops).

### 10.5.5 Constantes de temps

Les glitches de type herbe ont plusieurs constantes de temps. La plus courte est proche de la constante de temps du bolomètre ( $\sim 0,008 \text{ s}$ ). L'amplitude de la plupart des glitches de l'herbe étant très faible, le module de marquage des glitches n'identifie qu'une seule constante de temps et marque ces glitches comme courts.

Le patron correspondant à ce type de glitches est représenté en bleu sur la figure 10.23 et en orange sur la figure 10.4 (patron 2), il possède 3 constantes de temps (environ 0,01 ; 0,08 et 1 s ; variables selon les bolomètres).

### 10.5.6 Asymétrie a-b

La figure 10.33 montre le taux moyen de glitches de type herbe mesuré par chaque détecteur dans la gamme d'énergie  $0,5 - 2 \text{ keV}$  (où l'herbe est la population dominante et qui exclu la zone proche du seuil de détection). On constate que tous les détecteurs sensibles à la polarisation  $a$  ont un taux de glitches nettement plus faible que les détecteurs sensibles à la polarisation  $b$  et les détecteurs non sensibles à la polarisation. Il existe une asymétrie claire et systématique pour cette population.

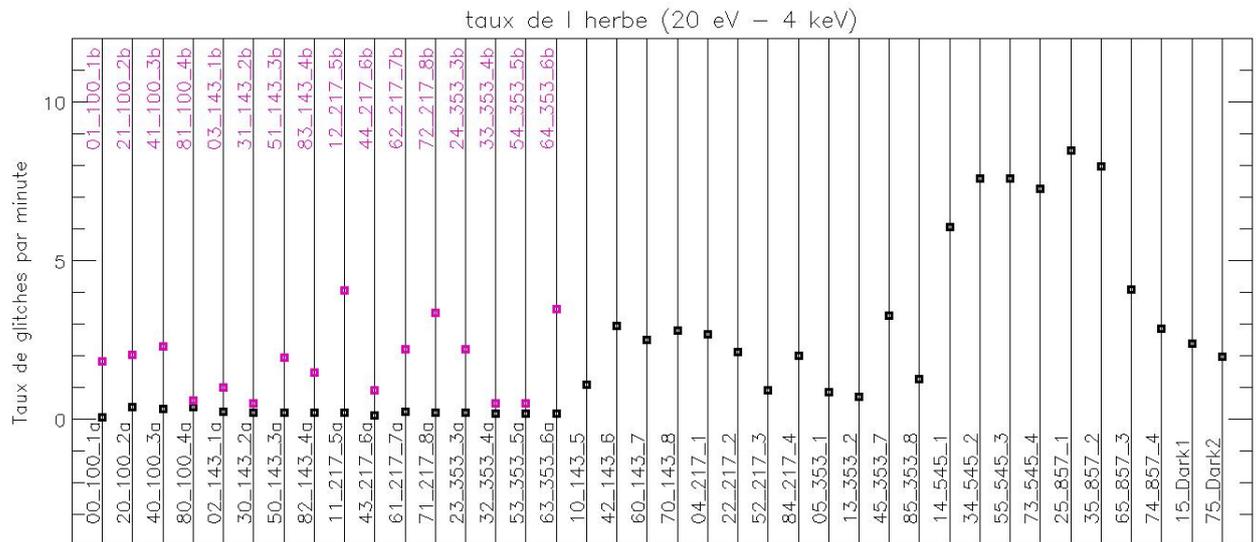


FIGURE 10.33 – Taux moyen de glitches de type herbe mesurés pour chaque détecteur dans l'intervalle d'énergie  $0,5$  à  $2 \text{ keV}$ . Abscisse : détecteur. Ordonnée : taux de glitches.

La figure 10.34 montre les histogrammes d'énergie des glitches pour les détecteurs 04\_217\_1, 71\_217\_8a et 72\_217\_8b. On voit également que le détecteur PSBa se comporte différemment des détecteurs PSBb et SWB.

Ces histogrammes semblent indiquer que l'asymétrie observée provient d'un décalage en énergie des glitches des bolomètres  $a$  par rapport à ceux des bolomètres  $b$  et SWB. De plus les bolomètres  $a$  et  $b$  d'une

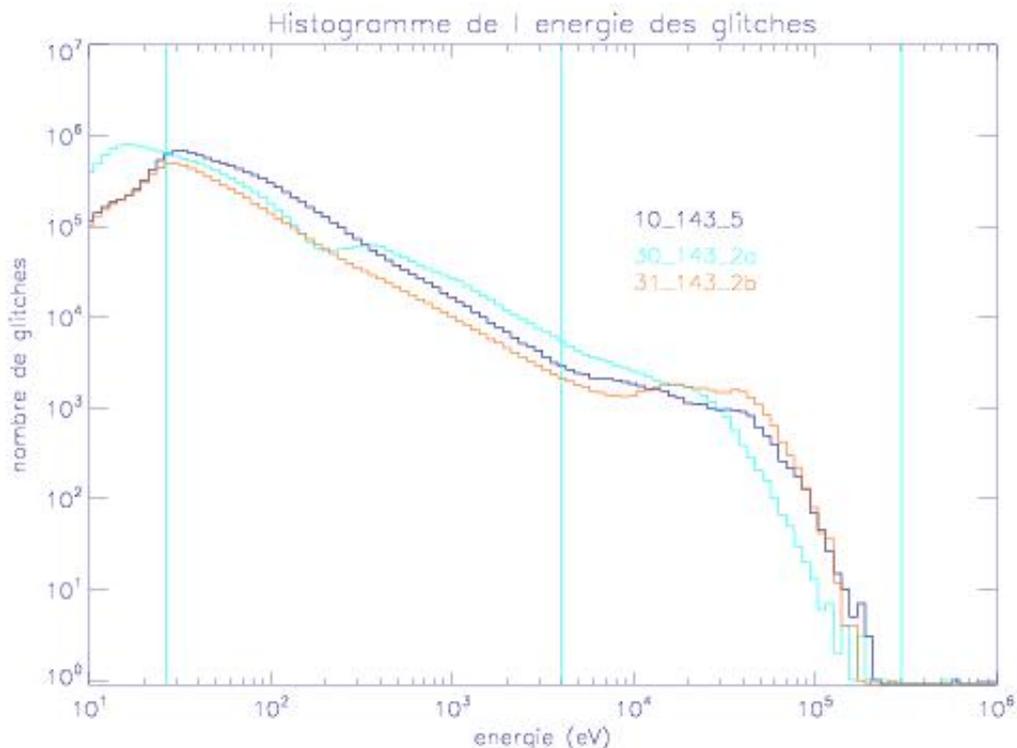


FIGURE 10.34 – Histogramme d'énergie des glitches des détecteurs 04\_217\_1, 71\_217\_8a et 72\_217\_8b. Abscisse : énergie en eV. Ordonnée : Nombre de glitches mesurés en 3000 rings de données (rings numérotés de 2000 à 5000).

paire ont des surfaces égales et rien n'indique qu'ils puissent recevoir une fraction systématiquement différente des électrons d'une gerbe.

L'énergie de ces glitches est calculée à partir de l'amplitude détectée par le module `deglitch_toi` et de la seule constante de temps courte des glitches. Cette estimation de l'énergie est donc une approximation qui ne tient pas compte de toute la forme du glitch. Sur la figure 10.35 on compare, pour les voies *a* et *b*, les formes des glitches de l'herbe utilisées par le module `deglitch_toi` aux patrons des glitches de type herbe. Les patrons constituent des estimations plus fiables de la forme réelle des glitches que le modèle à une seule constante de temps.

On voit clairement que le modèle à une seule constante est relativement bon pour le bolomètre *b* (les deux courbes en trait plein sont proches l'une de l'autre) mais qu'il est beaucoup moins fiable pour le bolomètre *a* (les deux courbes en trait pointillés sont très différentes l'une de l'autre).

L'énergie des glitches de la voie *a* est largement sous-estimée par le modèle à une seule constante de temps. Par conséquent les histogrammes d'énergie des bolomètres *a* sont décalés vers les basses énergies par rapport à ceux des bolomètres *b* et SWB. C'est la raison pour laquelle un comptage du nombre de glitches dans une gamme d'énergie donnée montre une forte asymétrie. De plus les glitches de faible amplitude ne sont détectés qu'à partir d'un seuil donné, donc le nombre total de glitches détectés est différent dans les voies *a* et *b* d'une paire de PSB (pour une énergie donnée une constante de temps plus longue signifie une amplitude plus faible).

Le montage différent des bolomètres *a* par rapport aux bolomètres *b* et SWB peut être la cause de connexions thermiques différentes entre les bolomètres et leur substrat. Les modes d'évacuation de l'énergie sont différents entre les PSBa et les autres bolomètres et ils peuvent "voir" des glitches ayant des constantes de temps différentes.

## 10.6 Les glitches dans les thermomètres

On observe des glitches dans les données ordonnées en temps des thermomètres à 100 mK, 1,6 K et 4 K. Les thermomètres à 1,6 K et 4 K sont moins sensibles à l'élévation de température causée par le passage d'un rayon cosmique que ceux à plus basse température car ils sont beaucoup plus bruités. Ils ne voient que les événements de grande énergie. Ces derniers créent des glitches de grande amplitude qui sont facilement identifiés et marqués.

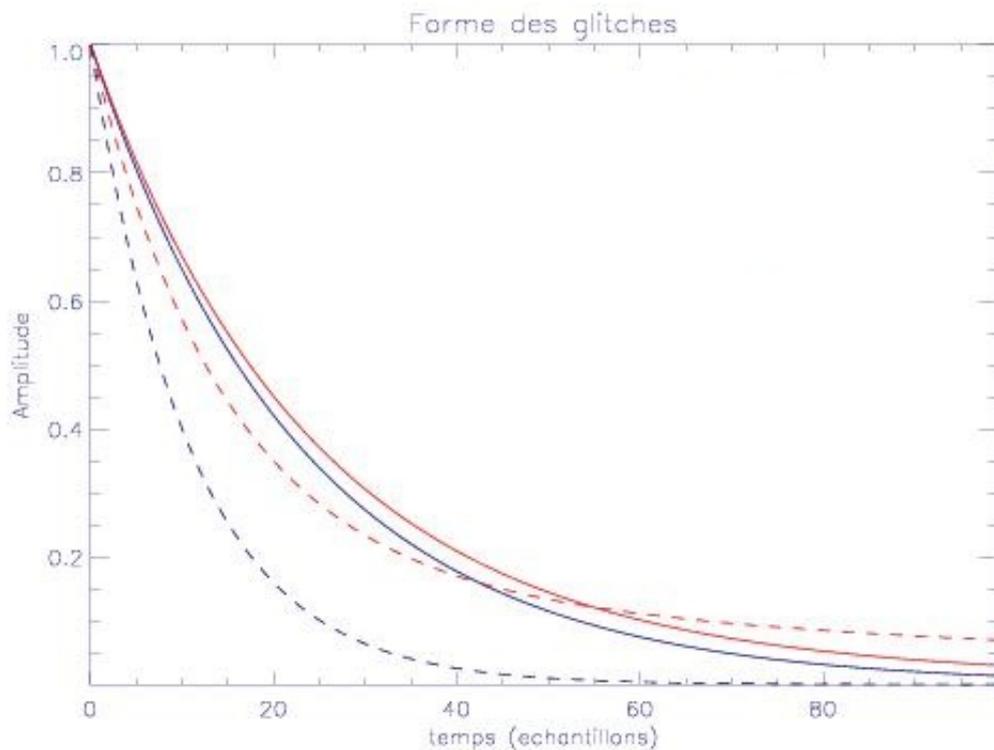


FIGURE 10.35 – Patrons des glitches et modèle simple à une seule constante de temps pour les détecteurs 71\_217\_8a et 72\_217\_8b. En traits pointillés la voie *a*, en traits pleins la voie *b*. En bleu foncé le modèle à une seule constante de temps, en rouge le patron des glitches de type herbe. Abscisse : temps en échantillons. Ordonnée : Amplitude normalisée.

Les thermomètre à 100 mK sont très sensibles aux rayons cosmiques. La figure 10.36 montre les données ordonnées en temps de l'un d'entre eux.

On constate que le taux de glitches est plus important que pour les bolomètres. Il est suffisamment important pour que le signal n'ait pas le temps de décroître jusqu'à son niveau normal entre deux glitches, les glitches se superposent les uns aux autres. Le module `deglitch_toi` traite de la même manière les thermomètres et les bolomètres. On peut donc tester nos hypothèses sur les glitches en utilisant ces détecteurs dont la géométrie est différente.

### 10.6.1 Nombre et énergie attendus

Les thermomètres 100 mK sont des blocs de germanium de  $1 * 1 * 0,495$  mm montés sur des saphirs plaqués or de  $1,5 * 1,5 * 0,5$  mm.

Dans le germanium le dépôt d'énergie des protons de la gamme d'énergie de 0,5 à 1,5 GeV du rayonnement cosmique vaut environ  $1,5 \text{ MeV/g/cm}^2$  ; dans le saphir il vaut environ  $1,5 \text{ MeV/g/cm}^2$  également.

On calcule l'énergie attendue de la manière suivante :

$$E = x * \rho * \frac{dE}{dpdx} \quad (10.17)$$

On obtient l'intervalle d'énergie suivant :

$$3,00 * 10^5 < E_{\text{saphir}} < 9,00 * 10^5 \text{ eV} \quad (10.18)$$

$$3,96 * 10^5 < E_{\text{germanium}} < 8,00 * 10^5 \text{ eV} \quad (10.19)$$

$$E_{\text{saphir} + \text{germanium}}^{\text{max}} \approx 2 * 10^6 \text{ eV}. \quad (10.20)$$

Le nombre de glitches attendus peut être calculé à partir de la surface du matériau et du flux de rayons cosmique à cette énergie.

Selon la direction d'observation la surface des thermomètres est comprise entre :

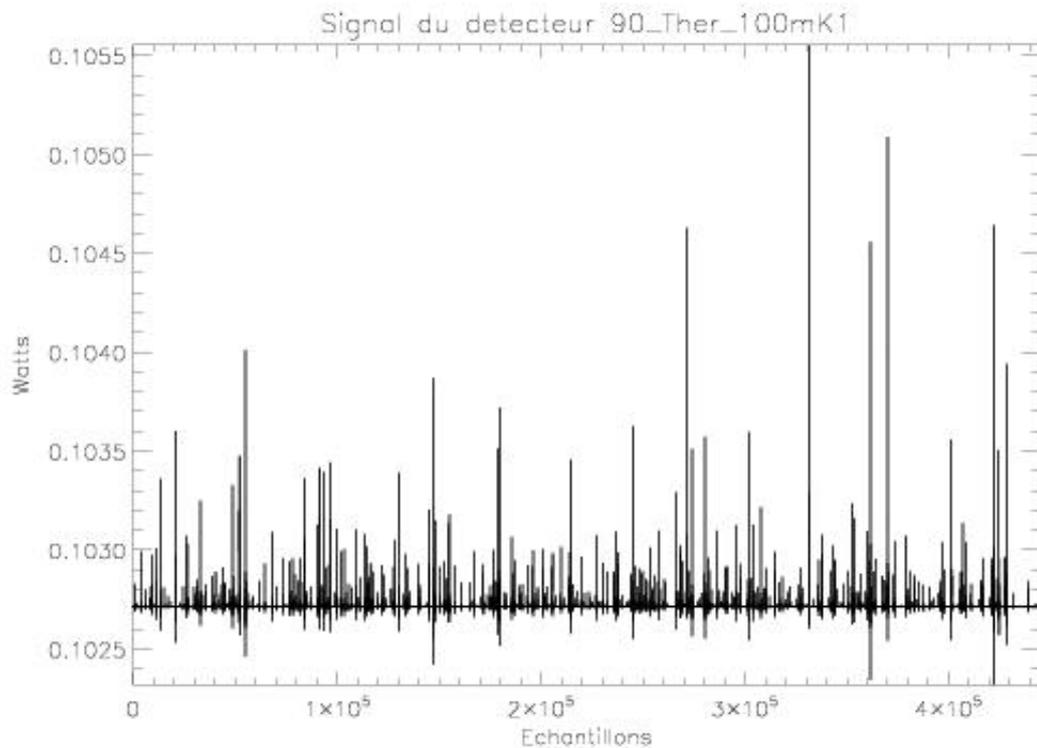


FIGURE 10.36 – Données ordonnées en temps non déglitchées pour le thermomètre 90\_Ther\_100mK1. Abscisse : temps en échantillons. Ordonnée : amplitude en watt.

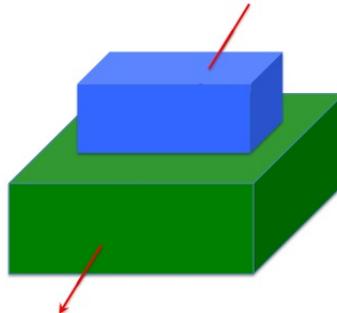


FIGURE 10.37 – Schéma d'un thermomètre à 100 mK de HFI traversé par un rayon cosmique. En vert le saphir, en bleu le germanium, en rouge le rayon cosmique.

$$S = 1,245 * 10^{-6} \text{ m}^2 \quad (10.21)$$

$$\text{et } S = 2,25 * 10^{-6} \text{ m}^2. \quad (10.22)$$

On calcule le nombre de glitches attendu comme :

$$N = Flux * S * \text{angle solide} * \Delta t * \Delta E. \quad (10.23)$$

Pour 5060 rings de données (du ring 240 au ring 5300) on obtient l'estimation suivante :

$$N \approx 1 * 10^6. \quad (10.24)$$

On identifie sur l'histogramme 10.38 deux populations de glitches :

- L'herbe se situe dans la même gamme d'énergie que dans les bolomètres et elle suit la même pente, ce qui est cohérent avec notre modèle d'une gerbe d'électrons secondaires. En effet quel que soit le

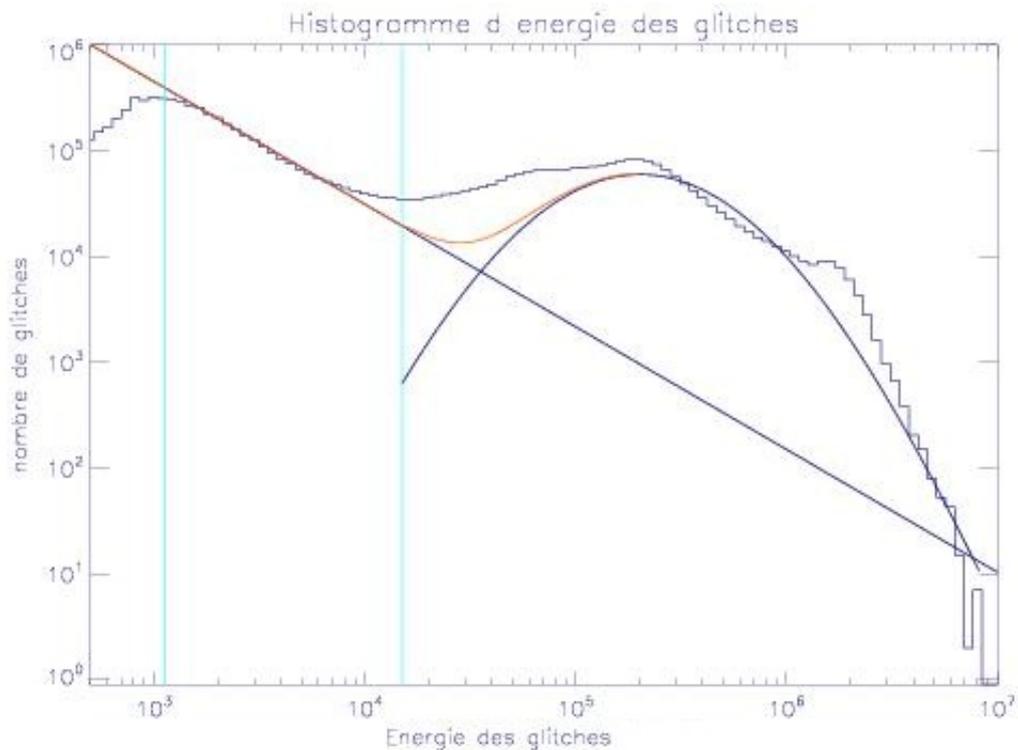


FIGURE 10.38 – Distribution de l'énergie des glitches pour le thermomètre 90\_Ther\_100mK1. Abscisse : Energie en eV, échelle logarithmique. Ordonnée : Nombre de glitches pour les rings 240 à 5300, échelle logarithmique.

matériau rencontré les électrons déposent toute leur énergie. La gamme d'énergie de l'herbe ne doit donc pas dépendre de la forme ou de l'épaisseur du détecteur.

- Les arbres dont le nombre et l'énergie correspondent à ceux attendus pour l'interaction du rayonnement cosmique avec les cristaux de Saphire et de Germanium. De plus il semble que deux structures distinctes apparaissent à haute énergie sur la figure 10.38, elles pourraient correspondre à l'interaction avec le saphir et à l'interaction avec le germanium.

Ces éléments apportent des arguments complémentaires favorisant les hypothèses de l'explication des glitches de type herbe par le mécanisme des électrons  $\delta$  et les glitches de type arbre et bonsaï par les rayons cosmiques directs.

## 10.7 Les glitches de type escargot

Ce sont des glitches de faible amplitude ayant une constante de temps très longue : ils ont la même forme que les glitches de type herbe à l'exception de la constante de temps la plus courte ( $\sim 10$  ms) qui est absente pour les escargots.

On ne peut pas les voir dans les histogrammes précédents car ils ne sont pas détectés. On les appelle *les escargots* car ils sont petits et lents. Ces glitches sont particulièrement difficiles à repérer car leur amplitude est très faible. Ils sont représentés en vert sur la figure 10.23.

On a montré à l'aide d'une simulation que l'impact des petits glitches courts non détectés sur le spectre de Fourier est faible et que l'impact des petits glitches long non détectés (typiquement les escargots) peut être important si ils sont suffisamment nombreux. La figure 10.39 montre les résultats de cette simulation. La simulation contient un bruit blanc, des glitches courts ( $\tau = \tau_{court}^{04-217} - 1 = 8 * 10^{-3}$  s) d'amplitude inférieure à 8 écarts type du bruit blanc et des glitches très longs ( $5 \text{ s} < \tau < 30 \text{ s}$ ) d'amplitude inférieure à 3 écarts type.

Ce résultat montre d'une part que la détection et la soustraction des composantes longues de faible amplitude des glitches de type herbe est un progrès important de despike par rapport à `deglitch_toi` car le résidu laissé par ces composantes à basse fréquence dans le spectre de Fourier du signal n'est pas négligeable et d'autre part que pour réduire encore le bruit à basse fréquence l'étape suivante sera la détection des glitches

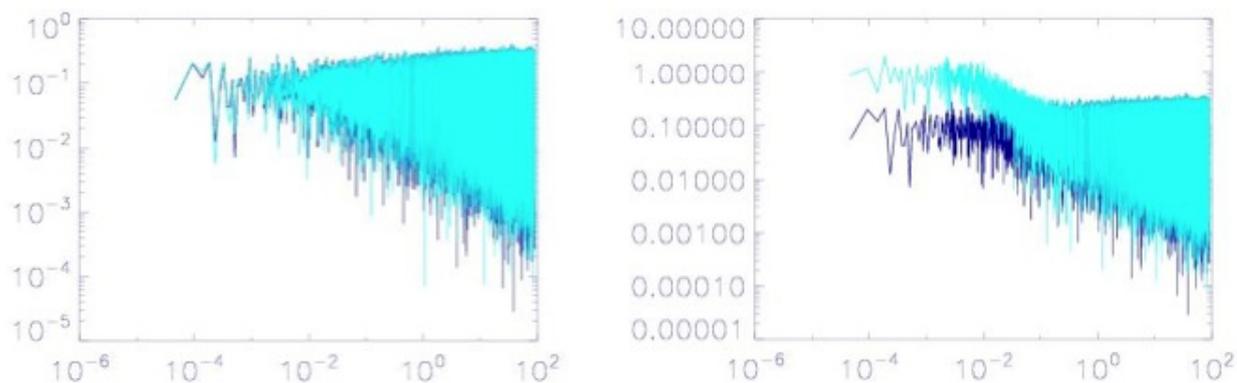


FIGURE 10.39 – Simulation de l’effet des glitches sur le spectre de Fourier d’un bruit blanc. Gauche : 60 glitches courts /min d’amplitude comprise entre 0 et 8 écart-types. Droite : 60 glitches courts par minute d’amplitude comprise entre 0 et 8 écart-types et 0,1 glitch long par minute d’amplitude comprise entre 0 et 3 écart-types. Abscisse : fréquence en Hz. Ordonnée : amplitude (échelle arbitraire).

de type escargots. Des travaux seront donc menés pour permettre leur détection et leur soustraction dans les versions suivantes de l’analyse.

Les glitches de type escargot sont représentés en vert sur la figure 10.23. On voit que la différence entre ceux-ci et les glitches de type herbe est la présence d’une constante de temps courte dans ces derniers. Les deux constantes de temps des escargots sont égales aux deux constantes de temps intermédiaire et longue des glitches de l’herbe (environ  $\sim 80$  ms et  $\sim 1$  s) ce qui montre que les mécanismes de production de ces glitches sont liés.

Par ailleurs Alexandre Sauvé du CESR<sup>3</sup> a montré grâce à l’empilement d’un grand nombre d’escargots que le temps de montée de ces glitches est de l’ordre de 1 échantillon ( $\sim 5,5$  ms), ce qui est significativement plus lent que le temps de montée des arbres et de l’herbe (typiquement  $1/4$  d’échantillon soit 1,4 ms) et est cohérent avec une origine qui ne soit pas directement au niveau du bolomètre. La figure 10.40 montre ce résultat : c’est un autre exemple de patron obtenu pour les escargots, comparé aux glitches de type herbe et arbre.

Lors de l’étude du temps de montée des glitches aucun des glitches étudié n’appartenait à cette population car elle est quasiment indécélable dans les données en plein échantillonnage à cause de la faible amplitude des glitches.

Les hypothèses sur l’origine de ces glitches sont peu nombreuses. Ils pourraient être causés par des particules secondaires qui déposent leur énergie dans le substrat qui entoure les bolomètres.

Les glitches de type escargots pourraient être des gerbes d’électrons secondaires, produites par le rayonnement cosmique, qui interagissent avec le substrat des bolomètres sans toucher la grille, ce qui expliquerait leur temps de montée plus long, l’absence de la constante de temps courte (qui traduit l’évacuation rapide d’une grande partie de l’énergie déposée dans la grille du bolomètre) et le fait que les constantes de temps intermédiaire et longue soient égales à celles des glitches de l’herbe. La faible amplitude de ce type de glitches est également cohérente avec un apport d’énergie du substrat vers le bolomètre, peu efficace.

## 10.8 En résumé...

Les figure 10.41 et 10.42 sont des schémas qui montrent les différentes interactions identifiées entre les rayons cosmiques et les bolomètres de HFI. Elles constituent un modèle cohérent qui explique chacune des populations de glitches observées.

3. Centre d’Etudes Spatiales des Rayonnements de Toulouse

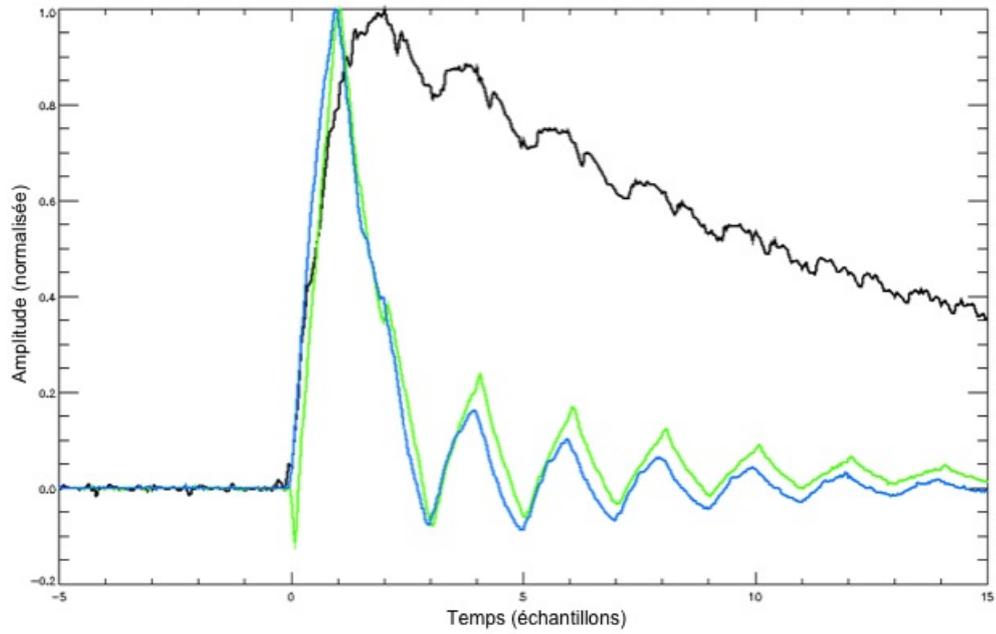


FIGURE 10.40 – Patrons des escargots (noir), des glitches de l’herbe (vert) et des arbres (bleu). Abscisse : temps en échantillons. Ordonnée : amplitude normalisée.

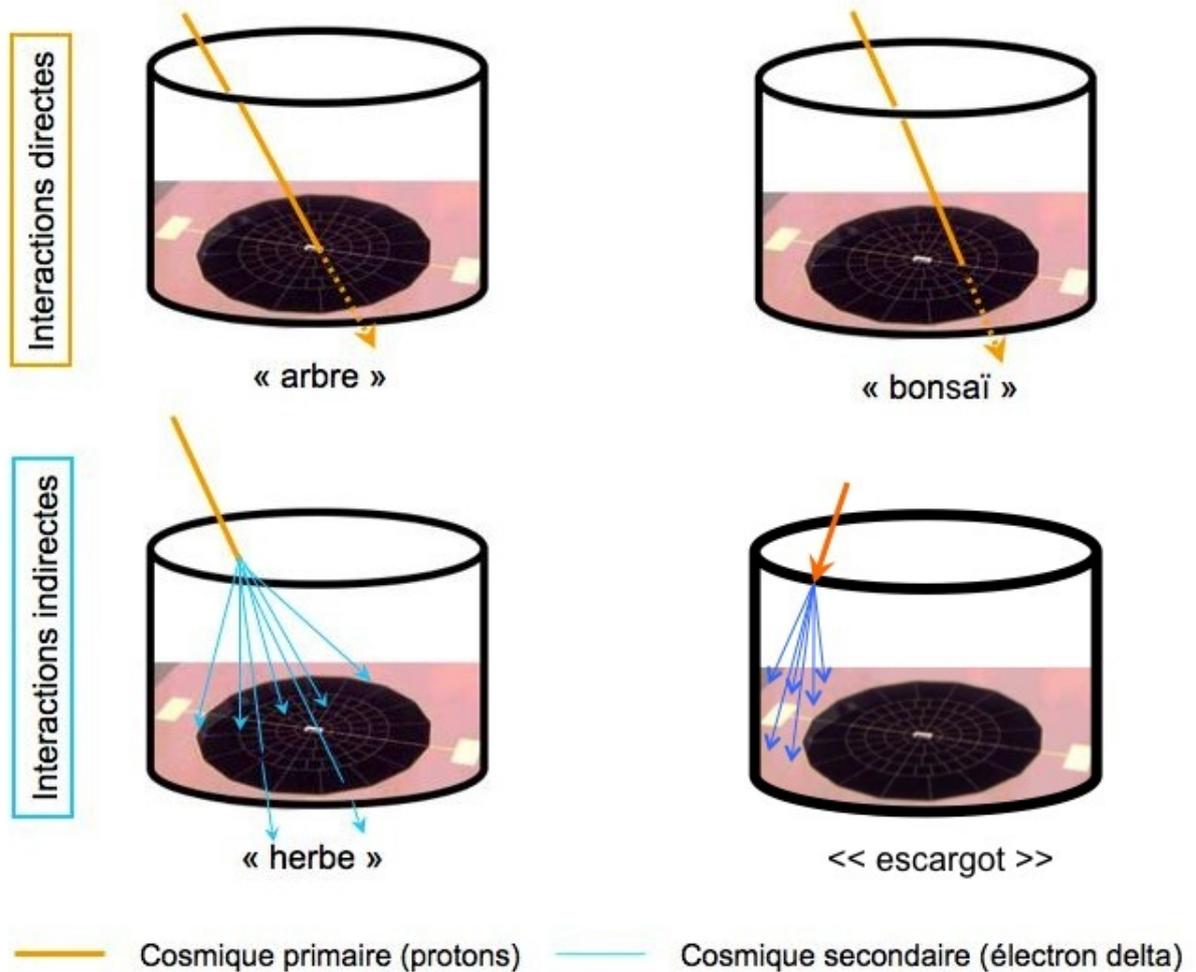


FIGURE 10.41 – Schéma des différents types de glitches correspondant aux différentes interactions entre le rayonnement cosmique et les bolomètres de HFI

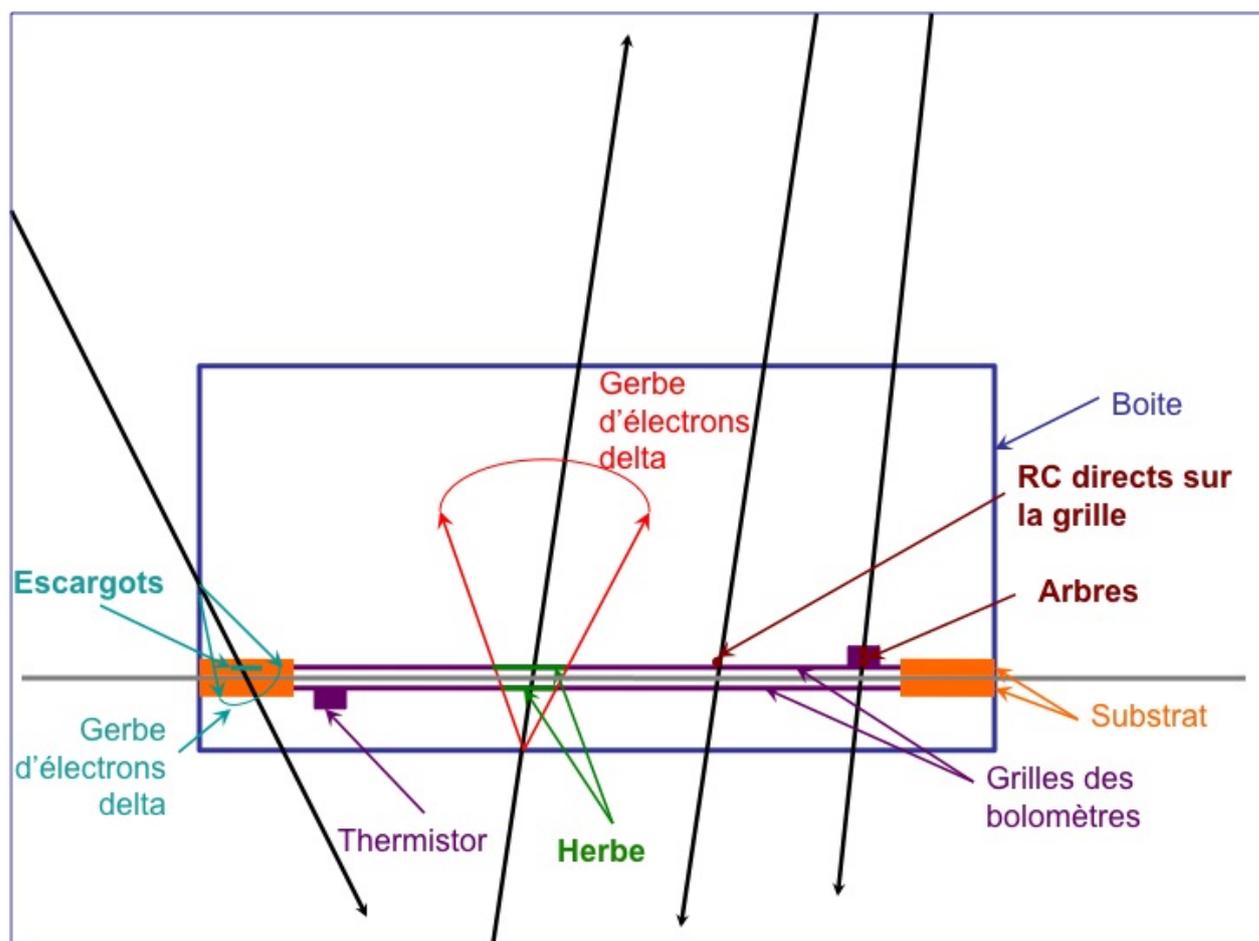


FIGURE 10.42 – Schéma des différents types de glitches correspondant aux différentes interactions entre le rayonnement cosmique et les bolomètres de HFI. Crédit image de fond : ESA / Planck HFI-LFI consortium.

## 10.9 Le cas particulier des fluctuations thermiques liées aux dépôts d'énergie de type rhinocéros et éléphants

On appelle ces événements *les rhinocéros et les éléphants* car ils sont *très gros*. Ils sont causés par un dépôt d'énergie important dans la platine bolométrique qui est probablement dû à l'impact d'un rayon cosmique lourd ( $Z$  élevé) dans le satellite et à la production d'un grand nombre de particules secondaires.

Ce sont des événements qui touchent tous les détecteurs (ou presque) de HFI. Ils provoquent un glitch visible en coïncidence sur un grand nombre de détecteurs, suivi d'une élévation de température de la platine bolométrique (typiquement 2 à 10  $\mu\text{K}$ ). Le temps de montée est voisin de la minute et le temps nécessaire pour retrouver la température d'équilibre est compris entre plusieurs minutes (rhinocéros) et une heure (éléphants). L'énergie déposée est considérable (elle peut être supérieure au TeV pour les éléphants). Ils sont très peu nombreux (typiquement 1 rhinocéros par jour et 1 éléphant par semaine).

Les rhinocéros et les éléphants ne sont pas détectés comme un seul glitch massif par l'algorithme de marquage des glitches ; ce dernier ne voit que le glitch qui marque le début de l'événement. A l'exception de ce dernier les ils sont traités comme des effets thermiques et sont corrigés par la décorrélation des fluctuations de température qui les voit comme un changement de la ligne de base du signal dans les TOIs. En effet la décorrélation thermique se base sur les deux bolomètres aveugles pour estimer les fluctuations de température des détecteurs et les décorréler des signaux mesurés ; les événements de type éléphants et rhinocéros sont soustraits de cette manière. La figure 10.43 montre la forme de l'un de ces événements (le signal du ciel a été soustrait pour faire apparaître clairement l'éléphant). La figure 10.44 montre le signal vu par chaque détecteur lors de ce même événement.

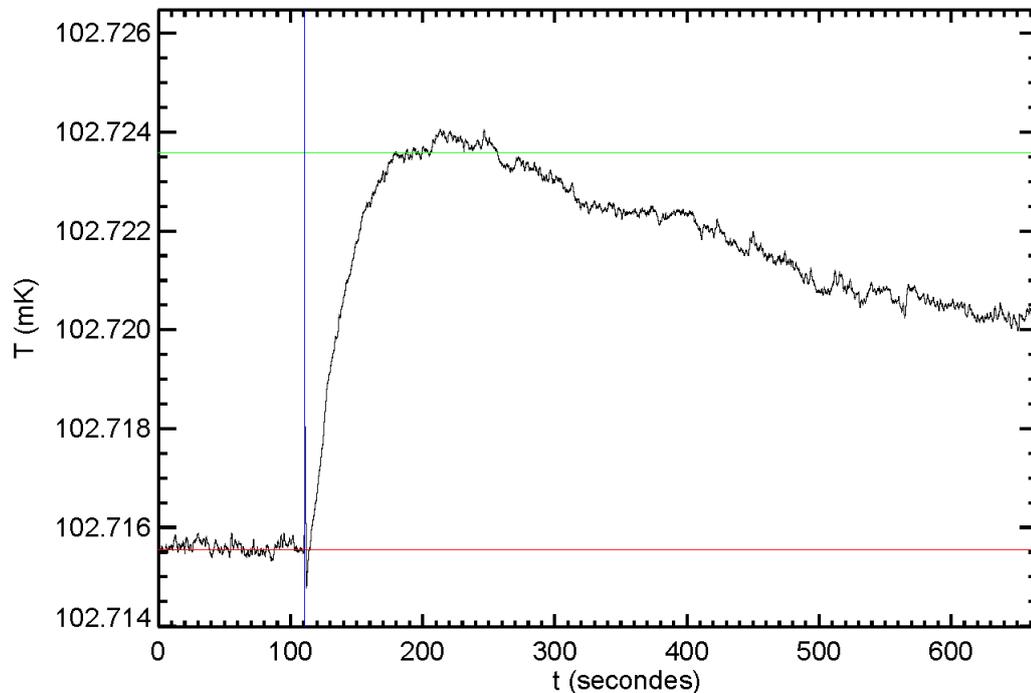


FIGURE 10.43 – Données ordonnées en temps : un événement massif de type éléphant. En bleu le début de l'événement marqué comme un glitch. Abscisse : temps en échantillons. Ordonnée : amplitude en mK.

La figure 10.45 un autre événement de type éléphant, on voit comment ces événements sont soustraits du signal au cours de la décorrélation des effets thermiques par les bolomètres aveugles.

La figure 10.46 montre l'effet sur un bolomètre de HFI de l'interaction d'un rayon cosmique de très grande énergie dans le satellite.

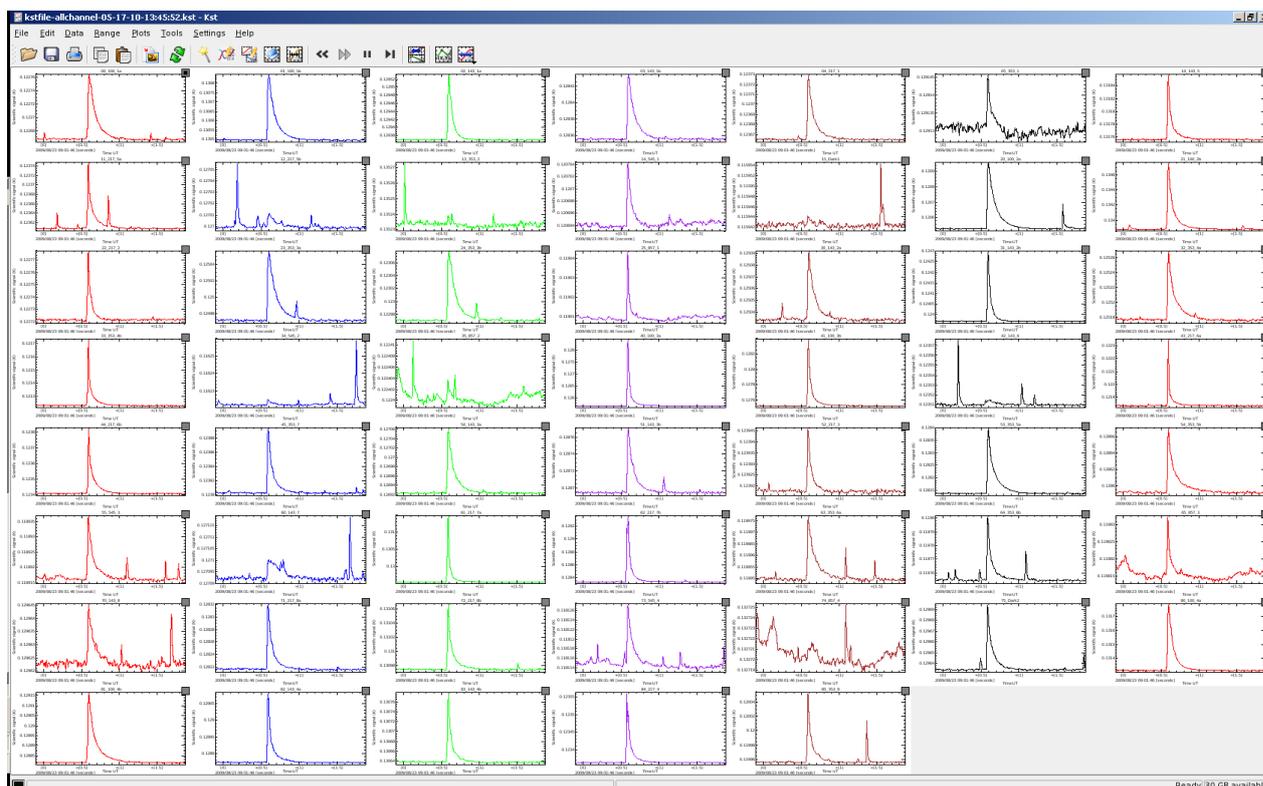


FIGURE 10.44 – Données ordonnées en temps pour les 54 bolomètres : un événement massif de type éléphant. Abscisse : temps en échantillons. Ordonnée : amplitude.

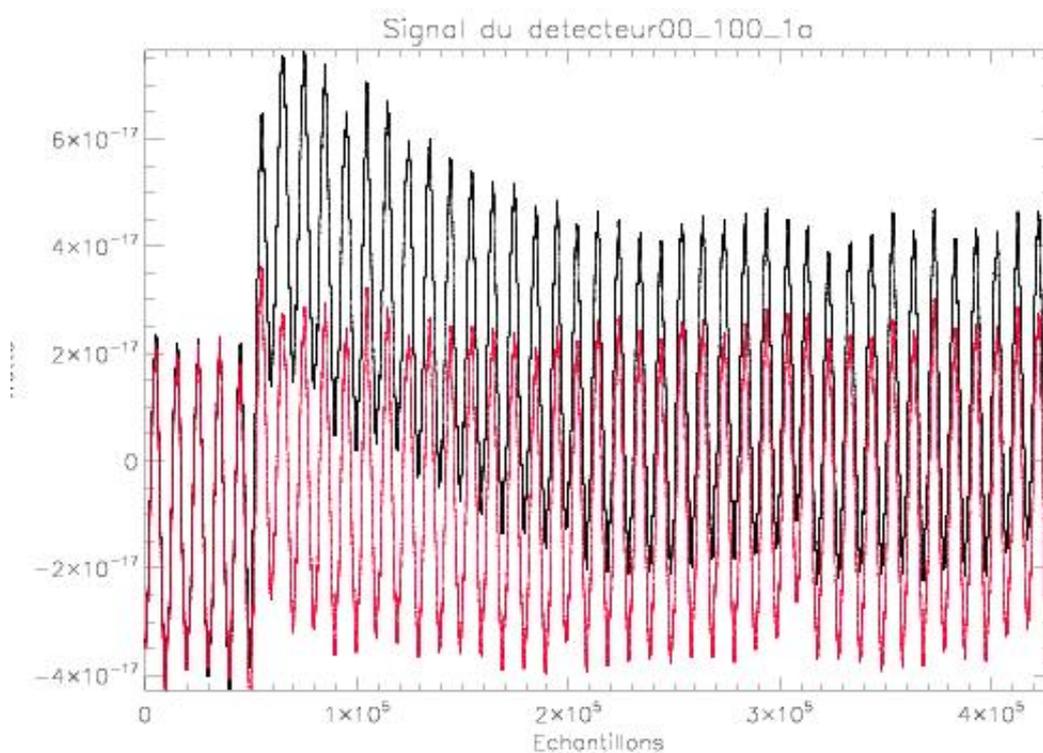


FIGURE 10.45 – Données ordonnées en temps du bolomètre 00\_100\_1a : un événement massif de type éléphant. En noir les données avant la décorrélation des fluctuations thermiques par les bolomètres aveugles, après la décorrélation (les oscillations correspondent au dipôle du rayonnement fossile vu à chaque cercle). Abscisse : temps en échantillons (l'ensemble de la figure représente 43 minutes de données). Ordonnée : amplitude en watt.

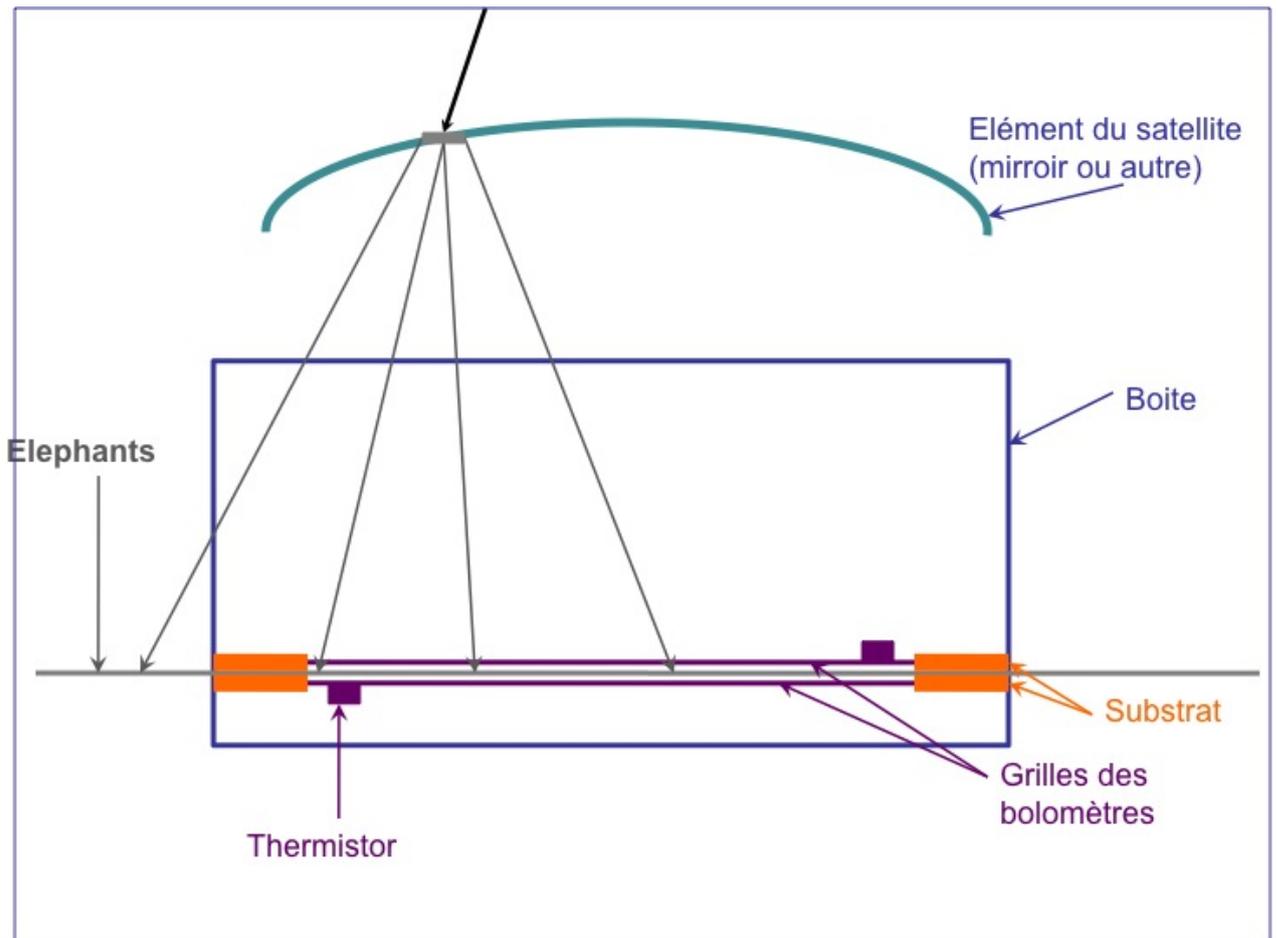


FIGURE 10.46 – Schéma montrant l'effet sur un bolomètre de HFI de l'interaction d'un rayon cosmique de très grande énergie dans le satellite. Crédit : ESA / Planck HFI-LFI consortium.

# Chapitre 11

## Simulation de l'effet systématique lié au rayonnement cosmique et estimation des performances de la correction

Nous avons montré dans les chapitres précédents comment l'on essaie de s'affranchir de l'effet des rayons cosmiques dans les données de Planck-HFI. Ce chapitre présente un travail de modélisation et de simulation de l'effet du rayonnement cosmique sur les données des bolomètres de HFI. On étudie l'impact du traitement de cet effet sur les données et les cartes produites par Planck-HFI.

### 11.1 Méthode

Pour étudier l'impact des algorithmes d'analyse de données sur les résultats de l'étude du rayonnement fossile, le principe général est de comparer les résultats obtenus après le traitement d'un effet systématique dans les données à des données dans lequel cet effet est absent à l'origine.

Pour cela l'utilisation de simulations est nécessaire. En effet nous ne possédons pas de mesure du rayonnement fossile sans effets systématiques. De plus dans les données réelles de nombreux effets sont présents et se superposent.

On utilise une modélisation du rayonnement fossile fourni par le *Planck Sky Model* à laquelle on ajoute une modélisation réaliste des effets instrumentaux pour obtenir une simulation des données mesurées par l'instrument HFI dans laquelle chacun des effets systématiques est connu et contrôlé. Ce signal est analysé par la chaîne d'analyse des données "officielle", la même qui est appliquée aux données réelles de HFI. On compare enfin les résultats obtenus après l'analyse aux données d'origine avant l'ajout des effets instrumentaux pour estimer l'impact du traitement appliqué au niveau du spectre de Fourier du signal et du bruit ainsi qu'au niveau des cartes obtenues avec les données de chaque détecteur.

Cette étude est destinée à être menée sur l'ensemble des bolomètres de HFI. On présentera dans ce document les résultats obtenus avec les 3 détecteurs suivants : le bolomètre non polarisé 04\_217\_1 à 217 GHz et la paire de bolomètres sensibles à la polarisation 30\_143\_2a et 31\_143\_2b à 143 GHz afin de disposer des 3 types de bolomètres différents de HFI : un SWB, un PSBa et un PSBb. L'étude sera étendue aux autres bolomètres à la suite des résultats obtenus ici. Ces fréquences ont été choisies car ce sont celles auxquelles le rayonnement fossile est le plus intense, ce sont donc les canaux privilégiés pour son étude.

Pour chaque bolomètre on produit une simulation de rayonnement fossile pour les rings 545 à 9466 en utilisant le pointage réel de la mission. A partir de celle-ci on produit deux simulations du signal mesuré par le détecteur : l'une contenant des rayons cosmiques et l'autre non. Chaque simulation est analysée par le TOI-processing, dans sa version 4.1, avec ou sans traitement des glitches. On dispose ainsi de quatre résultats par bolomètre qui nous permettent par comparaison d'étudier l'effet du traitement appliqué sur les données :

- estimation du nombre de glitches non détectés
- estimation des résidus du traitement appliqué (glitches non détectés et effet du marquage)
- estimation du nombre de fausses détections.

Le tableau 11.1 résume les différentes simulations utilisées dans cette analyse.

Bolomètres	Simulation du ciel	Effets instrumentaux	Analyse des données en temps	Cartes
04_217_1	LSCorePipe:	Desire:	TOI-processing v4.1:	Quickmap:
ou	rayonnement fossile	avec glitches simulés		avec Flag
30_143_2a	seul	ou	marquage des glitches	ou
ou	ou	sans glitches simulés		sans Flag
31_143_2b	ciel complet			

FIGURE 11.1 –

## 11.2 Modélisation et Simulations

### 11.2.1 Simulation du ciel vu par Planck

Le Planck Sky Model est un logiciel développé sous la responsabilité de l'APC<sup>1</sup> essentiellement en langage IDL. Il modélise le rayonnement fossile (anisotropies primaires et secondaires) et tous les avant-plans qui s'y superposent. Il fournit des cartes du ciel dans des bandes de fréquence choisies.

Le niveau LS de HFI permet de simuler la mission Planck et notamment le pointage des détecteurs de HFI avec le programme *LSCmission*. Il utilise ensuite le Planck Sky model dans le programme *LSCorePipe* pour produire des données ordonnées en temps telles qu'elles sont vues par les détecteurs du satellite Planck, en tenant compte de leurs caractéristiques comme par exemple leur position sur le plan focal, leur lobe, leur réponse en fréquence.

Dans le cadre de cette étude on base nos simulations sur le pointage réel de la mission, on utilise donc directement le programme *LSCorePipe* sans passer par l'étape de simulation de la mission.

Les objectifs de cette étude étant d'observer l'effet du traitement des glitches sur les spectres de Fourier et les cartes du rayonnement fossile, on utilise des simulations contenant uniquement le rayonnement fossile (ce qui revient à supposer une séparation des composantes parfaite). Ceci nous permettra d'observer directement l'effet produit sur les cartes, sans être parasité par d'autres contributions et sans avoir à effectuer la séparation des composantes : on peut projeter directement les données de chaque détecteur sur une carte. On effectue par ailleurs une simulation contenant toutes les contributions du ciel (rayonnement fossile + dipôle + sources extra-galactiques + Galaxie) pour vérifier que les contributions supplémentaires des signaux d'avant plan, en particulier notre Galaxie, ne modifient pas ces résultats.

Les figures 11.2 et 11.3 montrent respectivement le spectre de Fourier et la carte du signal produit par *LSCorePipe* pour le détecteur 04\_217\_1. Ce sont ces deux éléments qui nous servent de référence pour cette étude.

### 11.2.2 Modélisation des effets instrumentaux

Les effets instrumentaux sont ajoutés aux données ordonnées en temps par le programme *DeSiRe* sous la responsabilité du CESR<sup>2</sup>.

Ces effets ont été modélisés à partir de ceux observés pendant l'analyse des données d'Archeops et à partir des tests effectués au sol.

Les effets qui peuvent être simulés et ajoutés dans les TOIs par *DeSiRe* sont les suivants :

- les glitches
- le bruit télégraphique aléatoire
- les fluctuations de température du télescope
- les fluctuations de température de la machine à 4 K
- les fluctuations de température de l'étage intermédiaire à 1,6 K

1. Laboratoire d'AstroParticules et de Cosmologie de Paris.

2. Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements de Toulouse.

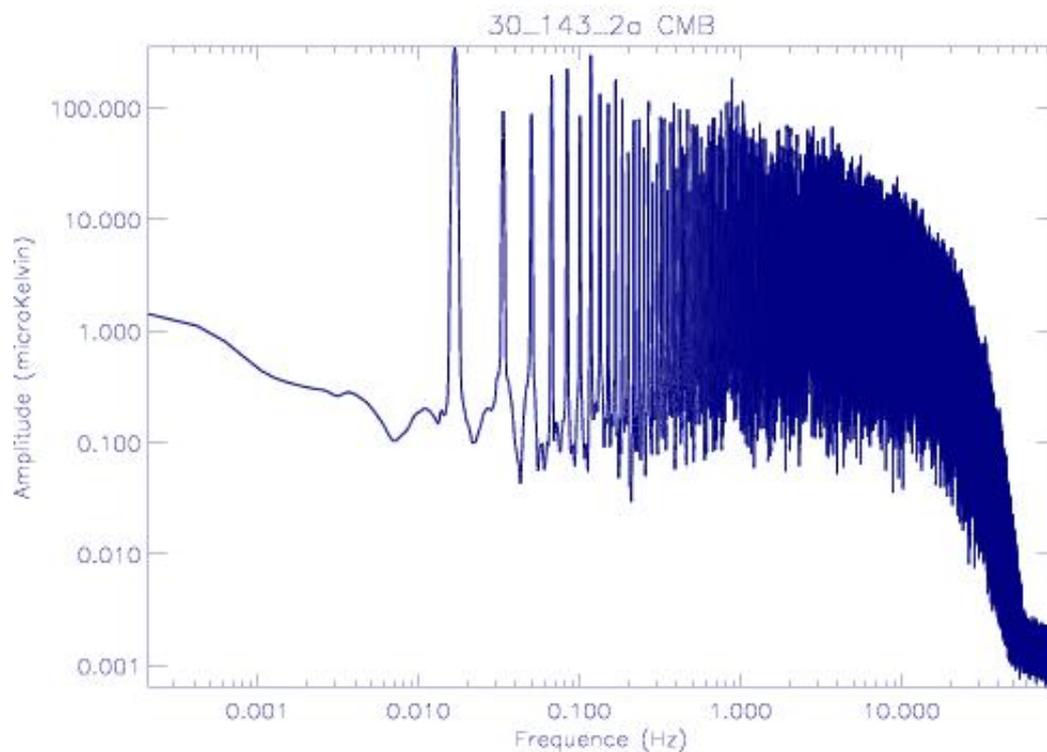


FIGURE 11.2 – Spectre de Fourier du signal produit par le programme de simulation LSCorePipe pour le détecteur 04\_217\_1 calculé sur 2 rings de données. Le signal astrophysique est contenu dans les pics. On voit clairement la coupure due au filtrage des effets électroniques à haute fréquence. Abscisse : fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en  $\mu$ kelvin.

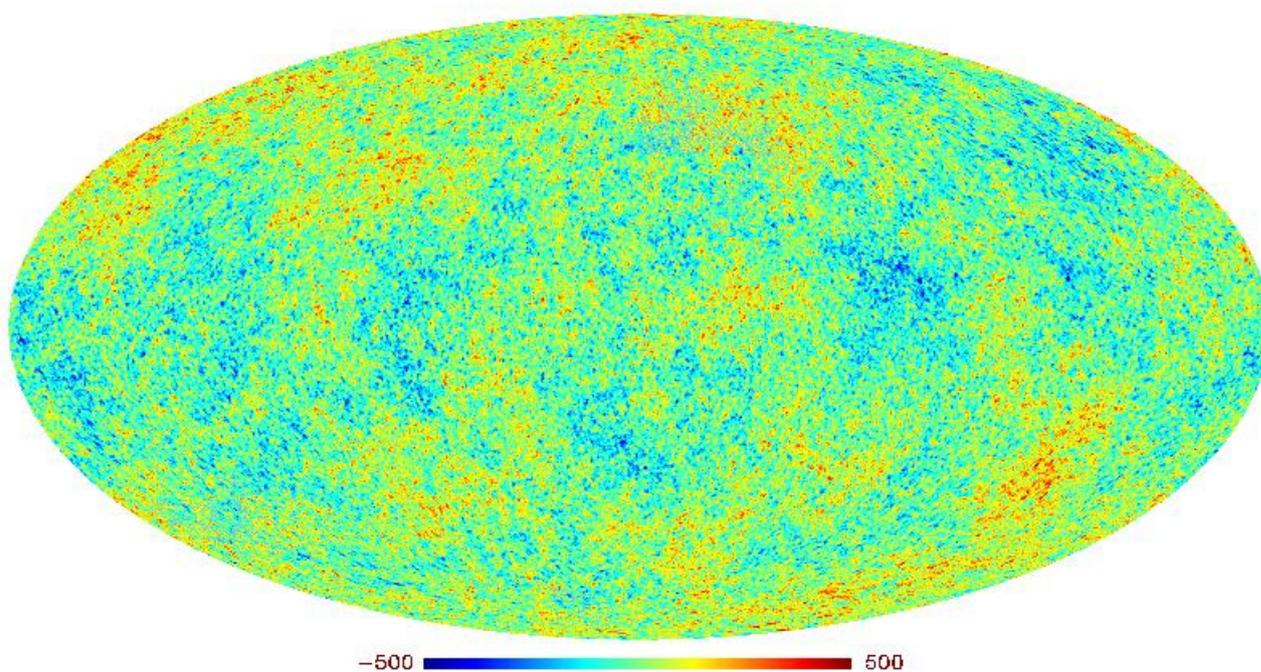


FIGURE 11.3 – Carte du rayonnement fossile produite en projetant les données produites par LSCorePipe pour le détecteur 04\_217\_1. L'échelle de couleur représente l'amplitude du signal mesuré par le détecteur en microkelvin.

- les fluctuations de température de la platine à 100 mK
- l'effet électronique de la machine à 4 K.

Une nouvelle version de DeSiRe, produite en juillet 2010 intègre de nombreuses améliorations et corrections en s'appuyant sur les effets observés au cours de l'analyse des données de vol de HFI : l'amplitude et la fréquence des fluctuations de température, les raies à 4 K et les glitches sont plus proches de ceux réellement observées dans les données de chacun des bolomètres. Cette version intègre en particulier les populations de rayons cosmiques observées dans les données de vol de HFI.

La modélisation des glitches est en cours d'amélioration itérative grâce à la comparaison des simulations produites dans le cadre de cette étude avec les données de vol de Planck.

## La modélisation des glitches

On s'intéresse ici plus en détails à l'effet des rayons cosmiques.

Nous avons vu précédemment qu'il existe plusieurs populations de glitches dans les données ordonnées en temps. Trois populations principales de glitches ont été implémentées dans la dernière version des algorithmes de DeSiRe :

- l'herbe (gerbes d'électrons secondaires qui déposent de l'énergie sur les fils de la grille des bolomètres)
- les arbres (rayons cosmiques interagissant directement avec le thermistor des bolomètres)
- les escargots (probablement des gerbes d'électrons secondaires interagissant dans le substrat des bolomètres).

Les patrons correspondant à chacune de ces populations ont été obtenus par Guillaume Patanchon, Cyrille Rosset et Jean-Marc Delouis dans le cadre du développement du module despike.

J'ai collaboré à la modélisation de la distribution énergétique de chaque population grâce aux travaux présentés au chapitre précédent : la figure 11.4 montre la simulation de la distribution d'énergie des glitches de type herbe et arbre obtenue par ajustement de la distribution réelle des glitches mesurés dans la TOI du détecteur 43\_217\_6a et la figure 11.5 montre le taux de glitches des populations herbe et arbre déterminées grâce aux tests effectués sur la longueur et l'amplitude des glitches. Ces taux sont en accord avec ceux mesurés par le module despike.

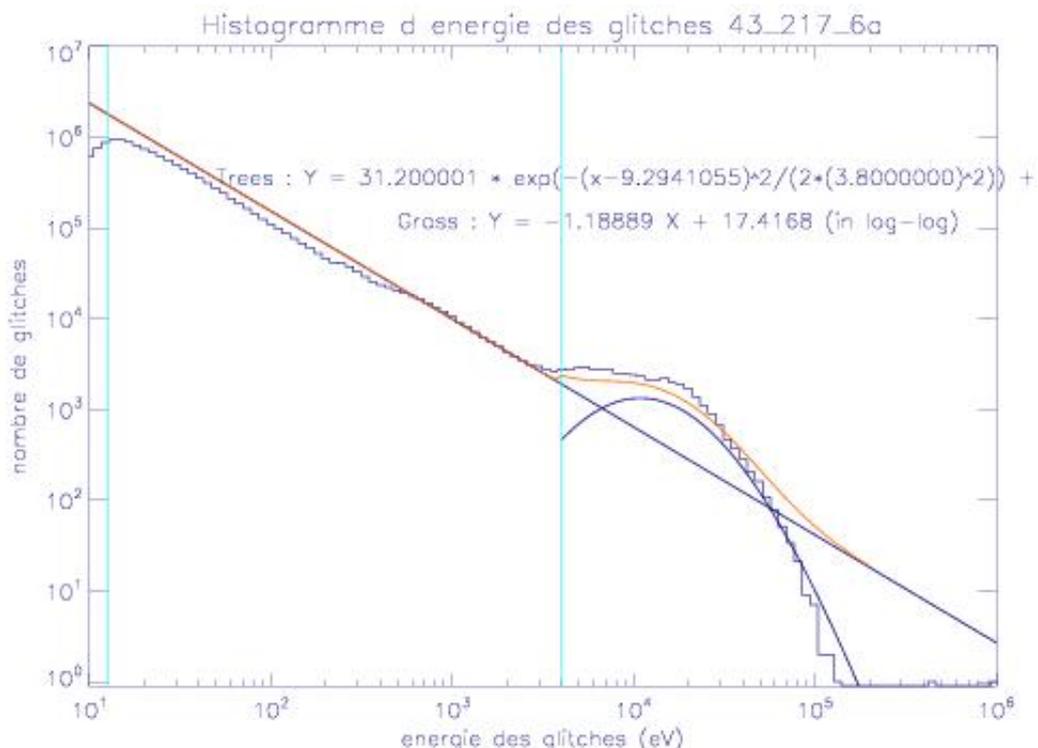


FIGURE 11.4 – Distribution d'énergie des glitches du détecteur 43\_217\_6a pour les rings 240 à 5300 et ajustement des distributions des populations d'arbres et d'herbe. Abscisse : énergie (eV ; échelle logarithmique). Ordonnée : nombre de glitches (échelle logarithmique).

Ces éléments sont intégrés au fur et à mesure des progrès dans le programme DeSiRe par Alexandre Sauvé du CESR. DeSiRe permet donc d'obtenir des simulations contenant des glitches de plus en plus réalistes.

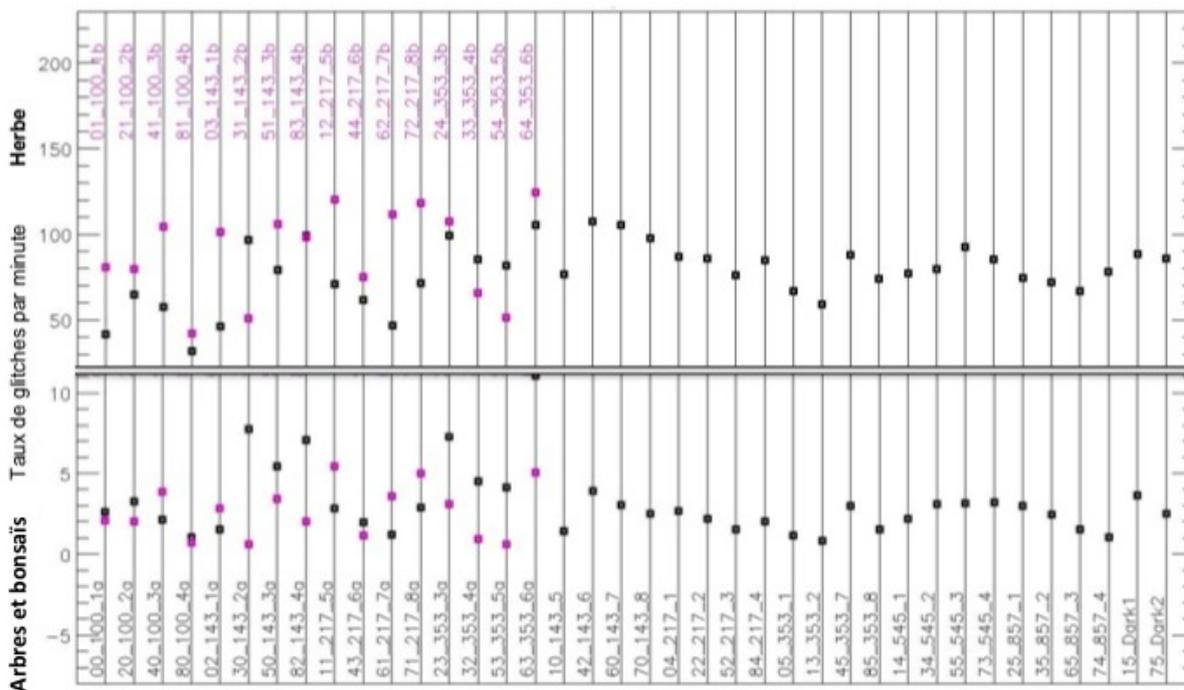


FIGURE 11.5 – Taux de glitches de type herbe (interactions indirectes ; en haut) et arbre + bonsai (interactions directes ; en bas) mesurés pour chaque bolomètre. Abscisse : bolomètre. Ordonnée : taux de glitches (par minute).

Les glitches de type bonsai sont noyés dans les glitches de type herbe (ils ne sont pas visibles sur la figure 11.4) pour cette raison ils n’ont pas encore été implémentés dans DeSiRe.

L’effort de simulation sera poursuivi : la prochaine version de DeSiRe contiendra cette population de glitches et les distributions énergétiques des glitches, déjà réalistes, seront améliorées pour correspondre parfaitement à celles des glitches réels.

## 11.3 Analyse des données

### 11.3.1 Analyse des données ordonnées en temps

Le TOIprocessing est très modulaire. Le traitement de certains effets systématiques est optionnel. Dans le cadre de cette étude on applique uniquement :

- le filtrage des effets électroniques à haute fréquence,
  - le marquage des données invalides,
  - la correction de gain,
- qui ne sont pas optionnels.

On n’applique pas les corrections optionnelles suivantes :

- la décorrélation des fluctuations de température,
- la déconvolution de la réponse en temps des détecteurs,
- la correction des raies 4 K.

Pour cette étude on se limite donc aux corrections obligatoirement appliquées par le TOI-processing, qui comprennent le traitement des glitches. Ainsi on estimera uniquement l’effet de ce traitement sur les résultats obtenus sans confusion avec les correction d’autres effets : le filtrage à haute fréquence provoque seulement une coupure du spectre au delà de 50 Hz et ne perturbe pas l’étude de l’effet des glitches, et la correction de gain modifie les unités mais pas la forme des TOIs ou des spectres et n’a pas d’influence sur l’étude des glitches.

L’impact des autres effets systématiques sera estimé indépendamment dans des études menées en parallèle de celle-ci.

Le TOI-processing que nous appliquons sur les simulations est représenté sur la figure 11.6.

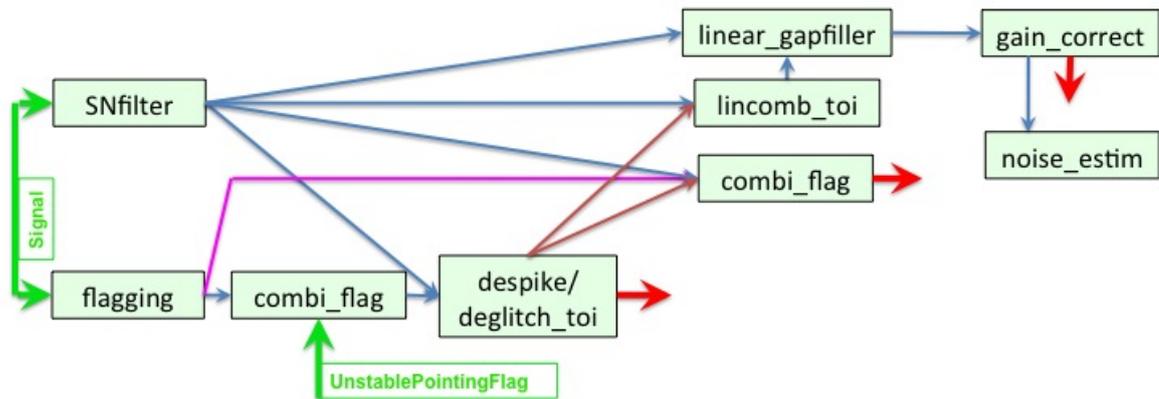


FIGURE 11.6 – Schéma des différents traitements appliqués sur les simulations au cours du TOI-processing : signal d'entrée en vert ; signaux de sortie en rouge ; modules du TOI-processing dans les boîtes vertes ; les flèches entre les boîtes représentent le trajet des données. Les données ne sont pas déconvoluées de la réponse en temps des bolomètres afin de réduire le temps de calcul. Les différentes couleurs de flèches (bleu, rose, marron) entre les modules sont utilisées pour plus de clarté lorsque des flèches se croisent.

Dans le cadre de cette étude on utilisera essentiellement les éléments suivants produits par le TOI-processing :

- le signal en watt (les données ne sont pas déconvoluées de la réponse en temps des bolomètres afin de réduire le temps de calcul ; étant donné qu'on compare les résultats de simulation avec et sans glitches et que cet effet est le même dans les deux cas, il n'est pas nécessaire d'en tenir compte)
- le bruit estimé par soustraction du signal astrophysique (estimé par redondance sur les cercles successifs de chaque ring)
- le `InvalidData_Flag`.

Les simulations étant basées sur le pointage réel du satellite, on utilise pour tous les résultats montrés ci-dessous le `UnstablePointingFlag` produit indépendamment du TOI-processing par le niveau L2 : seules les données correspondant à un pointage stable et parfaitement connu sont utilisées.

Pour étudier l'effet du rayonnement cosmique on utilise le `InvalidDataFlag`. Dans le contexte de ces simulations il contient uniquement le marquage des glitches car la simulation ne contient pas d'erreurs de compression ni de trous. Lorsqu'on mentionnera l'utilisation de données non marquées, cela signifie que les glitches ne sont pas marqués, mais les données de pointage instable le sont toujours.

### Effet sur les données en temps

Les données marquées comme invalides dans les simulations contiennent uniquement l'effet des rayons cosmiques. Le pourcentage de données invalides des simulations est très proche de celui des données réelles (qui est très largement dominé par l'effet des rayons cosmiques), il est donné dans le tableau 11.1.

On regarde ici les résultats produits par le TOI-processing directement au niveau des données ordonnées en temps. On ne peut pas observer l'intégralité des données en temps de chaque bolomètre, on se concentre donc sur quelques portions de données de quelques minutes (quelques cercles) pour chaque bolomètre.

On compare les TOIs issues des simulations aux données de vol de HFI pour vérifier que les simulations qu'on utilise sont suffisamment réalistes pour estimer les performances du traitement des glitches.

Afin de vérifier qu'il est pertinent d'effectuer cette étude sur une simulation contenant uniquement le rayonnement fossile, on vérifie également le marquage des données dans le cas d'une simulation contenant tout le ciel.

A cette fin on regarde les données pour les rings contenant le centre galactique, qui est l'endroit du ciel présentant le plus de signaux piqués, donc le plus délicat pour le nettoyage des glitches.

Avec la simulation contenant tout le ciel, on obtient un pourcentage de données invalides très proche de

celui obtenu sur une simulation de rayonnement fossile seul, il est donné dans le tableau 11.1. L'efficacité du traitement des glitches est équivalente dans les deux cas.

Détecteur	Données de vol (v 4.1)	Rayonnement fossile seul	Ciel complet
04_217_1	17,5%	17,5%	17,5%
30_143_2a	19,5%	19,5%	19,5%
31_143_2b	7,2%	7,1%	7,1%

TABLE 11.1 – Pourcentages de données invalides dans les données de HFI et dans les simulations.

La figure 11.7 montre les TOIs des simulations contenant tout le ciel, comparées aux données de vol de HFI pour les 3 bolomètres (de haut en bas respectivement le 04\_217\_1, le 30\_143\_2a et le 31\_143\_2b). Pour chaque détecteur le graphique du haut montre les données non déglitchées et celui du bas les données nettoyées.

Il existe pour chaque bolomètre des zones dans les données en temps où l'on peut voir des glitches insuffisamment marqués. On en voit un exemple dans la TOI du bolomètre 04\_217\_1 sur la figure 11.7. On constate qu'un très grand glitch a été insuffisamment marqué et qu'il reste dans les données nettoyées un signal d'amplitude importante. On voit de plus que cet "accident" du nettoyage au voisinage de la Galaxie a provoqué le marquage de celle-ci comme un glitch.

Toutes les erreurs de marquage de ce type que nous avons observées dans les données en temps correspondent à des glitches d'amplitude très élevée dont la constante de temps intermédiaire (environ  $\sim 60$  ms) est clairement visible au dessus du signal du rayonnement fossile. Cependant ces glitches sont plus nombreux dans les simulations que dans les données réelles (nous n'en avons observé aucun dans les intervalles des données réelles que nous avons observé) et ce type d'erreur de marquage est beaucoup moins fréquent dans les données réelles que dans les simulations. Néanmoins la détection de ces "accidents" de nettoyage permettra d'améliorer les performances du nettoyage des glitches dans ce genre de cas.

On obtient des conclusions semblables avec le rayonnement fossile seul et avec l'intégralité des composantes du ciel. Les glitches sont supprimés des données en temps, à l'exception de quelques "accidents".

On constate d'autre part la présence de rings "problématiques" dans la simulation. Les rings affectés par des problèmes de simulations sont visibles sur la figure 11.8 qui montre le taux de glitches détectés dans chacun des rings de la simulation pour le détecteur 31\_143\_2b (pour comparaison les fluctuations du taux de glitches des données réelles ne dépassent pas quelques pourcents).

On voit que pour certains de ces rings problématiques le taux de glitches détectés est anormalement faible (typiquement 20 glitches par minutes au lieu de 60).

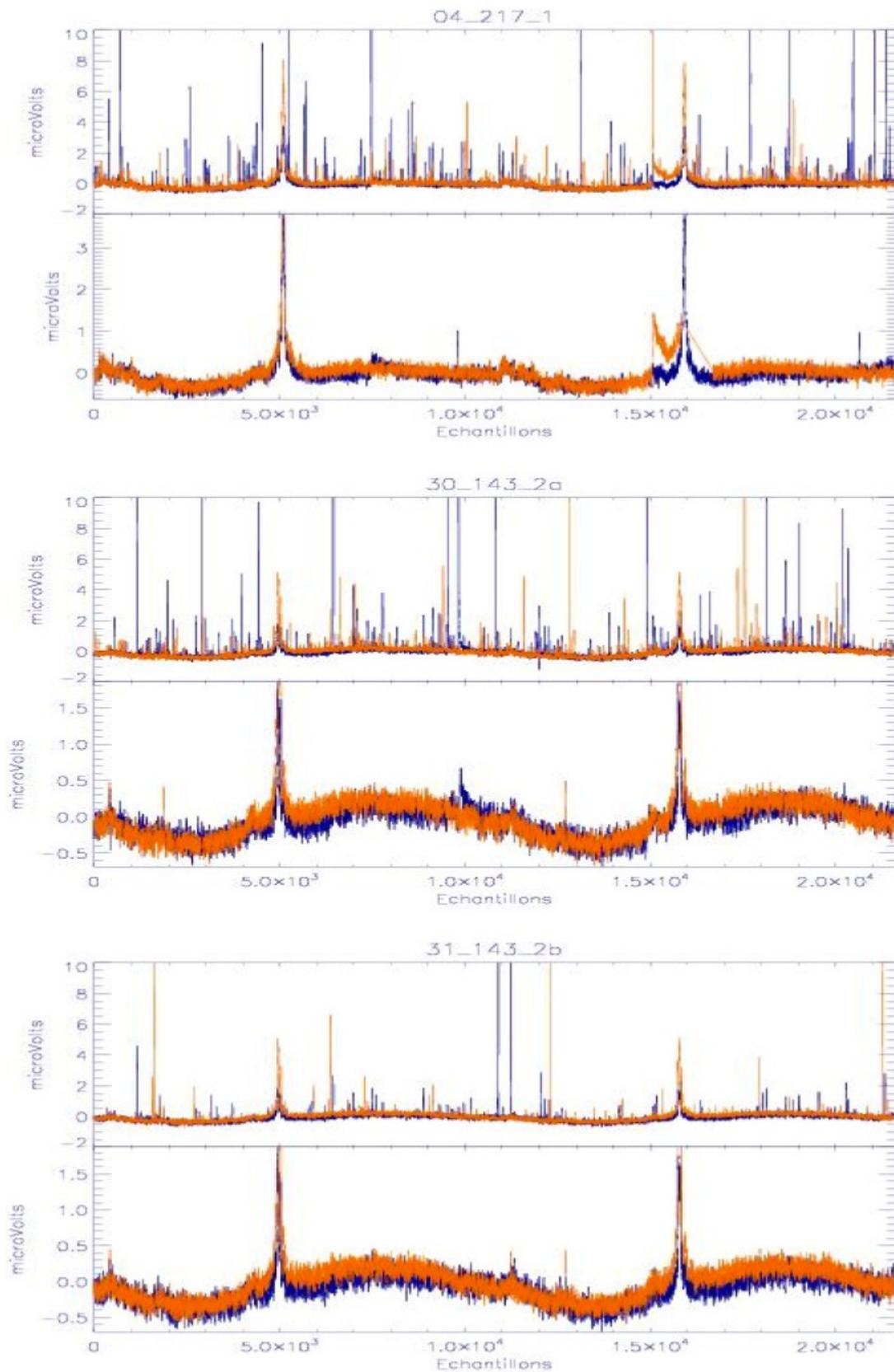


FIGURE 11.7 – Données ordonnées en temps pour les détecteurs 04\_217\_1 (en haut), 30\_143\_2a (au centre) et 31\_143\_2b (en bas). La simulation est représentée en orange, elle contient toutes les contributions du ciel. Les données réelles sont représentées en bleu. On voit clairement le dipôle et la Galaxie. On voit un "accident" du nettoyage des glitches pour le détecteur 04\_217\_1 causé par un très grand glitch. Pour chaque détecteur la figure du haut représente les données non déglitchées, et celle du bas les données déglitchées. Abscisse : échantillons. Ordonnée : Amplitude en  $\mu\text{V}$ .

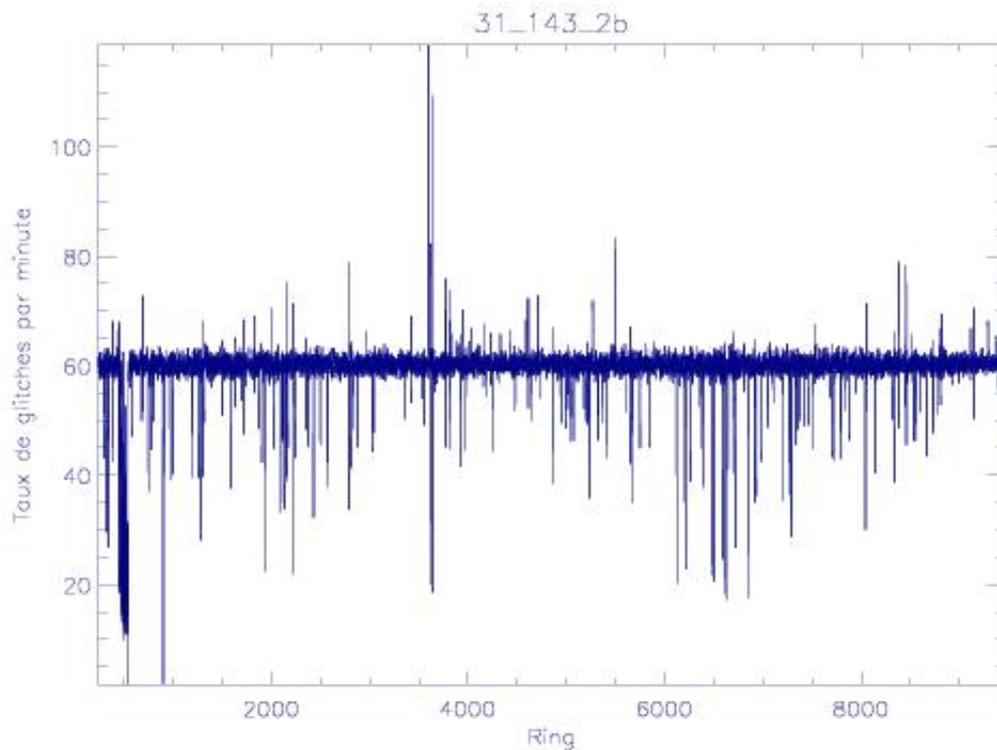


FIGURE 11.8 – Taux de glitches dans la simulation du détecteur 31\_143\_2b pour chaque ring. On voit que la simulation contient des rings problématiques pour lesquels les données ne peuvent pas être correctement traitées. Abscisse : numéro de ring. Ordonnée : taux de glitches (par minute).

La figure 11.9 montre qu’il s’agit d’un problème lié à la simulation : elle représente respectivement de haut en bas les données sortant de LSCorePipe, les données sortant de DeSiRe, les données après TOIprocessing non déglitchées et les données après TOIprocessing nettoyées (ainsi que le Flag en rouge).

La simulation issue du programme LSCorePipe contient deux échantillons invalides (NAN<sup>3</sup>) au début de certains rings. Le programme DeSiRe, qui utilise une transformation de Fourier, ne peut pas traiter des données contenant ce type d’échantillons. Dans ce cas il écrit des valeurs nulles pour toute la plage de données en cours de traitement. Le ou les rings affectés ne sont pas correctement traités par le TOI-processing, on voit apparaître des structures périodiques négatives et d’amplitude comparable à des glitches. De plus le module despiker n’est pas conçu pour nettoyer ce type de structures dans les données et lors du nettoyage des glitches un très grand pourcentage des données est marqué comme invalide (jusqu’à plus de 60%). Selon les rings les données comme invalides sont plus ou moins regroupées par paquets et le nombre de glitches détecté apparaît comme beaucoup trop grand (jusqu’à 120 glitches par minute au lieu de 60 pour le bolomètre 31\_143\_2b) ou au contraire beaucoup trop faible (jusqu’à 20 glitches par minute au lieu de 60 pour le bolomètre 31\_143\_2b).

Ces cas sont donc liés à un problème ponctuel de la simulation (lié à la production d’une simulation à partir du pointage réel du satellite). Cette étude a permis de le faire apparaître et de le résoudre, il sera donc absent des simulations ultérieures.

---

3. Not A Number.

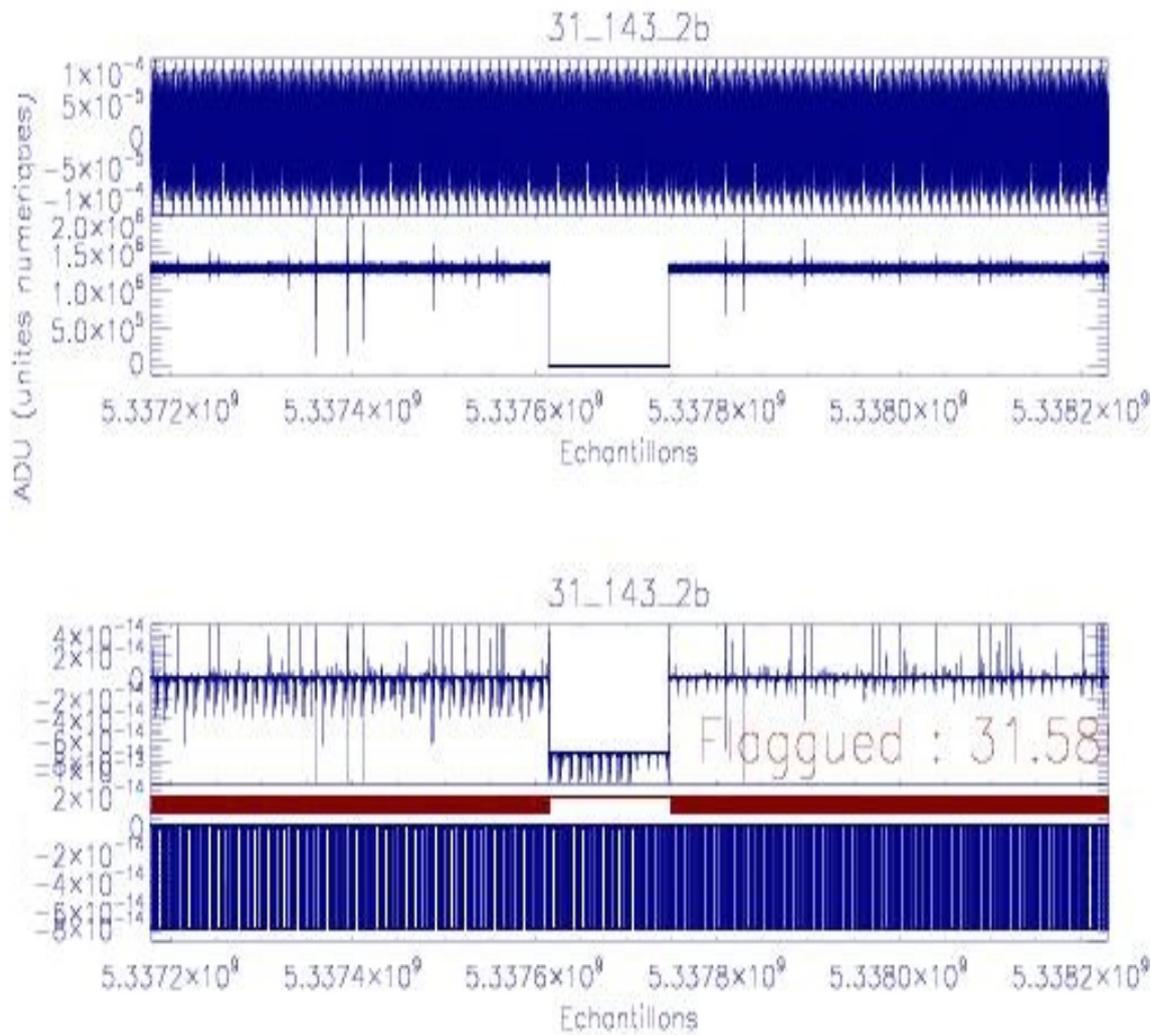


FIGURE 11.9 – Données ordonnées en temps simulées pour le détecteur 31\_143\_2b. De haute en bas les données produites par LSCorePipe, DeSiRe, le TOI-processing (non déglitchées), le TOIprocessing (déglitchées), en rouge le Flag (dont l'amplitude a été modifiée pour être visible à l'échelle de la figure). Abscisse : temps (échantillons). Ordonnée : amplitude (kelvin, ADU, watt, watt de haut en bas respectivement).

### Effet sur le spectre de Fourier

On calcule le spectre de Fourier du signal et du bruit par transformée de Fourier rapide (FFT). La figure 11.10 montre le spectre de Fourier des données réelles du bolomètre 04\_217\_1.

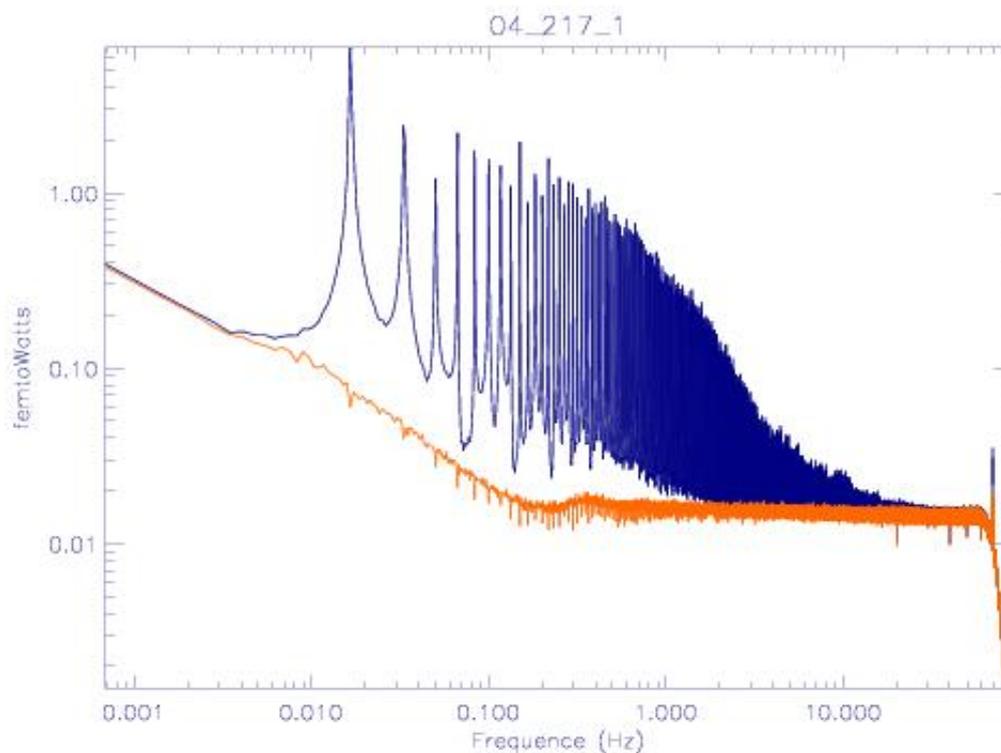


FIGURE 11.10 – Spectre de Fourier des données réelles pour le détecteur 04\_217\_1, calculé sur 2 rings. Le spectre du signal est en bleu, le spectre du bruit est en orange. Le signal est contenu dans les pics. On voit clairement la coupure due au filtrage des effets électroniques à haute fréquence et un bruit en  $1/f$  à basse fréquence. Abscisse : fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en femtowatt.

On distingue plusieurs éléments caractéristiques :

- les pics dans lesquels le signal est contenu
- le bruit en  $1/f$  à basse fréquence
- la coupure du filtrage à haute fréquence
- la ligne de base horizontale aux fréquences intermédiaires.

L'électronique peut produire un bruit à basse fréquence en  $1/f$ , cependant celle de HFI possède des filtres passe-haut conçus pour éviter ce phénomène. Il a été montré que cette composante n'intervient qu'en deçà d'une fréquence de l'ordre du millihertz.

Les fluctuations thermiques à longue période peuvent également contribuer à créer un bruit à basse fréquence. Elles sont en grande partie supprimées du signal par la décorrélation du signal des bolomètres aveugles.

Nous avons vu que les glitches possèdent 3 constantes de temps, à l'exception des escargots qui n'ont pas de composante courte. On rappelle l'ordre de grandeur des 3 constantes de temps des glitches : 8 à 10 ms, 40 à 80 ms et 0,5 à 2 s, selon les populations et les bolomètres. Les données affectées par la composante courte des glitches sont toujours marquées comme invalides. Pour les glitches de type herbe la composante longue ( $\tau \approx 1$  s) et une partie de la composante intermédiaire ( $\tau \approx 80$  ms) sont soustraites, pour les autres populations ces données sont marquées comme invalides.

Nous avons montré dans la section 10.7 que les composantes intermédiaire et longue des glitches (c'est à dire les glitches de type escargot ainsi que les composantes longues des glitches de type arbre, bonsaï et herbe) qui ne sont pas détectées peuvent faire apparaître un changement de niveau de la ligne de base du spectre de Fourier à basse fréquence.

La version actuelle du module despiking ne permet pas de détecter (ou rarement) les glitches de type escargot (cependant ceux-ci sont très peu nombreux). De plus seules les composantes longues des glitches de type herbe sont soustraites grâce à l'utilisation du patron (la prochaine version, en cours de développement permettra la soustraction des composantes intermédiaire et longue de toutes les populations de glitches détectés).

La figure 11.11 montre les spectres de Fourier des simulations contenant le rayonnement fossile seul pour les bolomètres 04\_217\_1, 30\_143\_2a et 31\_143\_2b. On voit en bleu le spectre du signal et en rouge celui du bruit estimé après soustraction du signal.

La figure 11.12 montre les spectres de Fourier des simulations contenant l'ensemble du ciel pour les bolomètres 04\_217\_1, 30\_143\_2a et 31\_143\_2b. On voit en bleu le spectre du signal et en orange celui du bruit estimé après soustraction du signal.

On constate que les niveaux de bruit des données nettoyées sont semblables à ceux obtenus avec la simulation de rayonnement fossile seul, ce qui confirme que le traitement des glitches est peu affecté par la présence des autres composantes du ciel.

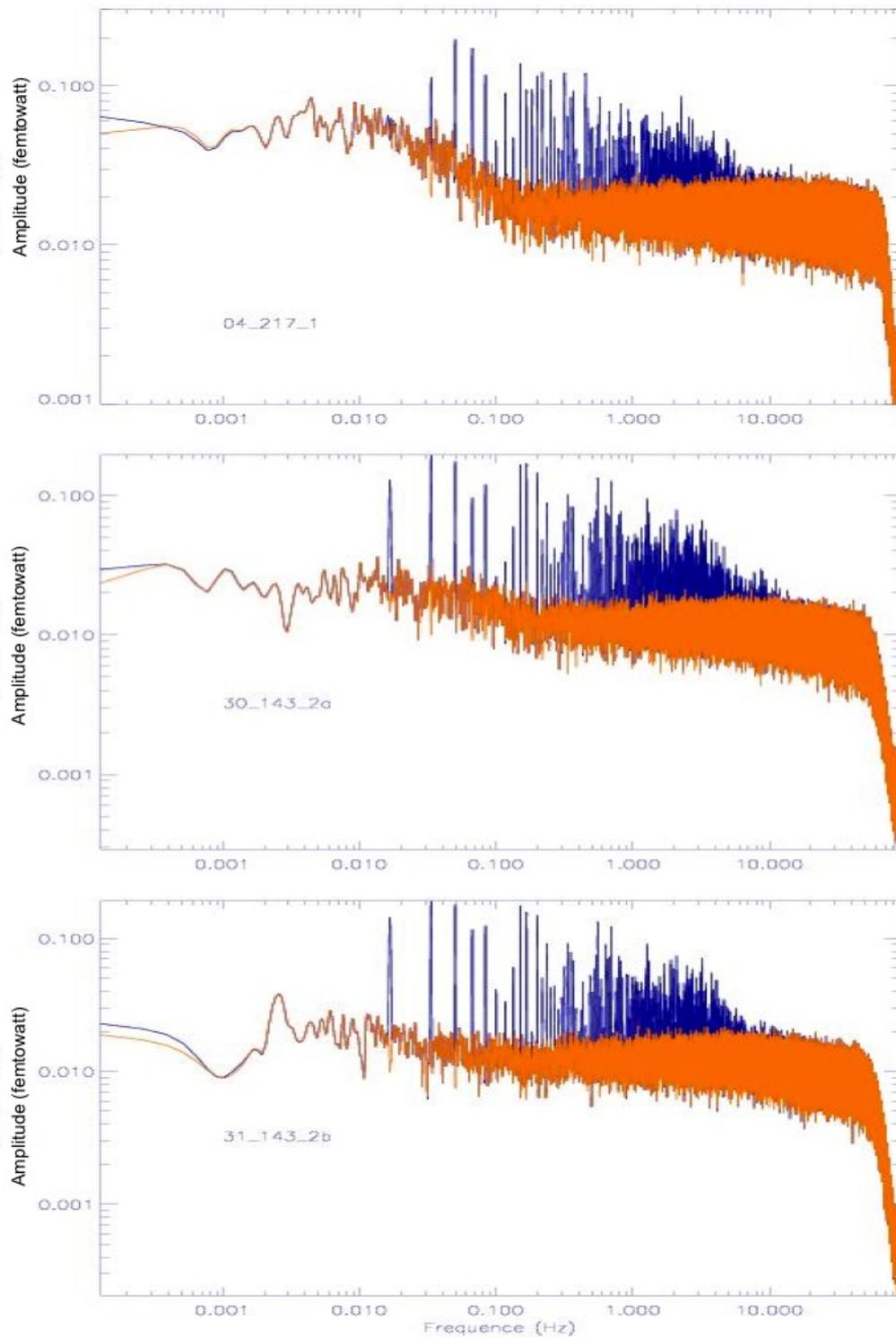


FIGURE 11.11 – Spectre de Fourier des simulations contenant uniquement le rayonnement fossile pour les détecteurs 04\_217\_1, 30\_143\_2a et 31\_143\_2b; calculés sur 2 rings de données. En bleu le spectre du signal, en orange le spectre du bruit. (Le spectre du signal est différent de celui de la figure 11.10 car à la différence de ce dernier, il ne contient que la contribution du rayonnement fossile et non tout le ciel.) Abscisse : fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en femtowatt.

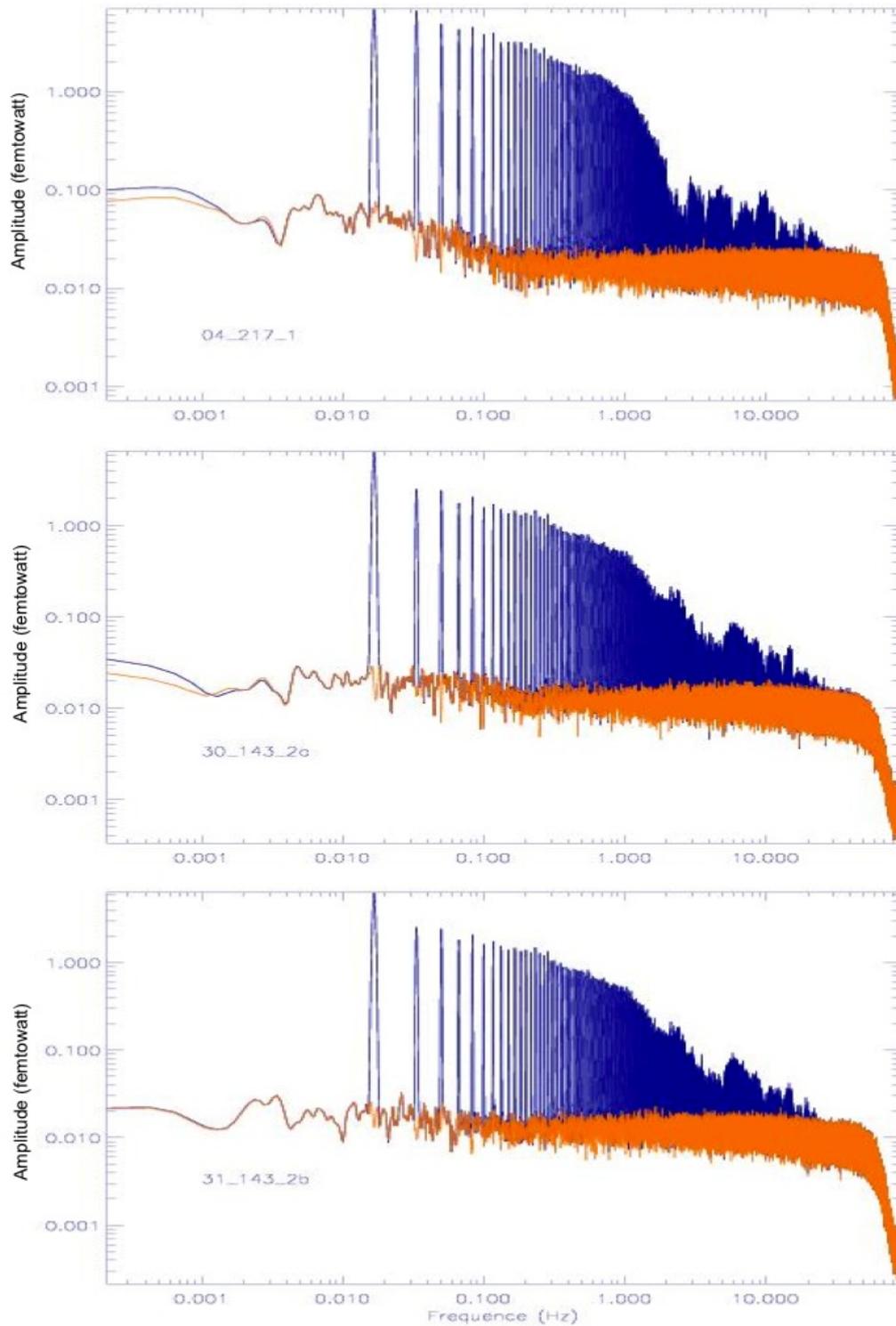


FIGURE 11.12 – Spectre de Fourier des simulations contenant l'ensemble des composantes du ciel pour les détecteurs 04\_217\_1, 30\_143\_2a et 31\_143\_2b calculés sur 2 rings de données où l'on observe le centre galactique. En bleu le spectre du signal, en orange le spectre du bruit. Abscisse : fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en femtowatt.

Dans la suite on étudiera uniquement les spectres du bruit afin de faire apparaître plus clairement les effets liés au rayonnement cosmique (sauf mention contraire les spectres montrés par la suite seront donc les spectres du bruit et non du signal).

La figure 11.13 montre les spectres de Fourier des simulations, pour le bolomètre 04\_217\_1, le bolomètre 30\_143\_2a et le bolomètre 31\_143\_2b (respectivement de haut en bas). Le spectre en bleu représente les données avec les glitches, le spectre en orange représente les données nettoyées des glitches et le spectre en rouge représente les données sans glitches (simulation de référence sans glitches).

On constate que le niveau de la ligne de base des spectres sans glitches et nettoyés correspondent au niveau observé dans les données de vol (figure 11.10), ce qui montre que les simulations ont un niveau de bruit réaliste.

En comparant les spectres en rouge et en bleu, on constate que les glitches ont un effet semblable à un bruit blanc : une valeur constante s'ajoute au spectre. Le niveau de sa ligne de base augmente par un facteur proche de 100. Les glitches n'expliquent donc à priori pas la présence de la composante du bruit en  $1/f$  à basse fréquence observée sur les vraies données.

Le nettoyage des glitches permet aux bolomètres 30\_143\_2a et 31\_143\_2b de retrouver un spectre très proche de celui sans glitches. Le brut résiduel à basse fréquence est de 1 à 2% de l'amplitude de l'effet des glitches.

Cependant il reste dans les données du bolomètre 04\_217\_1 un résidu à basse fréquence d'amplitude non négligeable qui se traduit par un changement de niveau de la ligne de base. Pour les fréquences inférieures à 0,1 Hz l'amplitude du bruit résiduel est proche de 30% de l'amplitude de l'effet des glitches. Pour les fréquences supérieures à 0,1 Hz il est négligeable.

Les glitches présents dans la simulation sont conçus à partir des paramètres de ceux réellement observés dans les données des bolomètres de HFI, cependant il existe encore des différences d'amplitude et de taux avec les données réelles.

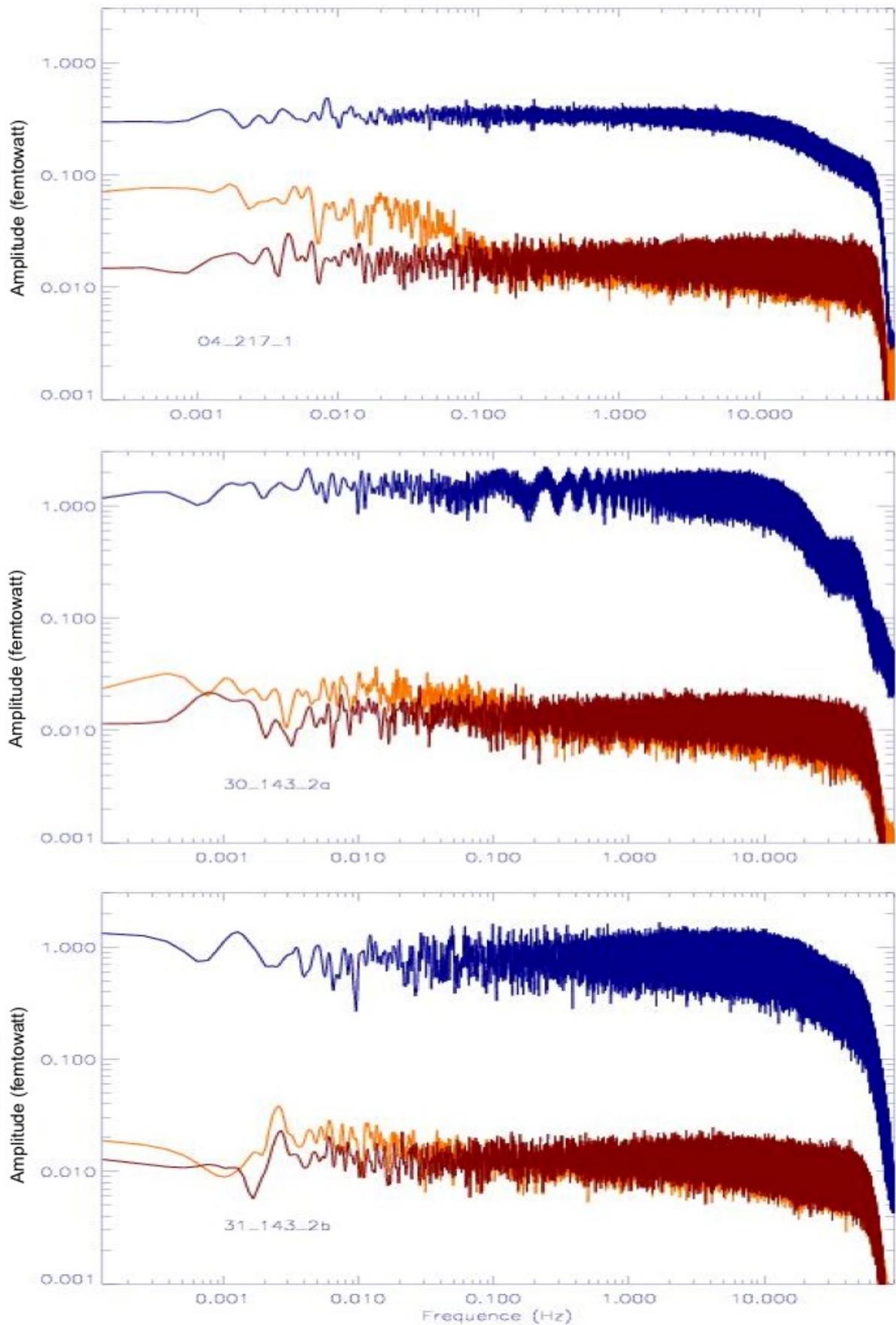


FIGURE 11.13 – Spectres de Fourier des simulations pour les détecteurs 04\_217\_1, 30\_143\_2a et 31\_143\_2b; calculés sur 2 rings de données. En bleu le spectre de la simulation avec glitches, en orange le spectre de la simulation nettoyée des glitches, en rouge le spectre de la simulation sans glitches. Abscisse : fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en femtowatt.

La figure 11.13 est faite à partir de rings pour lesquels les simulations n'ont pas rencontré de problème. En choisissant au contraire les rings problématiques, on constate que dans ces cas extrêmes l'algorithme de nettoyage des glitches n'a pas pu traiter correctement les données.

La figure 11.14 montre le spectre de Fourier de la simulation du détecteur 30\_143\_2a pour un ring "problématique" dans lequel la simulation n'a pas fonctionné correctement.

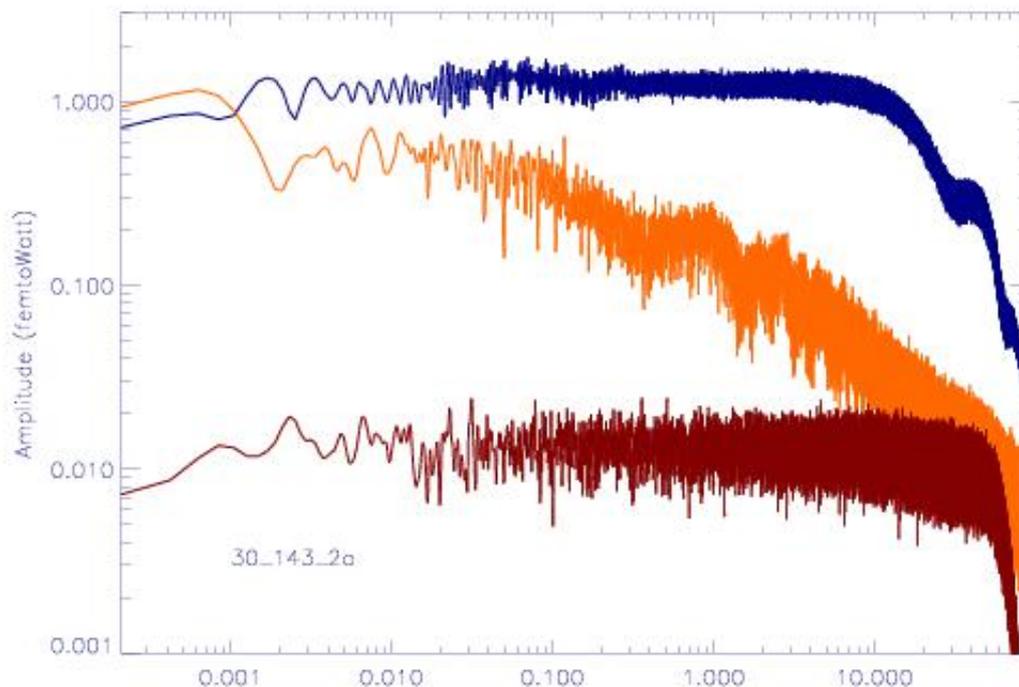


FIGURE 11.14 – Spectre de Fourier des simulations pour le détecteur 04\_217\_1 (calculé sur un ring affecté par un problème de simulation). En bleu le spectre de la simulation avec glitches, en orange le spectre de la simulation nettoyée des glitches, en rouge le spectre de la simulation sans glitches. Abscisse : fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en femtowatt.

On voit sur la figure 11.14 que le nettoyage des glitches d'un ring pour lequel la simulation n'a pas fonctionné correctement est visiblement peu efficace, le bruit résiduel à basse fréquence est très important. L'algorithme de nettoyage se base sur l'hypothèse que le signal est redondant à chaque cercle d'un ring, ce qui est faux dans ce cas.

La figure 11.15 montre la comparaison des spectres de Fourier, après nettoyage des glitches, des simulations contenant l'ensemble du ciel à ceux des simulations contenant le rayonnement fossile seul, pour les 3 bolomètres (respectivement de haut en bas : 04\_217\_1, 30\_143\_2a et 31\_143\_2b.). Le spectre en bleu représente les données de la simulation contenant tout le ciel et le spectre en orange représente les données de la simulation avec le rayonnement fossile seul. La comparaison avec la figure 11.13 montre que les différences entre ces spectres sont faibles devant les effets résiduels du nettoyage des glitches. Les performances du nettoyage des glitches ne sont donc pas affectés par les autres composantes du ciel.

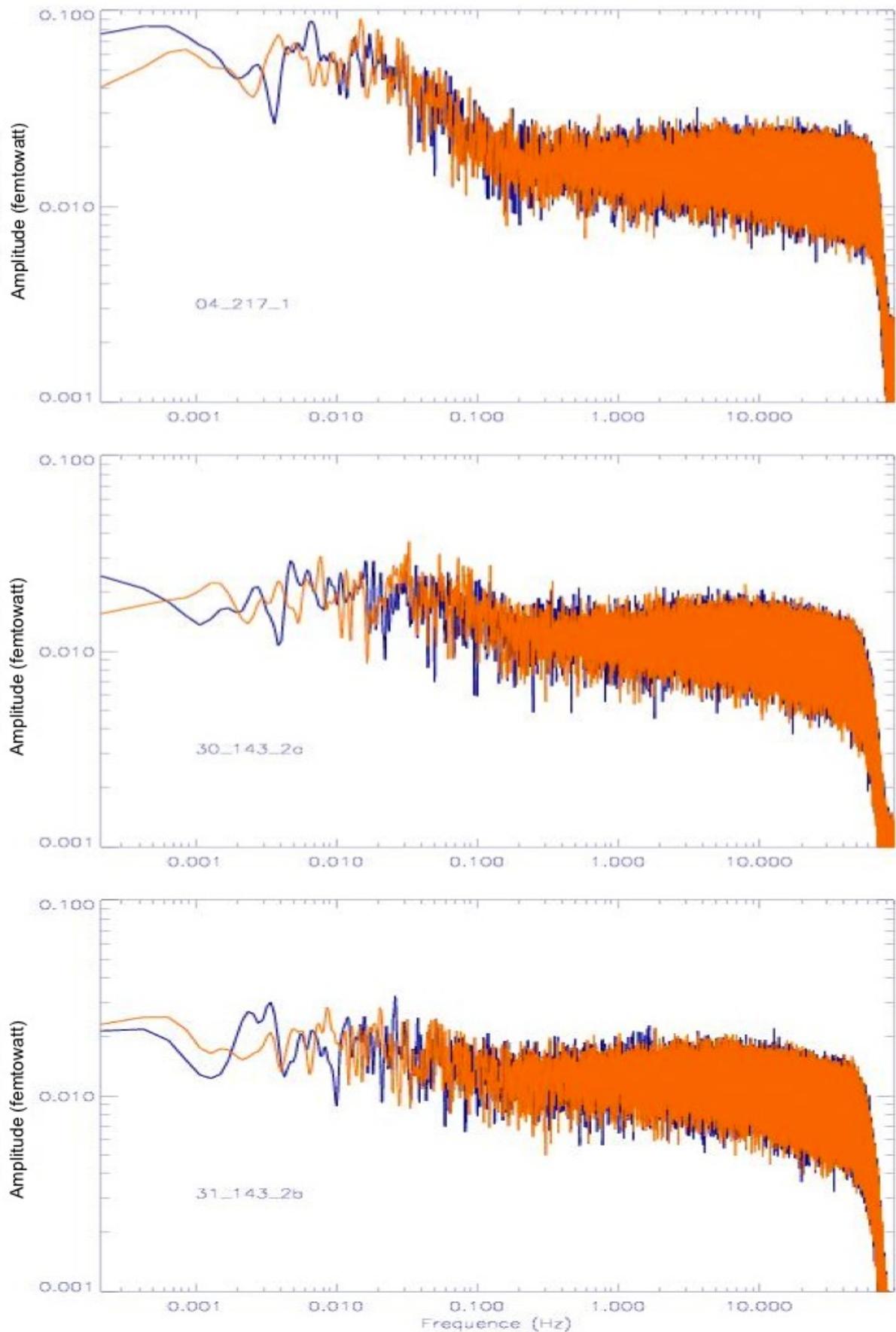


FIGURE 11.15 – Spectres de Fourier des simulations contenant l'ensemble du ciel (calculés sur 2 rings de données où l'on observe le centre galactique) ou le rayonnement fossile seul pour les détecteurs 04\_217\_1, 30\_143\_2a et 31\_143\_2b. En bleu la simulation contenant tout le ciel et en orange la simulation avec le rayonnement fossile seul. Abscisse : fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en femtowatt.

Afin de déterminer quelle est la source du bruit résiduel à base fréquence présent dans certains bolomètres après nettoyage des glitches, on effectue trois simulations de rayonnement fossile contenant chacune une seule des trois populations de glitches.

La figure 11.16 montre les spectres de Fourier de ces trois simulations (en rouge), comparés au spectre de Fourier de la simulation de référence sans glitches (en bleu) et à celui de la simulation contenant les trois familles de glitches (en orange) pour le détecteur 04\_217\_1.

Il apparaît clairement que le bruit résiduel à basse fréquence est essentiellement dû aux glitches de type herbe. Les prochains efforts de développement des algorithmes de nettoyage des glitches devront donc être concentrés en priorité sur l'optimisation du nettoyage des glitches de type herbe.

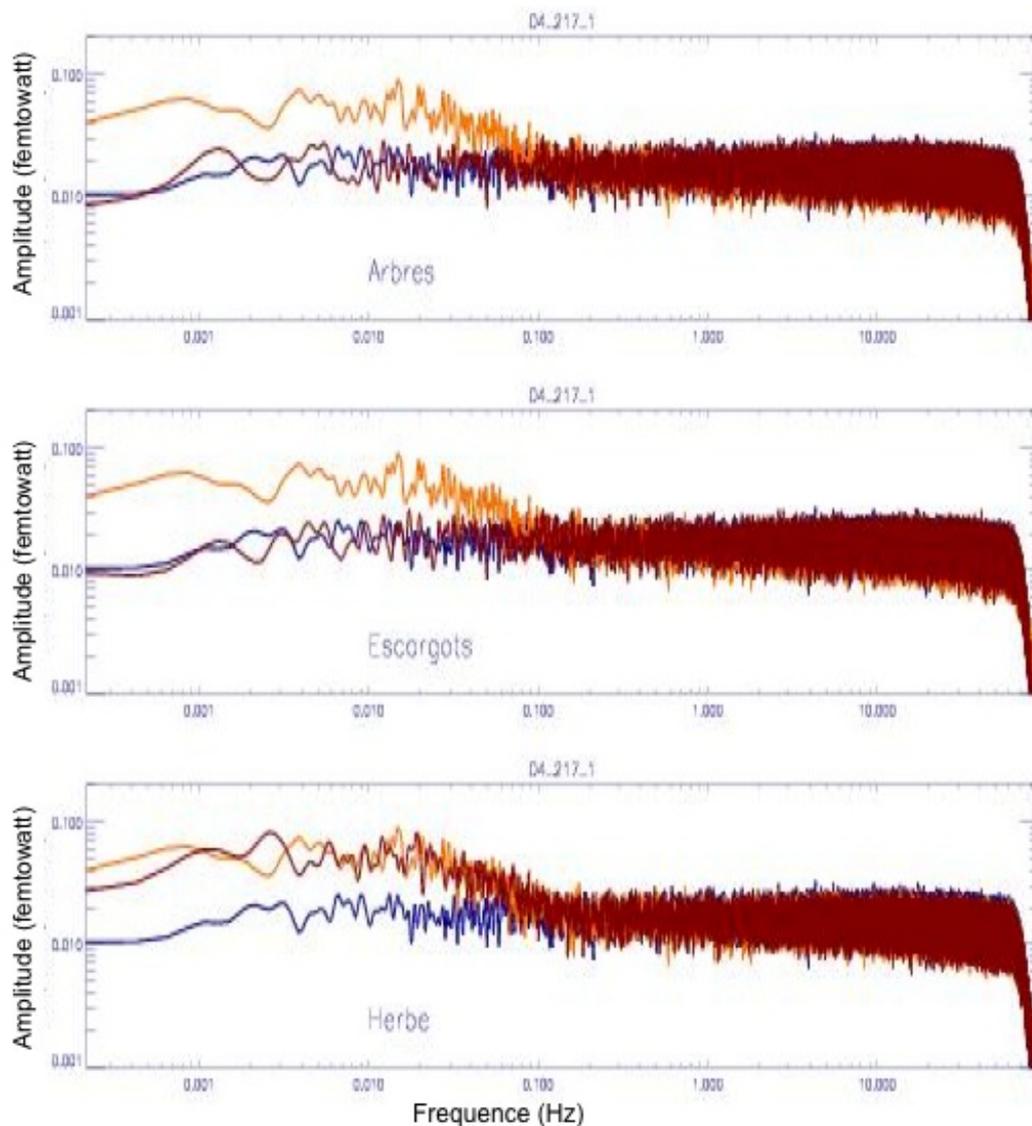


FIGURE 11.16 – Spectres de Fourier des simulations du rayonnement fossile pour le détecteur 04\_217\_1, contenant chacune une seule des trois populations de glitches (calculés sur 2 rings de données). De haut en bas respectivement la simulation représentée en rouge contient des glitches de type arbre, de type escargot ou de type herbe uniquement. On les compare à la simulation de référence sans glitches (en bleu) et à la simulation contenant tous les glitches (en orange). Abscisse : fréquence en Hz. Ordonnée : Amplitude en femtowatt.

### 11.3.2 Analyse des cartes

#### Production des cartes

La production des cartes est une étape très importante de l'analyse des données de Planck-HFI. Elle comprend plusieurs étapes :

- la production des données par ring à partir des TOIs, de manière à ce qu'elles se projettent ensuite parfaitement sur les pixels des cartes
- l'étalonnage en température à partir du dipôle cosmologique mesuré par WMAP, du dipôle orbital<sup>4</sup> ou de la galaxie<sup>5</sup>
- la correction de la ligne de base de chaque ring
- la projection sur les cartes

Dans le contexte de cette étude nous étudions des simulations contenant un signal composé seulement du rayonnement fossile et des rayons cosmiques ; de plus nous l'utilisons dans un but de comparaison de cartes entre elles plus que pour observer les cartes par elles mêmes.

Par conséquent l'étape de correction de la ligne de base de chaque ring est inutile (aucun des effets faisant varier la ligne de base n'est présent, elle reste égale à la température moyenne du rayonnement fossile) et l'étape d'étalonnage en température peut être limité à la conversion des watts en kelvins par un facteur constant.

Cette dernière étape est effectuée préalablement dans un programme créé indépendamment à cet effet.

La projection des données sur les cartes est effectuée par le programme quickmap, développé par la collaboration pour une projection simple et rapide des données sur les cartes.

La figure 11.17 montre la carte de la simulation sans glitches pour le détecteur 04\_217\_1. C'est la carte qui nous servira de référence dans cette section.

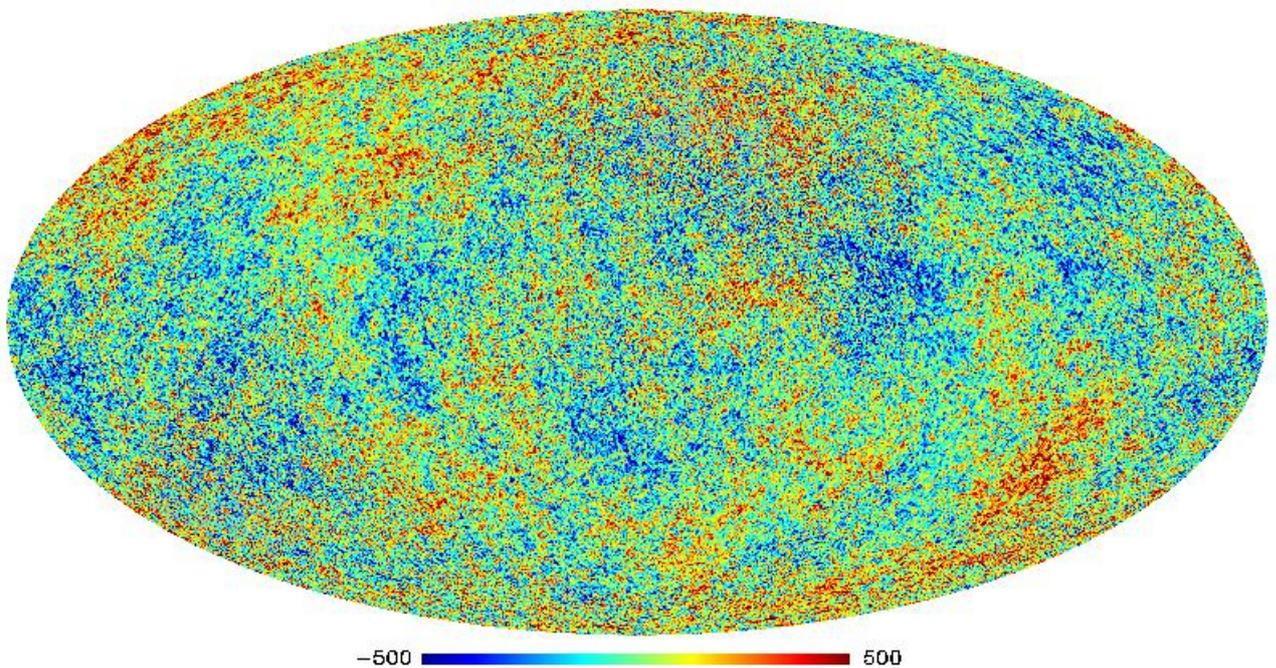


FIGURE 11.17 – Carte de référence : simulation sans glitches pour le détecteur 04\_217\_1. Cette carte est différente de la carte 11.3 car la conversion des watts en kelvins par un facteur multiplicatif constant est approximative. Elle est suffisante pour comparer les cartes entre elles mais ne permet pas de retrouver précisément les valeurs de la carte d'origine en kelvin. L'échelle de couleur représente l'amplitude en microkelvin.

4. Le dipôle orbital est l'anisotropie dipolaire créée par le mouvement du Satellite autour du Soleil, on l'utilise pour l'étalonnage en température des cartes pour les fréquences 100, 143, 217 et 353 GHz.

5. Pour les fréquences 545 et 858 GHz.

La figure 11.18 montre les cartes des simulations contenant des glitches, avant et après nettoyage des glitches, pour le détecteur 04\_217\_1. La carte du haut n'a pas été "déglitchée", celle du bas a été "déglitchée".

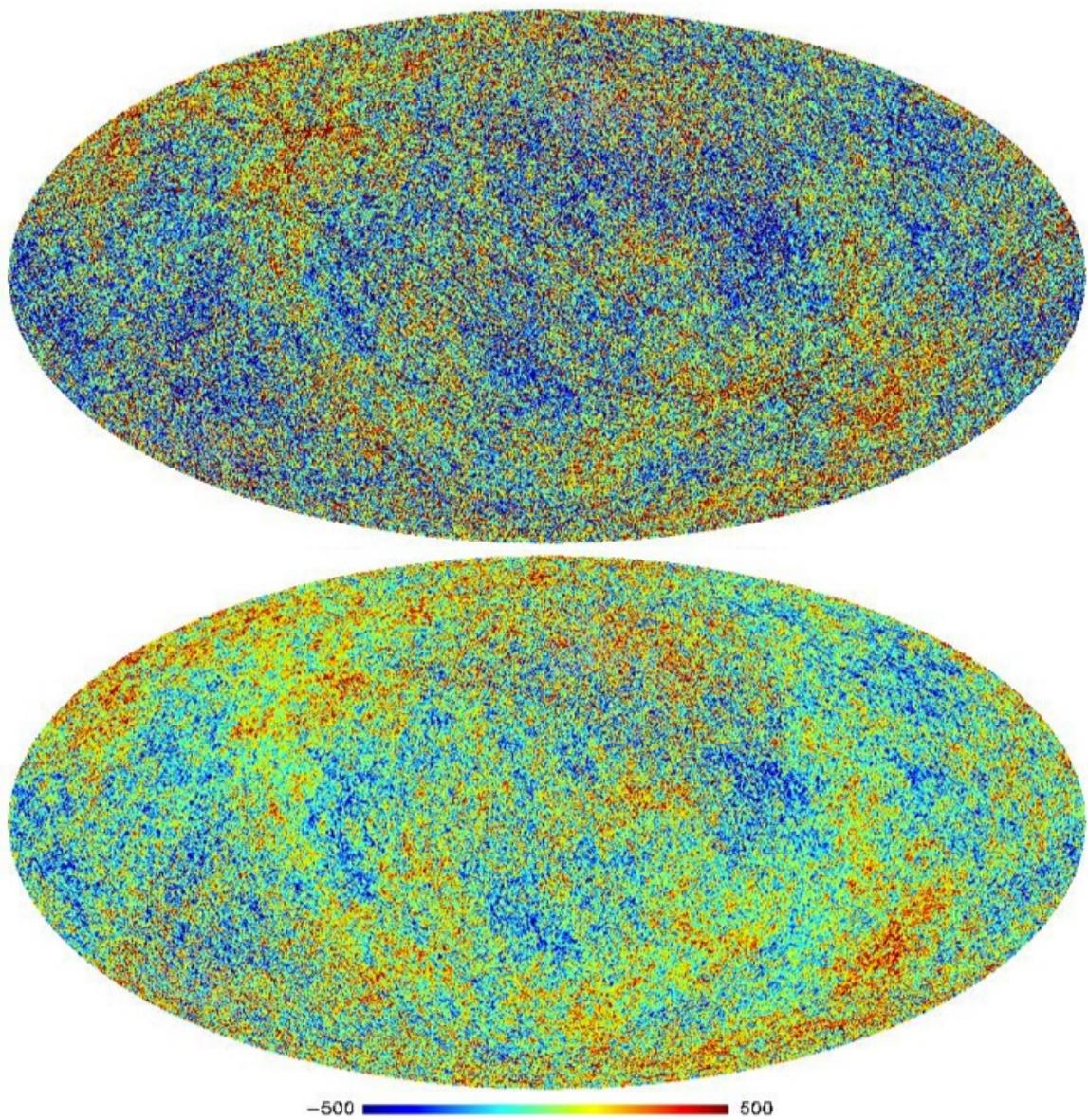


FIGURE 11.18 – Cartes des simulations contenant des glitches pour le détecteur 04\_217\_1. En haut sans nettoyage des glitches, en bas avec nettoyage des glitches. L'échelle de couleur représente l'amplitude en microkelvin.

## Estimation des fausses détections

Le principe de la détection des glitches est basé sur l'identification des points dépassant un seuil. Par conséquent il existe un pourcentage de fausses détections statistiques, correspondant à la détection des points extrêmes du signal, dont on ne peut pas s'affranchir. La détection itérative et l'ajustement des glitches par des patrons réduisent le nombre de fausses détections et permettent de détecter les glitches jusqu'à une amplitude de 3 écarts-type du bruit.

On mesure le taux de fausses détections de glitches en comptant le pourcentage de données marquées par le module `despike` dans une simulation ne contenant pas de glitches. Il vaut respectivement 0,77%, 0,64% et 0,62% pour les détecteurs `04_217_1`, `30_143_2a` et `31_143_2b` (à comparer aux taux de 17,5%, 19,5% et 7,1% de données invalides marqués lors du nettoyage des glitches).

On estime l'effet des fausses détections de glitches en utilisant une simulation sans glitches : on compare les cartes représentant le nombre de données par pixel avec et sans marquage des faux glitches détectés.

En effet cet effet se limite au marquage de points valides et donc à la réduction du nombre de points projetés sur la carte, de même que l'effet du marquage des données étudié ci dessus.

Contrairement aux prévisions les fausses détections de glitches font apparaître des trous dans la carte (un très faible nombre de trous). Ils constituent 0,0023% des pixels de la carte (avec une définition correspondant à  $n_{side} = 2048$ ).

La figure 11.19 montre la différence entre ces deux cartes pour le détecteur `04_217_1` avec deux échelle de couleur différentes (entre 0 et 15% et entre 0 et 5%).

On constate qu'il existe deux principales différence visible entre les deux cartes.

D'une part les rings "problématiques" de la simulation font apparaître une grande différence (de l'ordre de 10 à 15%) entre les cartes, localisée sur ces rings.

D'autre part, l'effet attendu des fausse détections : une réduction faible (de l'ordre de quelques pourcent) du nombre de d'échantillon projeté sur la carte. La différence entre le nombre d'échantillon projeté sur les pixel de chacune des cartes suit la redondance. Les pixels qui contiennent le plus d'échantillons sont les moins affectés car l'effet est plus moyenné.

On obtient des résultats similaires avec les autres bolomètres.

## Etude de l'effet du marquage des données

Dans cette section on estime l'effet du nombre de données marquées sur les cartes, indépendamment du fait que les données marquées sont des glitches ou un autre effet.

On compare la carte du nombre d'échantillon par pixel de la simulation de référence sans glitches à celle d'une simulation dans laquelle on marque 17,5% des données, réparties d'après le `InvalidData_Flag` du bolomètre `04_217_1` (et dans les deux cas on ne projette pas les données de pointage instable).

La figure 11.20 montre les histogrammes du nombre d'échantillon par pixel de la carte de référence : sans marquage de données (en bleu), avec marquage de 17,5% de données réparties uniformément (en orange) et avec marquage de 17,5% de données réparties selon le `InvalidData_Flag` (en rouge).

On voit un décalage entre l'histogramme sans marquage de données et les autres histogrammes. Comme attendu on voit moins de pixels contenant un grand nombre d'échantillons et plus de pixels contenant un faible nombre d'échantillons. Le nombre moyen de points par pixel décroît de 63 à 54. D'autre part on voit que les deux histogrammes avec marquages des données ont des moyennes et des écart-types très proches. La différence réside seulement dans la répartition différente sur la carte des échantillons marqués. L'effet du marquage des glitches par "paquets" d'échantillons est trop faible pour être visible car une large majorité des glitches correspond à un faible nombre de points marqué (le nombre de glitches total est très largement dominé par les petits glitches de type herbe à cause de la distribution en loi de puissance de cette population).

La figure 11.21 montre la différence entre les deux cartes avec et sans marquage des échantillons correspondant au `InvalidData_Flag`, avec deux échelle de couleur différentes (entre 0 et 100% et entre 0 et 40%). De même que pour les fausses détections de glitches, le seul effet du marquage des données est de réduire le nombre de données projetées sur la carte, mais ici le nombre d'échantillons concernés est plus important.

De même que précédemment on voit apparaître des trous dans la carte. Ils représentent 0,038% des pixels de la carte, soit 15 fois plus que pour les fausses détections (avec une définition correspondant à  $n_{side} = 2048$ ). On constate également que les rings problématiques apparaissent clairement : il peuvent faire apparaître une différence du nombre d'échantillons par pixel supérieure à 70%.

En regardant la carte avec une échelle de couleur plus étroite on retrouve l'effet attendu : une différence de

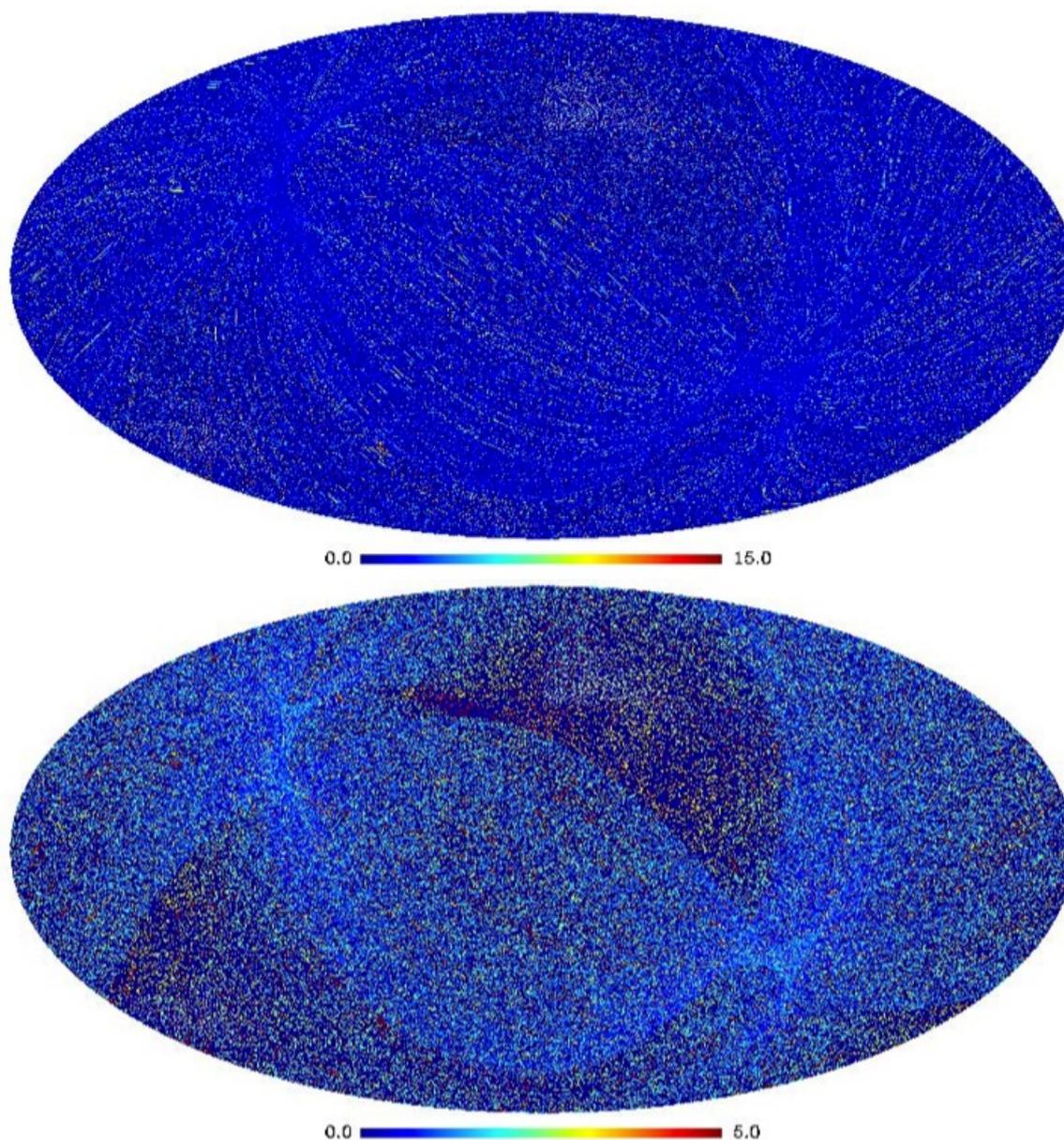


FIGURE 11.19 – Différence entre les cartes du nombre d'échantillon par pixel des simulations sans glitches avec et sans marquage des glitches pour le détecteur 04\_217\_1. La même carte de différence est représentée avec deux échelles de couleurs différentes. L'échelle de couleur représente la différence du nombre d'échantillons, en pourcentage.

l'ordre de 20 à 30% entre les deux cartes qui suit la redondance des données.

### Estimation des résidus après nettoyage des données

Pour les mêmes raisons qu'on observe des fausses détections de glitches, on ne peut pas détecter l'intégralité des petits glitches présents dans les données. De plus nous avons vu qu'il existe également des glitches de grande amplitude qui ne sont que partiellement marqués et qui laissent dans les données un signal parasite d'amplitude non négligeable.

On estime l'effet de ces résidus en comparant la carte obtenue après nettoyage des glitches à la carte obtenue en projetant la simulation de référence.

La figure 11.22 montre la différence entre la carte de référence et la carte dans laquelle les glitches sont nettoyés, respectivement pour les bolomètres 04\_217\_1, 30\_143\_2a et 31\_143\_2b de haut en bas.

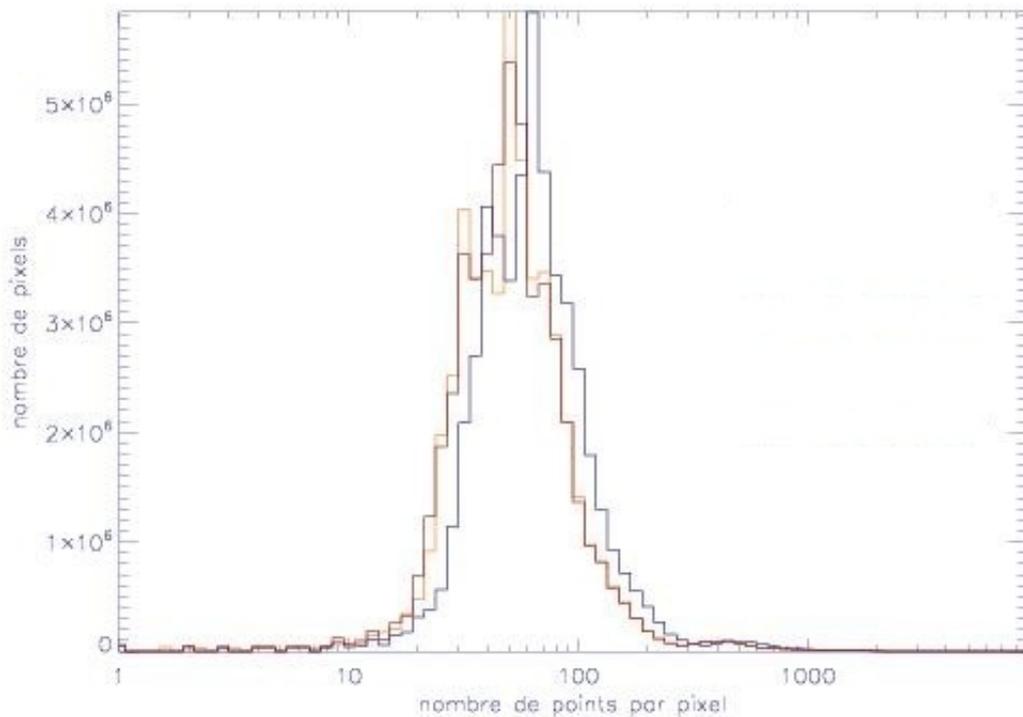


FIGURE 11.20 – Histogrammes du nombre d'échantillon par pixel de la carte de référence : sans marquage de données (en bleu), avec marquage de 17,5% de données réparties uniformément (en orange) et avec marquage de 17,5% de données réparties selon le `UnvalidData_Flag` (en rouge), pour le détecteur `04_217_`. Abscisse : nombre de pixels. Ordonnée nombre d'échantillons par pixel.

On observe les effets cumulés du marquage des données, des fausses détections et des erreurs de nettoyage des glitches. Les résidus sont visibles sur les cartes avec une échelle de couleur correspondant à un intervalle de température du même ordre que les fluctuations du rayonnement fossile. Les résidus sont dominés par l'effet des rings problématiques.

### 11.3.3 Pour conclure

L'étude de l'impact du nettoyage des glitches nécessite l'utilisation de simulations pour comparer des simulations de références dans lequel cet effet est absent à des simulations contenant des glitches et à des simulations après le nettoyage des glitches.

On utilise une simulation de rayonnement fossile pour pouvoir évaluer directement l'effet du traitement appliqué sur son étude sans avoir à effectuer une étape de séparation de composantes. Nous avons vérifié que l'efficacité du nettoyage des glitches suit des performances similaires sur des données contenant toutes les contributions du ciel et sur une simulation de rayonnement fossile seul. Les autres composantes du ciel n'affectent pas les performances du traitement appliqué.

Les glitches de la simulation sont modélisés par le programme `DeSiRe` à partir des trois principales familles de glitches observés dans les données réelles. Cependant il existe encore des différences entre les glitches simulés et ceux présents dans les données réelles, notamment au niveau de leur distribution en énergie.

Lors de cette étude nous avons mis à jour la présence de problèmes de simulations créant des anomalies dans certains rings. Ils sont à présent résolus et n'affecteront donc pas les études ultérieures.

L'analyse de ces simulations a permis de montrer que le nettoyage des glitches supprime la plus grande partie de l'effet du rayonnement cosmique sur les données. Cependant le spectre de Fourier du bruit estimé après le nettoyage des glitches présente pour certains bolomètres un résidu à basse fréquence. On a pu montrer qu'il est dû à la population de glitches de type herbe, c'est donc sur l'optimisation du nettoyage des glitches appartenant à cette population que les prochains efforts devront se concentrer.

On observe dans les cartes produites un taux de fausse détection de glitches inférieur à 1%, il se manifeste par la projection sur les pixels de la carte d'un nombre d'échantillons inférieur de quelques pourcents

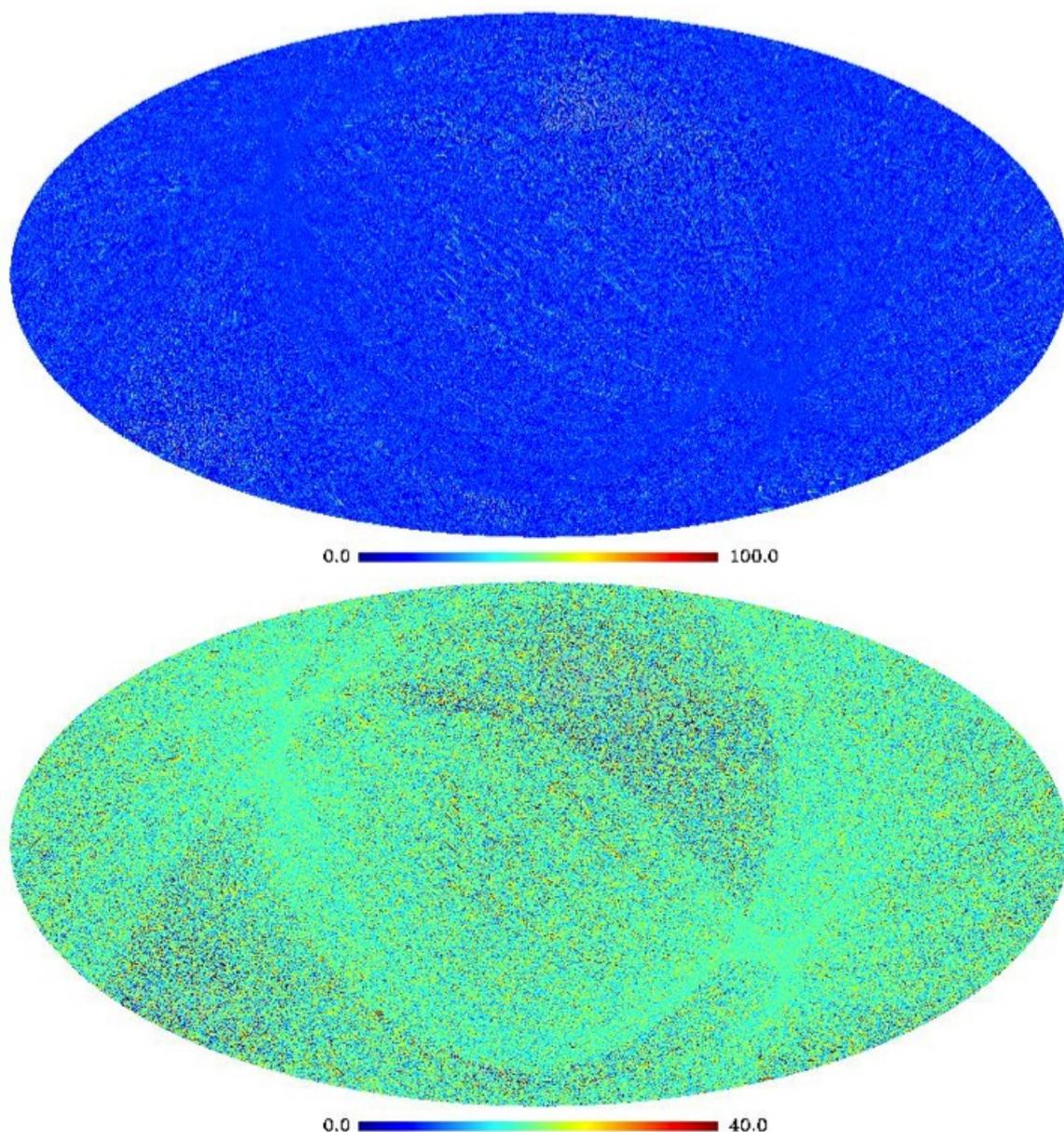


FIGURE 11.21 – Différence entre les cartes du nombre d'échantillons par pixel de la simulation de référence du détecteur 04\_217\_1 et d'une simulation dans laquelle 17,5% de données ont été marquées. L'échelle de couleur représente la différence de nombre d'échantillons par pixel en pourcentage.

au nombre d'échantillons réellement valides dans les données.

L'effet du marquage des données affectées par les glitches provoque la projection d'un nombre d'échantillons inférieur sur les pixels et l'apparition de trous dans la carte pour un nombre de pixels inférieur à 0,05% de la carte (avec une définition correspondant à  $n_{side} = 2048$ ).

Les résidus observables du nettoyage des glitches sont dominés par la présence de rings "anormaux" correspondant aux endroits où la simulation a rencontré des problèmes. Ils ne permettent donc pas de donner des résultats quantitatifs quant à l'impact du traitement appliqué, cependant ils ont permis de valider cette méthode d'étude.

Cette étude sera reprise très rapidement en se basant sur de nouvelles simulations, sans rings anormaux, ce qui permettra d'évaluer quantitativement les résidus du nettoyage des glitches sur les cartes puis d'estimer l'impact sur le spectre de puissance angulaire du rayonnement fossile et d'évaluer les incertitudes résultantes sur la détermination des paramètres cosmologiques.

Elle sera également étendue à l'ensemble des bolomètres afin de pouvoir déterminer précisément l'origine du bruit résiduel à basse fréquence dans le spectre de Fourier, dont on a vu qu'il est différent selon les

bolomètres.

Par la suite cet exercice devra également être étendu à l'impact sur les études de la polarisation, qui sont encore plus sensibles aux effets systématiques que les études en température. Les glitches présents dans les simulations sont modélisés de manière indépendante pour chaque bolomètre, or nous avons montré que les glitches de type herbe, les plus nombreux, sont en coïncidence dans les voies  $a$  et  $b$  d'une paire de PSB. Pour la production des cartes polarisées, la combinaison des Flags des deux voies est utilisée. Cette caractéristique devra donc être prise en compte et intégrée dans les simulations avant de pouvoir donner une estimation réaliste de l'impact du traitement sur les résultats en polarisation.

s

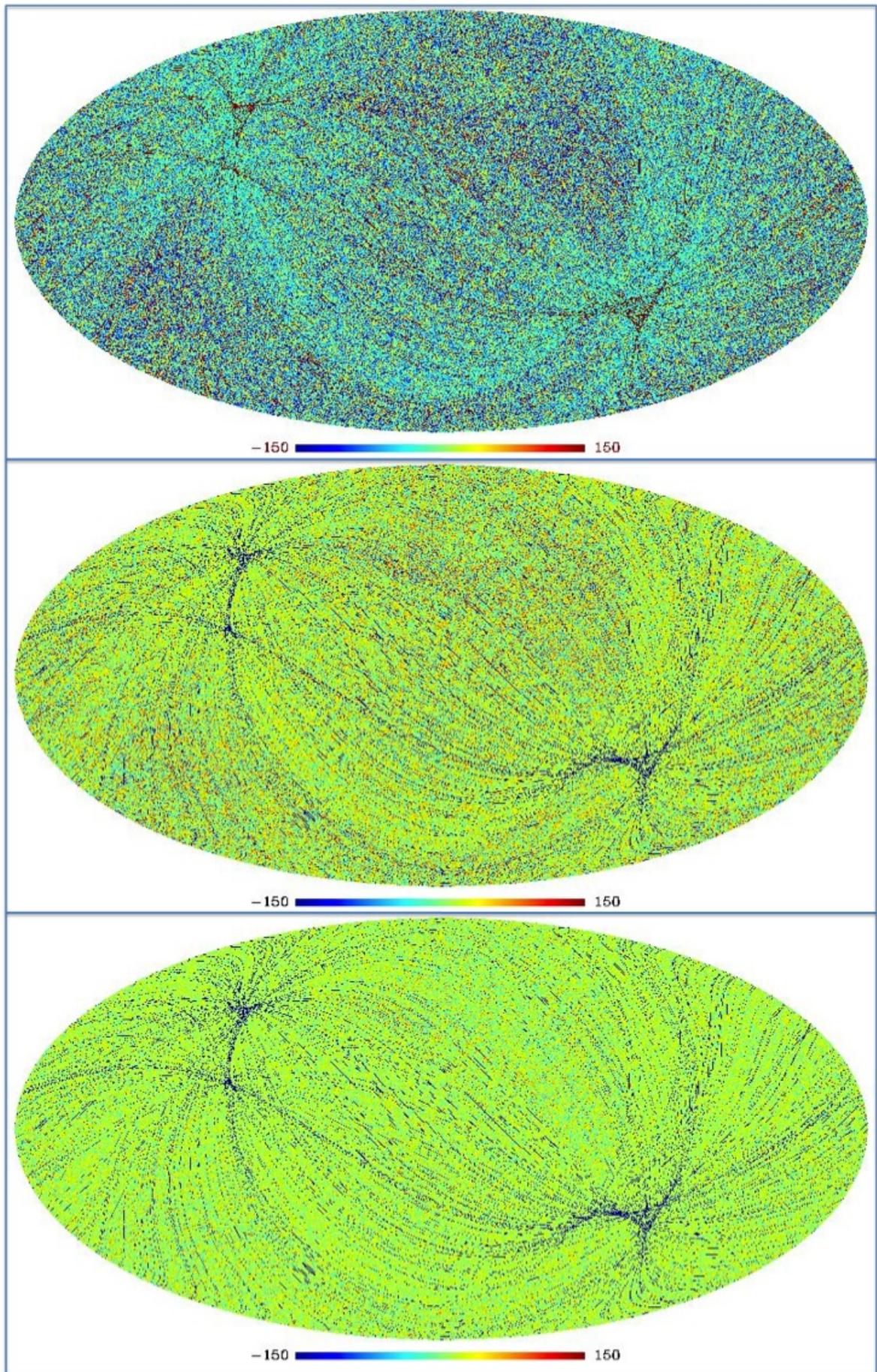


FIGURE 11.22 – Différence entre les cartes des simulations déglitchée et sans glitches, de haut en bas respectivement pour les détecteur 04\_217\_1, 30\_143\_2a et 31\_143\_2b. L'échelle de couleur représente l'amplitude en microkelvin.

# Conclusion

L'étude du rayonnement fossile est un outil très puissant pour décrire l'Univers à travers la détermination des paramètres cosmologiques du modèle standard.

J'ai pu apprendre beaucoup pendant ces trois ans sur le modèle standard de la cosmologie, mais également sur des modèles plus exotiques et néanmoins très intéressants qui proposent des explications alternatives aux observations cosmologiques et dont les idées nouvelles pourraient apporter des éléments qui permettront de faire progresser notre vision de l'Univers.

Le satellite Planck a été lancé le 14 mai 2009. Le contexte de ma thèse s'est déroulé tout d'abord autour de la préparation de l'analyse des données puis par la suite à l'application de cette analyse, à son développement et à son amélioration en tenant compte des effets réellement observés dans les données.

Le satellite Planck, permettra d'obtenir des résultats astrophysiques et cosmologiques de tout premier plan grâce à ses deux instruments dont les performances se révèlent conformes aux prédictions les plus optimistes. J'ai d'ailleurs pu m'intéresser de manière détaillée au fonctionnement des bolomètres de l'instrument HFI dans le but de comprendre leur interaction avec le rayonnement cosmique.

Les prédictions de sensibilité des instruments de Planck et les objectifs scientifiques envisagés se basent sur des modèles sans effets systématiques. Les résultats cosmologiques seront à la hauteur des attentes si chaque étape de l'analyse est optimisée et si chacun des effets systématiques est contrôlé.

L'utilisation optimale des données nécessite donc une chaîne d'analyse très performante. Les outils de traitement ont été développés avant la mission et sont améliorés régulièrement sur les données de vol.

Cela concerne en tout premier lieu l'analyse des données ordonnées en temps qui est la première étape de l'analyse et qui sépare les signaux d'origine instrumentale des signaux astrophysiques.

Au cours de cette thèse j'ai appris à utiliser les différents programmes d'analyse des données de Planck-HFI et notamment de manière approfondie les outils de traitement des données ordonnées en temps. J'ai pu contribuer à leur développement et participer à la production et à l'analyse des données de l'instrument HFI.

La correction des effets systématiques instrumentaux est une étape incontournable car elle permet de s'affranchir de la plus grande partie des signaux indésirables ou des perturbations produits au niveau de l'instrument par les effets thermiques, les effets électroniques, le gain des détecteurs et leur réponse en temps, ainsi que l'effet des rayons cosmiques.

Ce dernier est l'un des seuls effets qui diffère significativement des prédictions, en ce sens il est l'un des plus intéressants à comprendre et l'un des plus importants à corriger, car les outils d'analyse ont dû être largement adaptés pour en tenir compte.

Une grande partie des travaux menés pendant cette thèse a été consacrée à la compréhension des modes d'interaction des rayons cosmiques avec les bolomètres de HFI. C'est un sujet qui m'a passionné pendant trois ans, car en plus d'apporter une contribution originale à l'analyse des données de Planck en permettant de mieux nettoyer les données de cet effet, il fait intervenir des éléments à la frontière de nombreux domaines de la physique généralement déconnectés les uns des autres.

Cette étude a permis de déterminer quelles sont les particules du rayonnement cosmique qui interagissent avec les détecteurs et m'a conduit à construire un modèle global et cohérent qui décrit les différentes modes d'interaction de ces particules avec les bolomètres de HFI et les effets résultants sur le signal.

J'ai pu identifier quatre modes d'interactions différents et leurs effets correspondants sur le signal. Parmi ces quatre "populations" de *glitches*, les deux correspondant aux interactions directes des particules dans les détecteurs avaient été prédites et modélisées avant le vol de Planck et les deux correspondant aux interactions indirectes via une gerbe de particules secondaires étaient inattendues. L'interaction de gerbes d'électrons, produites sur les surfaces entourant les détecteurs, avec les grilles des bolomètres produit notamment un nombre de *glitches* dans les données dix fois supérieur aux interactions directes.

C'est l'étude détaillée de cette population qui a permis d'adapter les programmes d'analyse et de s'affranchir

de cet effet de manière satisfaisante, pour retrouver les performances attendues sans cet effet. Ces travaux donneront lieu à la publication d'un article scientifique sur la physique des *glitches* en 2011, ainsi qu'à une contribution aux articles scientifiques décrivant les performances en vol de l'instrument HFI et l'analyse des données qui seront publiées en janvier 2011.

L'utilisation des informations obtenues sur les signaux parasites produits par les rayons cosmiques a apporté une contribution importante à la création de simulations réalistes du signal mesuré par HFI. Ces simulations contiennent les trois principales familles de *glitches* avec des taux, des amplitudes et des distributions d'énergie réalistes. Elles seront encore améliorées au fur et à mesure de l'affinement de notre compréhension des *glitches* et la population qui n'a pas encore été modélisée sera ajoutée aux simulations. Les simulations des données de trois détecteurs ont été utilisées pour estimer l'impact du "nettoyage" des données. J'ai pu d'une part quantifier l'effet des fausses détections de rayons cosmiques et du marquage des données invalides affectées par les rayons cosmiques et d'autre part estimer les résidus du "nettoyage" dans les données ordonnées en temps et leur spectre de Fourier. Cette analyse a également permis de corriger des problèmes présents dans les simulations. Elle sera très prochainement étendue à l'ensemble des détecteurs et poussée jusqu'à l'estimation quantitative des résidus sur les cartes du rayonnement fossile et sur son spectre de puissance angulaire.

L'une des perspectives les plus intéressantes et les plus utiles à moyen terme avec ce type de simulations sera d'étendre cette analyse à l'impact sur l'étude de la polarisation du rayonnement fossile, encore plus sensible aux effets systématiques et à leurs résidus que la température. D'autre part il sera nécessaire de quantifier les effets thermiques liés aux dépôts d'énergie des particules du rayonnement cosmique sur la platine bolométrique et leurs variations en fonction du flux de particules. Un autre effet systématique dominant est le bruit en  $1/f$  présent dans le spectre de Fourier des données ordonnées en temps et dont l'origine est mal connue. J'ai montré que cet effet n'est pas dû au dépôt d'énergie des rayons cosmiques directement dans les détecteurs même si il se manifeste dans la même gamme de fréquence. Sa compréhension et sa correction seront parmi les points clés de la correction des effets instrumentaux.

A plus long terme on pourra envisager d'appliquer cette méthode d'analyse à l'étude de l'impact du traitement de chacun des effets systématiques instrumentaux à chacun des objectifs scientifiques de la mission Planck et également les possibilités d'optimiser les traitements appliqués en fonction des objets astrophysiques ou cosmologiques étudiés. Chacun des effets instrumentaux devra être corrigé, les résidus et leurs impacts devront être quantifiés à la fois sur les études en température et en polarisation.

La compréhension des interactions du rayonnement fossile avec les détecteurs doit également être poursuivie. Si pour Archepos les rayons cosmiques étaient un effet parasite facile à traiter par le marquage d'un petit pourcentage des données comme invalide, il devient avec HFI un des effets systématiques dominants et nécessite des études spécifiques et un traitement approfondi pour être corrigé et contrôlé. Pour les futures missions satellites utilisant des détecteurs bolométriques, cet effet pourrait imposer des limitations sérieuses aux performances des instruments si il n'est pas envisagé dès la conception des détecteurs. Pour cette raison il est nécessaire de poursuivre les efforts dans cette direction afin de concevoir des instruments dans lesquels cet effet est parfaitement contrôlé.

# Annexe A

## Polarisation d'une onde électromagnétique

### A.1 Généralités

On abordera ici uniquement les quelques éléments de base de la polarisation de la lumière qui sont utiles à l'analyse du rayonnement fossile. Pour plus de détails de nombreux livres et cours d'optique sont consacrés à ce sujet.

Dans un repère cartésien  $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ , le champ électrique d'une onde polarisée se propageant selon la direction  $z$  peut être décrite de manière générale par les équations suivantes :

$$E_x(t) = A_x(t)e^{i(\omega t)} \quad (\text{A.1})$$

$$E_y(t) = A_y(t)e^{i(\omega t + \phi)} \quad (\text{A.2})$$

Si  $\omega$  est constante, (onde monochromatique), ainsi que les amplitudes  $A_x(t) = E_x, A_y(t) = E_y$  et la phase  $\phi$  on constate que l'onde est naturellement polarisée.

Son champ électrique décrit une ellipse dans le plan d'onde. On distingue deux cas particuliers :

- $\phi = 0$  : l'onde est polarisée *linéairement* ;
- $\phi = \pi/2$  et  $A_x = A_y$  : l'onde est polarisée *circulairement*.
- Dans tous les autres cas, l'onde est polarisée *elliptiquement*.

L'amplitude de l'onde est donnée par  $\mathbf{E}^2 = E_x^2 + E_y^2$ .

### A.2 Les paramètres de Stokes

Ils sont au nombre de quatre : I, Q, U, et V. La connaissance de l'ensemble de ces paramètres permet de caractériser totalement une onde polarisée.

- $I = I_x + I_y = E_x^2 + E_y^2$  est l'intensité de la lumière, directement reliée à la température par :  $I = \sigma_s T^4$ . ( $\sigma_s$  est la constante de Stephan-Boltzmann.)
- $Q = I_x - I_y = E_x^2 - E_y^2$
- $U = I_x^{45} - I_y^{45} = 2E_x E_y \cos(\phi)$  où l'exposant 45 signifie que l'on se place dans un repère tourné de 45 degrés par rapport à  $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  dans le plan d'onde.
- $V = I_x^{135} - I_y^{135} = 2E_x E_y \sin(\phi)$  où l'exposant 135 signifie que l'on se place dans un repère tourné de 135 degrés par rapport à  $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  dans le plan d'onde.

### A.3 Quelques autres paramètres utiles

Degré de polarisation :

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (\text{A.3})$$

Si l'onde est complètement polarisée ( $p = 1$ ), on a de plus la relation suivante :

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (\text{A.4})$$

Degré de polarisation linéaire :

$$p_l = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (\text{A.5})$$

Angle de polarisation :

$$\gamma = \frac{1}{2} \text{Atan} \left( \frac{U}{Q} \right) \quad (\text{A.6})$$

# Bibliographie

- [Ade 2010] P. A. R. Ade, G. Savini, R. Sudiwala, et. al., 2010, A&A
- [Ahmad 2001] Q. R. Ahmad, et. al. , 2001, Measurement of the Rate of  $e + d \rightarrow p + p + e$  Interactions Produced by 8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory, Physical Review Letters, vol. 87, Issue 7, id. 071301.
- [Alpher 1948] R.A. Alpher, R. Herman, Evolution of the Universe, Nature, Volume 162, Issue 4124, pp. 774-775 (1948).
- [Angus 2007] G. W. Angus, H. Y. Shan, H. S. Zhao, B.Famaey, 2006, On the Proof of Dark Matter, the Law of Gravity and the Mass of Neutrinos, The Astrophysical Journal, Volume 654, Issue 1, pp. L13-L16.
- [Angus 2009] G. W. Angus, 2009, Is an 11eV sterile neutrino consistent with clusters, the cosmic microwave background and modified Newtonian dynamics?, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 394, Issue 1, pp. 527-532.
- [Aumont 2009] J. Aumont, L. Conversi, C. Thum, H. Wiesemeyer, E. Falgarone, J. F. Macías-Pérez, F. Piacentini, E. Pointecouteau, N. Ponthieu, J. L. Puget, C. Rosset, J. A. Tauber, M. Tristram, 2010, Measurement of the Crab nebula polarization at 90 GHz as a calibrator for CMB experiments, Astronomy and Astrophysics, Volume 514, id.A70.
- [Benoît 1997] A. Benoît, A. Sirbi, T. Bradshaw, 1997, 6th European Symposium on space environmental control systems, T-D. Guyenner, ESA Special Publications vol 400, p 497.
- [Bersanelli 2010] M. Bersanelli, N. Mandolesi, R. C. Butler, 2010, A&A, arXiv :1001.3321.
- [Bevis 2010] N. Bevis, M. Hindmarsh, M. Kunz, J. Urrestilla, 2010, CMB power spectra from cosmic strings : predictions for the Planck satellite and beyond, eprint arXiv :1005.2663.
- [Blanchard 2003 (1)] A. Blanchard, 2003, Is the Einstein de Sitter model actually ruled out ?, Nuclear Physics B Proceedings Supplements, Volume 124, p. 87-90.
- [Blanchard 2003 (1)] A. Blanchard, 2003, An alternative to the cosmological “concordance model”, Astronomy and Astrophysics, v.412, p.35-44.
- [Blanchard 2006] A. Blanchard, 2006, Evidence for an accelerating universe or lack of?, Current issues in cosmology, Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-85898-4, ISBN 0-521-85898-4, 2006, p. 76 - 84
- [Bluebook] ESA and Planck Collaboration, 2005, The Planck Bluebook, ESA publication.
- [Bojowald 2009] M. Bojowald, G. Hossain, M. Kagan, S. Shankaranarayanan, 2009, Gauge invariant cosmological perturbation equations with corrections from loop quantum gravity, Phys. Rev. D 79 043505.
- [Bradshaw 1997] T. Bradshaw, et. al., 1997, 6th European Symposium on space environmental control systems, T-D. Guyennee, ESA Special Publications vol 400, p 465.
- [Cao 2010] J. Cao, K-I. Hikasa, W. Wang, J. M. Yang, L-X. Yu, 2010, SUSY dark matter in light of CDMS II results : a comparative study for different models, arXiv :1005.0761v1 [hep-ph].
- [Chamballu 2010] A. Chamballu, J. G. Bartlett, J-B. Melin, 2010, The Planck SZ Cluster Catalog : Expected X-ray Properties, eprint arXiv :1007.3193.
- [Chareix 2009] F. Chareix, 2009, Cours d’Histoire de la cosmologie, Master 1 *Logique, Philosophie, Histoire et Sociologie des sciences*, Université Paris IV, <http://www.epistemologie.net/2009/06/master-1-histoire-de-la-cosmologie.html>.
- [Choi 2010] E. Choi, N. A. Bond, M. A. Strauss, A. L. Coil, M. Davis, C. N. A. Willmer, 2010, Tracing the filamentary structure of the galaxy distribution at  $z \approx 0.8$ , Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.
- [Cruz 2010] A. de la Cruz-Dombriz, 2010, Some cosmological and astrophysical aspects of modified gravity theories, PhD Thesis, eprint arXiv :1004.5052.

- [Csaki 2005] C. Csáki, N. Kaloper, J. Terning, 2005, Exorcising w < ?1, *Annals of Physics*, Volume 317, Issue 2, p. 410-422.
- [Désert 1996] F. X. Désert, A. Abergel, J-P. Bernard, F. Boulanger, J-L. Puget, W. B. Burton, D. Hartmann, 1996, Limits on the far infrared CIBR from DIRBE, FIRAS and H I surveys, *AIP Conf. Proc.*, No. 348, p. 96 - 104.
- [de Zotti 2000] G. de Zotti, L. Toffolatti, 2000, Radio and Far-Infrared Extragalactic Sources at Planck Frequencies, *Astrophysical Letters and Communications*, Vol. 37, p.359
- [Dicke 1946] R. H. Dicke, et al., 1946, Atmospheric Absorption Measurements with a Microwave Radiometer, *Physical Review* 70 (5 ?6) : 340 ?348. doi :10.1103/PhysRev.70.340
- [Dicke 1965] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, D. T. Wilkinson, 1965, Cosmic Black-Body Radiation, *Astrophysical Journal*, vol. 142, p.414-419
- [Doroshkevich 1964] A. G. Doroshkevich, I. D. Novikov, 1964, Mean Density of Radiation in the Metagalaxy and Certain Problems in Relativistic Cosmology, *Soviet Physics Doklady* 9. Bibcode : 1964SPhD....9..111D.
- [Efstathiou 1999] G. Efstathiou, J. R. Bond, 1999, Cosmic confusion : degeneracies among cosmological parameters derived from measurements of microwave background anisotropies, *MNRAS*, 304, 75.
- [Efstathiou 2009] G. Efstathiou, S. Gratton, 2009, B-mode detection with an extended planck mission, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Issue 06, pp. 011 (2009).
- [Einstein 1905] A. Einstein, 1905, Zur Elektrodynamik bewegter Körper, *Annalen der Physik*, vol. 17, p. 891-921.
- [Einstein 1915] A. Einstein, 1915, Zur allgemeinen Relativitätstheorie, *Sitzungsberichte der Königlich PreuSSischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 778-786.
- [Einstein 1917] A. Einstein, 1917, Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie, *Sitzungsberichte der Königlich PreuSSischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 142-152.
- [Eisenstein 2005] D. J. Eisenstein et al., Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies, *Astrophys. J.*, vol. 633, pages 560 ?574, 2005.
- [Fahr 1991] H-J. Fahr, H. Fichtner, 1991, The influence of the anomalous cosmic-ray component on the dynamics of the solar wind, *Solar Physics*, 137, 355.
- [Fauvet 2010 (thèse)] L. Fauvet, 2010, Thèse de doctorat, LPSC, Université de Grenoble.
- [Fauvet 2010 - 1] L. Fauvet, 2010,
- [Fauvet 2010 - 2] L. Fauvet, 2010,
- [Fauvet 2010 - 3] L. Fauvet, 2010,
- [Fernandez-Conde 2008] N. Fernandez-Conde, G. Lagache, J-L. Puget, H. Dole, 2008, Simulations of the cosmic infrared and submillimeter background for future large surveys. I. Presentation and first application to Herschel/SPIRE and Planck/HFI, *Astronomy and Astrophysics*, Volume 481, Issue 3, 2008, pp.885-895.
- [Feron 2005] C. Feron, 2005, Etude du fond diffus cosmologique et préparation à l'analyse des données de Planck-HFI, Stage de Master 2 PSA (UJF) effectué dans le groupe Planck de Grenoble.
- [Fixsen 1997] D. J. Fixsen, et al., 1997, The Spectrum of the Cosmic Microwave Background Anisotropy from the Combined COBE FIRAS and DMR Observations, *ApJ*, 486, 623.
- [Fixsen 2009] D. J. Fixsen, 2009, The Temperature of the Cosmic Microwave Background, *The Astrophysical Journal*, Volume 707, Issue 2, pp. 916-920 (2009).
- [Freedman 2010] W. L. Freedman, B. F. Madore, 2010, The Hubble Constant, arXiv :1004.1856v1 [astro-ph.CO].
- [Friedmann 1924] A. Friedman, 1924, Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes, *Zeitschrift für Physik* 21 (1) : 326 ?332.
- [Gamow 1946] G. Gamow, 1946, Expanding Universe and the Origin of Elements, *Physical Review*, vol. 70, Issue 7-8, pp. 572-573.
- [Gamow 1961] G. Gamow, 2004 [1961], *Cosmology and Controversy : The Historical Development of Two Theories of the Universe*, Courier Dover Publications. p. 40. ISBN 0486438686.
- [Gispert 2000] R. Gispert, et. al., 2000, Implications of the cosmic infrared background for light production and the star formation history in the Universe, *AA*, 360, 1.

- [Gold 2010] B. Gold, N. Odegard, J. L. Weiland, R. S. Hill, A. Kogut, C. L. Bennett, G. Hinshaw, X. Chen, J. Dunkley, M. Halpern, N. Jarosik, E. Komatsu, D. Larson, M. Limon, S. S. Meyer, M. R. Nolta, L. Page, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker, E. Wollack, E. L. Wright, 2010, Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Galactic Foreground Emission, eprint arXiv :1001.4555.
- [Haslam 1981] C. G. T. Haslam, U. Klein, C. J. Salter, H. Stoffel, W. E. Wilson, M. N. Cleary, D. J. Cooke, P. Thomasson, 1981, A 408 MHz all-sky continuum survey. I - Observations at southern declinations and for the North Polar region, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 100, no. 2, July 1981, p. 209-219.
- [Haslam 1982] C. G. T. Haslam, C. J. Salter, H. Stoffel, W. E. Wilson, 1982, A 408 MHz all-sky continuum survey. II - The atlas of contour maps, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, vol. 47, Jan. 1982, p. 1, 2, 4-51, 53-142.
- [Helios] <http://helios.gsfc.nasa.gov/acr.html>
- [Hinshaw 2009] G. Hinshaw, et al., 2009, Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results, *ApJS*, 180, 225-245.
- [Hobson 2009] M.P. Hobson , G. Efstathiou , A.N. Lasenby, 2009, *Relativité Générale*, Editions De Boeck.
- [Holmes 2003] W. Holmes, J. J. Bock, K. Ganga, V. Hristov, L. Hustead, T. Koch, A. E. Lange, C. Paine, M. Yun, 2003, Performance measurements of bolometers for the Planck high-frequency instrument, Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy. Edited by Phillips, Thomas G. ; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4855, pp. 208-216.
- [Holmes 2008] W. Holmes, J. J. Bock, B.P. Crill, T. Koch, W. C. Jones, A. E. Lange, C. Paine, 2008, Initial test results on bolometer for the Planck high frequency instrument, *Applied Oprocs*, Vol. 47, No. 32.
- [Hubble 1929] E. Hubble, 1929, A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, Volume 15, Issue 3, pp. 168-173.
- [Ichikawa 2008] K. Ichikawa, 2008, Neutrino mass constraint from CMB and its degeneracy with other cosmological parameters, *Journal of Physics : Conference Series*, Volume 120, Issue 2, pp. 022004.
- [Jarosik 2010] N. Jarosik, C. L. Bennett, J. Dunkley, B. Gold, M. R. Greason, M. Halpern, R. S. Hill, G. Hinshaw, A. Kogut, E. Komatsu, D. Larson, M. Limon, S. S. Meyer, M. R. Nolta, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, E. L. Wright, Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results, eprint arXiv :1001.4744.
- [Komatsu 2010] E. Komatsu, B. Gold, N. Odegard, J. L. Weiland, R. S. Hill, A. Kogut, C. L. Bennett, G. Hinshaw, X. Chen, J. Dunkley, M. Halpern, N. Jarosik, D. Larson, M. Limon, S. S. Meyer, M. R. Nolta, L. Page, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker, E. Wollack, E. L. Wright, 2010, Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation, arXiv :1001.4555v2 [astro-ph.GA].
- [Kovac 2002] J. M. Kovac, et al., 2002, Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASI, *Nature* 420 (6917) : 772 ?787.
- [Kragh 1999] H. Kragh, 1999, *Cosmology and Controversy : The Historical Development of Two Theories of the Universe*, Princeton University Press, pp. 135, 132, ISBN 069100546X.
- [Kuzio 2010] R. Kuzio de Naray, 2010, Observational Constraints on the Dark Matter Distribution in Low Mass Dwarf Galaxies, *American Astronomical Society, AAS Meeting 215*, 347.03 ; *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 42, p.528
- [Lafebre 2001] S. Lafebre from : S. Swordy, 2001, The energy spectra and anisotropies of cosmic rays, *Space Science Reviews* 99, pp85 ?94.
- [Lagache 2000] L. Lagache, J. L. Puget, 2000, Detection of the extra-Galactic background fluctuations at 170  $\mu$  m, *AA*, 355, 17.
- [Lamarre 2010] J. M. Lamarre, J. L. Puget, P. A. R. Ade, F. Bouchet, et. al., 2010, *A&A*
- [Liddle 2000] A. R. Liddle, D. H. Lyth, 2000, *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure*, Cambridge University Press, Cambridge.
- [Limon 2010] M. Limon, et. al., 2010, Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) : Seven Year Explanatory Supplement, NASA-Lambda website ([http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/map\\_bibliography.cfm](http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/map_bibliography.cfm))
- [Linde 1990] A. Linde, 1990, Particle Physics and Inflationary Cosmology, Harwood, Chur, Suisse, hep-th/0503203.

- [Lineweaver 1996] C. H. Lineweaver, L. Tenorio, G. F. Smoot, P. Keegstra, A. J. Banday, P. Lubin, 1996, The Dipole Observed in the COBE DMR 4 Year Data, *Astrophysical Journal* v.470, p.38.
- [Liu 2001] G.-C. Liu, N. Sugiyama, A. J. Benson, C. G. Lacey, A. Nusser, 2001, Polarization of the Cosmic Microwave Background from Nonuniform Reionization, *The Astrophysical Journal*, Volume 561, Issue 2, pp. 504-516.
- [Lyth 1999] D. H. Lyth, A. Riotto, 1999, Particle physics models of inflation and the cosmological density perturbation, *Physics Reports*, Volume 314, Issue 1-2, p. 1-146.
- [Malte-Schäfer 2007] B. Malte Schäfer, M. Bartelmann, 2007, Detecting Sunyaev-Zel'dovich clusters with Planck - III. Properties of the expected SZ cluster sample, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 377, Issue 1, pp. 253-268.
- [Maris 2006] M. Maris, C. Burigana, S. Fogliani, Zodiacal light emission in the PLANCK mission, *Astronomy and Astrophysics*, Volume 452, Issue 2, June III 2006, pp.685-700.
- [McKellar 1941] A. McKellar, 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, BC)* 7 : 251-272.
- [Metcalf 1997] R. B. Metcalf, J. Silk, 1997, Gravitational Magnification of the Cosmic Microwave Background, *Astrophysical Journal* v.489, p.1.
- [Miele 2009] G. Miele, O. Pisanti, 2009, Primordial Nucleosynthesis : an updated comparison of observational light nuclei abundances with theoretical predictions, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, Volume 188, p. 15-19.
- [Milgrom 1983] M. Milgrom, 1983, A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis, *Astrophysical Journal*, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 270, July 15, 1983, p. 365-370.
- [Miville-Deschenes 2002] M-A. Miville-Deschenes, G. Lagache, J. L. Puget, 2002, Power spectrum of the cosmic infrared background at 60 and 100 um with IRAS, *AA*, 393, 749.
- [Mukherjee 2008] P. Mukherjee, A. R. Liddle, 2008, Planck and re-ionization history : a model selection view, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 389, Issue 1, pp. 231-236.
- [Naselsky 2006] P. D. Naselsky, D. I. Novikov, I. D. Novikov, 2006, *The Physics of the Cosmic Microwave Background*, Cambridge University Press, pp. 5. ISBN 0521855500.
- [Pajot 2010] F. Pajot, P. A. R. Ade, J-L. Beney, et. al., 2010, *A&A*
- [Park 2010] C-G. Park, J-C.Hwang, J. Park, H. Noh, 2010, Observational constraints on a unified dark matter and dark energy model based on generalized Chaplygin gas, *Review D*, vol. 81, Issue 6, id. 063532.
- [Patanchon 2003] G. Patanchon, H. Snoussi, J.-F. Cardoso, J. Delabrouille, 2003, Séparation de composantes pour la mesure des anisotropies du fond diffus cosmologique, *Revue de l'electricite et de l'electronique*, ISSN 1265-6534, N° 6, 2003 , pags. 91-97.
- [Peacock 1999] J.A. Peacock, 1999, *Cosmological Physics*, Cambridge University Press.
- [Penzias 1965] A. A. Penzias, R. W. Wilson, 1965, A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s, *Astrophysical Journal*, vol. 142, p.419-421.
- [Perlmutter 1999] S. Perlmutter et al., 1999, Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae, *Astrophysical Journal*, 517, 565-586.
- [Perotto 2006] L. Perotto, J. Lesgourgues, S. Hannestad, H. Tu, Y. Y Y Wong, 2006, Yvonne Probing cosmological parameters with the CMB : forecasts from Monte Carlo simulations, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Issue 10, pp. 013.
- [Perotto 2009] L. Perotto, J. Bobin, S. Plaszczynski, J.-L. Starck, A. Lavabre, 2009, Reconstruction of the CMB lensing for Planck, eprint arXiv :0903.1308
- [Pesses 1981] M. E. Pesses, J. R. Jokipii, D. Eichler, 1981, Cosmic ray drift, shock wave acceleration, and the anomalous component of cosmic rays, *The Astrophysical Journal*, 246, 85.
- [Popa 2009] L. A. Popa, N. Mandolesi, A. Caramete, C. Burigana, 2009, From WMAP to Planck : Exact Reconstruction of Four- and Five-dimensional Inflationary Potential from High-precision Cosmic Microwave Background Measurements, *The Astrophysical Journal*, Volume 706, Issue 2, pp. 1008-1019 (2009).
- [Puget 1996] J. L. Puget, et. al., 1996, Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE, *AA*, 308, 5.

- [Räsänen 2009] S. Räsänen, 2009, Structure formation as an alternative to dark energy and modified gravity, EAS Publications Series, Volume 36, 2009, pp.63-74.
- [Readhead 2004] A. C. S. Readhead, et al., 2004, Polarization Observations with the Cosmic Background Imager, *Science* 306 (5697) : 836-844.
- [Rees 1968] M. J. Rees, D. W. Sciama, 1968, Large-scale Density Inhomogeneities in the Universe, *Nature*, 511, 611
- [Reinecke 2006] M. Reinecke, K. Dolag, R. Hell, M. Bartelmann, T. A. Enßlin, 2006, A simulation pipeline for the Planck mission, *Astronomy and Astrophysics*, Volume 445, Issue 1, January I 2006, pp.373-373.
- [Riess 1998] A. G. Riess et al., 1998, Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant, *Astronomical Journal*, 116, 1009-1038.
- [Ringwald 2009] A. Ringwald, 2009, Prospects for the direct detection of the cosmic neutrino background, *Nuclear Physics A*, Volume 827, Issue 1-4, p. 501-506c.
- [Robertson 1929] H.P. Robertson, 1929, On the Foundations of Relativistic Cosmology, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, Volume 15, Issue 11, pp. 822-829.
- [Rohde] R. A. Rohde, from :
- Irradiance : <http://www.pmodwrc.ch/pmod.php?topic=tsi/composite/SolarConstant>
  - International sunspot number : <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftpsunspotnumber.html>
  - Flare index : <http://www.koeri.boun.edu.tr/astronomy/readme.html>
  - 10.7cm radio flux : [http://www.drao-ofr.hia-ih.nrc-cnrc.gc.ca/icarus/www/sol\\_home.shtml](http://www.drao-ofr.hia-ih.nrc-cnrc.gc.ca/icarus/www/sol_home.shtml)
- [Rosset 2010] C. Rosset, M. Tristram, N. Ponthieu, et. al., 2010, *A&A*, arXiv :1004.2595
- [Sachs 1967] R. K. Sachs, A. M. Wolfe, 1967, Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background, *Astrophysical Journal*, vol. 147, p.73.
- [Shikaze 2002] Y. Shikaze, S. Haino, K. Abe, H. Fuke, T. Hams, K. C. Kim, Y. Makida, S. Matsuda, J. W. Mitchell, A. A. Moiseev, J. Nishimura, M. Nozaki, S. Orito, J. F. Ormes, T. Sanuki, M. Sasaki, E. S. Seo, R. E. Streitmatter, J. Suzuki, K. Tanaka, T. Yamagami, A. Yamamoto, T. Yoshida, K. Yoshimura, 2002, Measurements of 0.2 to 20 GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer, *Astroparticle Physics*, Volume 28, Issue 1, p. 154-167.
- [Shmaonov 1957] T. A. Shmaonov, 1957, (en Russe) *Pribory i Tekhnika Experimenta* 1 : 83.
- [Smoot 1992] G. Smoot, et al., 1992, Structure in the COBE Differential Microwave Radiometer First-Year Maps, *ApJ*, 396, L1.
- [Spergel 2003] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R.olta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, J. Page, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, E. L. Wright, 2003, First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Volume 148, Issue 1, pp. 175-194.
- [Stodolsky 1997] L. Stodolsky, 1997, Some neutrino events of the 21st century, *Proceedings "Neutrino Astrophysics"*, pages 178-181, astro-ph/9801320.
- [Strukov 1992 - 1] I.A. Strukov, A.A. Brukhanov, D.P. Skulachev, M.V. Sazhin, 1992, *Pis'ma v Astronomicheskii Zhurnal* v.18, 387 (en Russe, Version anglaise : *Soviet Astronomy Letters* 18 (1992), 153.
- [Strukov 1992 - 2] I.A. Strukov, A.A. Brukhanov, D.P. Skulachev, M.V. Sazhin, 1992, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 258 (1992), 37p.
- [Sunyaev 1972] R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, 1972, The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, Vol. 4, p.173.
- [Sunyaev 1980] R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, 1980, The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background - The possibility of its measurement, *Royal Astronomical Society, Monthly Notices*, vol. 190, Feb. 1980, p. 413-420.
- [Tauber 2010] J. Tauber, N. Mandolesi, J. L. Puget, et. al., 2010, *A&A*, arXiv :1001.4562v1
- [Triqueneaux 2006] S. Triqueneaux, L. Sentis, P. Camus, A. Benoît, G. Guyot, 2006, *Cryogenics*, 46, 288.
- [Tristram 2005] M. Tristram, 2005, Thèse de doctorat, UJF.
- [Tsujiikawa 2010] S. Tsujikawa, 2010, Dark energy : investigation and modeling, arXiv :1004.1493v1 [astro-ph.CO].

- [Weinberg 1972] S. Weinberg, 1972, Oxford Astronomy Encyclopedia, John Wiley & Sons. pp. 514. ISBN 0471925675.
- [Wozniak 2009] H. Wozniak, the HORIZON consortium, The HORIZON project, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, v.80, p.357.
- [Wright 1992] E. L. Wright, S. S. Meyer, C. L. Bennett, N. W. Boggess, E. S. Cheng, M. G. Hauser, A. Kogut, C. Lineweaver, J. C. Mather, G. F. Smoot, R. Weiss, S. Gulikis, G. Hinshaw, M. Janssen, T. Kelsall, P. M. Lubin, S. H. Moseley, T. L. Murdock, R. A. Shafer, R. F. Silverberg, D. T. Wilkinson, 1992, Interpretation of the cosmic microwave background radiation anisotropy detected by the COBE Differential Microwave Radiometer, *Astrophysical Journal*, Part 2 - Letters (ISSN 0004-637X), vol. 396, no. 1, Sept. 1, 1992, p. L13-L18.
- [Wright 2002] E. L. Wright, 2002, COBE observations of the cosmic infrared background, *New Astronomy Reviews*, Volume 48, Issue 5-6, p. 465-468.
- [Yun 2003] M. Yun, J. Beeman, R. Bhatia, J. Bock, W. Holmes, L. Husted, T. Koch, J. Mulder, A. Lange, A. Turner, L. Wild, 2003, Bolometric detectors for the Planck surveyor, *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*. Edited by Phillips, Thomas G.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4855, pp. 136-147
- [Zaitsev 2006] Y. Zaitsev, 2006, Nobel Prize In Physics : Russia's Missed Opportunities, *RIA Novosti*.
- [Zel'dovitch 1969] Ya. B. Zeldovich, R. A. Sunyaev, 1969, The Interaction of Matter and Radiation in a Hot-Model Universe, *Astrophysics and Space Science*, Volume 4, Issue 3, pp.301-316.
- [Zwicky 1933] F. Zwicky, 1933, Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln, *Helvetica Physica Acta*, Vol. 6, p. 110-127.



# Résumé

**Cosmologie observationnelle avec le satellite Planck : extraction du signal astrophysique des données brutes de l'instrument HFI et étude de l'effet du rayonnement cosmique.**

La cosmologie est une science très ancienne qui a pour but de décrire l'Univers à grande échelle. Le modèle standard de la cosmologie est un modèle de Big-Bang de type  $\Lambda$ CDM inflationnaire, il est basé sur la théorie de la Relativité Générale.

Le rayonnement fossile constitue l'un des trois piliers de ce modèle, avec l'expansion de l'Univers et la nucléosynthèse primordiale. C'est le rayonnement le plus ancien observable dans l'Univers. L'étude de ses anisotropies de température et en polarisation permettent d'accéder à des informations directes sur le contenu et la géométrie de l'Univers primordial.

Le satellite Planck, lancé le 14 mai 2009, représente la troisième génération de missions satellite d'étude du rayonnement fossile. La sensibilité exceptionnelle de ses instruments High Frequency Instrument et Low Frequency Instrument permettra de contraindre très fortement les modèles cosmologiques décrivant les premiers instants de l'Univers, en particulier la période d'inflation, et de mesurer avec une précision de l'ordre du pourcent les paramètres cosmologiques qui décrivent l'évolution de l'Univers.

Pour atteindre ces objectifs scientifiques ambitieux chacun des effets systématiques instrumentaux doit être sévèrement contrôlé et corrigé au cours de l'analyse des données. L'effet des rayons cosmiques interagissant avec les bolomètres de HFI, qui est l'un des effets systématiques instrumentaux les plus importants, et l'un des seuls qui diffère significativement des prédictions, est corrigé lors de l'analyse des données ordonnées en temps. La compréhension détaillée de ce phénomène et sa modélisation sont nécessaires pour s'en affranchir et atteindre une sensibilité effective optimale. Elles permettront également de tenir compte de cet effet dans les instruments futurs dès la conception des détecteurs.

Cette thèse propose une première partie consacrée à la cosmologie, une seconde partie décrivant le satellite Planck, l'instrument HFI et en particulier ses détecteurs et une troisième partie consacrée à l'analyse des données de l'instrument HFI. Je me concentre sur l'analyse des données en temps et le traitement des effets systématiques instrumentaux et je propose une analyse détaillée de l'effet du rayonnement cosmique sur le signal et une évaluation de son impact sur les résultats de Planck.

**Mots clefs :** Cosmologie, Rayonnement fossile, Planck, Analyse de données, Bolomètres, Rayons cosmiques.

# Abstract

**Observational Cosmology with the Planck satellite : extraction of the astrophysical signal from raw data of HFI instrument and study of the impact of cosmic rays.**

Cosmology is a very old science. Its goal is to describe the Universe at large scales. The standard model of cosmology is an inflation- $\Lambda$ CDM Big-Bang model. It is based on General Relativity.

The cosmic microwave background is one of the three pillars of this model, with the expansion of the Universe and the primordial nucleosynthesis. It is the oldest detectable radiation in the Universe. The study of its temperature and polarisation anisotropies allow us to access direct informations about the content and the geometry of the primordial Universe.

The Planck satellite, launched on May the 14th of 2009, represents the third generation of satellite missions which study the cosmic microwave background. The exceptional sensitivity of its instruments, High Frequency Instrument and Low Frequency Instrument, will allow us to constrain very strongly the cosmological models describing the early Universe, particularly the inflationary period, and to measure the cosmological parameters which describe the evolution of the Universe with an accuracy down to the percent.

To reach these ambitious scientific objectives, each systematic instrumental effect has to be severely controlled and corrected by the data analysis. The effect of cosmic rays interacting with the bolometers of HFI, which is one of the most important effects, and which differs significantly from predictions, is corrected during the time ordered data analysis. The detailed understanding of this phenomenon and its modelisation are necessary to correct it and to reach an optimal effective sensitivity. They will permit to take this effect into account in the conception of the futur instruments detectors.

This thesis proposes a first part focused on cosmology, a second part describing the Planck satellite, the HFI instrument and particularly its detectors and a third part dedicated to the HFI instrument data analysis. I concentrate on time ordered data analysis and on the corrections of instrumental systematic effects. Then I propose a detailed analysis of the effect of cosmic rays on the signal and an evaluation of its impact on Planck's results.

**Keywords :** Cosmology, Cosmic microwave background, Planck, Data analysis, Bolometers, Cosmic rays.