



HAL
open science

Étude et modélisation de l'interaction des particules cosmiques avec les détecteurs cryogéniques de l'astronomie submillimétrique et X

Antoine Miniussi

► **To cite this version:**

Antoine Miniussi. Étude et modélisation de l'interaction des particules cosmiques avec les détecteurs cryogéniques de l'astronomie submillimétrique et X. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris Saclay (COmUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLS004 . tel-01230938

HAL Id: tel-01230938

<https://theses.hal.science/tel-01230938>

Submitted on 19 Nov 2015

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

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

NNT : 2015SACLS004



THÈSE DE DOCTORAT de l'Université PARIS-SACLAY

Préparé à l'Institut d'Astrophysique Spatiale

Ecole Doctorale N° 127 : Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France
Spécialité : Sciences de l'univers

par

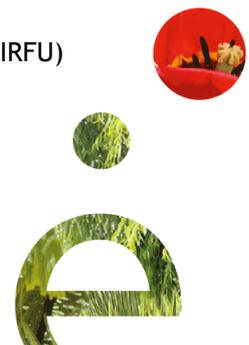
M. Antoine MINIUSSI

**ÉTUDE ET MODELISATION DE L'INTERACTION DES PARTICULES
COSMIQUES AVEC LES DETECTEURS CRYOGENIQUES DE
L'ASTRONOMIE SUBMILLIMETRIQUE ET X**

Thèse présentée et soutenue à Orsay le 05 octobre 2015

Composition du jury :

Directeur de thèse :	François PAJOT	Directeur de Recherche (IRAP)
Co-directeur de thèse :	Yannick GIRAUD-HERAUD	Directeur de Recherche (APC)
Rapporteurs :	Philippe LAURENT	Ingénieur de Recherche (CEA-IRFU)
	Cécile RENAULT	Chargée de Recherche (LPSC)
Président du jury :	Hervé DOLE	Professeur Paris-Sud (IAS)
Examineurs :	Simon BANDLER	Associate Research Scientist (NASA/Goddard)
	Henk VAN WEERS	Senior Mechanical Design Engineer (SRON)



*En essayant continuellement on finit par réussir.
Donc : plus ça rate, plus on a de chance que ça
marche.*

Devise Shadok

Remerciements

Commençons par le commencement, mon arrivée en thèse. Je tiens donc à remercier François Pajot et Yannick Giraud-Héraud pour avoir cru en mes compétences et ma capacité à me lancer dans une thèse, et surtout... la finir ! Ils m'ont laissé libre de mes choix, tout en me soutenant et sans regarder de trop près les dépenses. Quel bonheur pour un thésard ! J'en profite pour remercier l'école doctorale Astronomie et Astrophysique d'Ile de France de m'avoir accepté alors que je n'avais pas de Master, mais « seulement » un diplôme d'ingénieur.

Mes remerciements vont aussi à Olivier La Marle qui a pris de son temps pour suivre mes avancées et au CNES qui a participé au financement de ma thèse.

Et continuons par la fin, ma soutenance. Je tiens donc à remercier les rapporteurs de ce manuscrit : Cécile Renault et Philippe Laurent. Merci d'avoir accepté de lire ce manuscrit pendant peut être une partie de vos vacances. Et les membres du jury : Simon Bandler, Henk Van Weers et Hervé Dole. Vos domaines de recherche, complémentaires vis-à-vis de mon travail vont rendre, j'en suis sûr, les questions à la suite de ma soutenance très pertinentes.

Voilà deux personnes qui m'ont impressionné et que je tiens particulièrement à faire apparaître dans cette liste : Jean-Loup Puget, pour m'avoir montré ce qu'est le travail au sein de la collaboration Planck/HFI. L'accompagner dans ses recherches est un travail à plein temps, mais très gratifiant. Et Nabila Aghanim pour son soutien constant de l'instrumentation scientifique et sa gestion du groupe MIC tambour battant.

De nombreuses personnes m'ont permis d'arriver aux résultats que je présente dans ce manuscrit. Parmi eux, Warren Holmes, qui a chassé l'éléphant spatial avec moi. En plus de son emploi du temps chargé il a suivi mes expériences, m'a aiguillé, m'a conseillé, merci. Andrea Catalano a également énormément contribué à l'aboutissement de plusieurs résultats significatifs en m'épaulant et en m'incluant dans un grand nombre de ses expériences. Je ne peux dissocier Andrea de Grenoble et donc Alain Benoit et Alessandro Monfardini que je remercie également. J'aimerais aussi remercier Noël Coron, pour tous ses excellents conseils de vieux roublard de la cryogénie sans qui les EMI/EMC, entres autres, seraient encore pour moi un mystère. Enfin, Joseph avec qui j'ai passé deux ans à faire vivre le labo sub-mm en espérant ne pas fermer la boutique après nos dernières manips.

Comme vous pourrez le lire dans ce manuscrit, une partie de ma thèse a été réalisée au laboratoire AstroParticule et Cosmologie (APC, Paris-7). Concernant le traitement de données, je ne peux séparer mon travail de celui de Guillaume Patanchon et Cyrille Rosset. Merci à vous

deux de m'avoir fait comprendre tout le pouvoir, la puissance, des statistiques appliquées au traitement de données.

Certaines expériences, dont les résultats apparaissent ici, ont été réalisées à l'APC avec toute l'aide du labo-mm. Ainsi, je souhaite remercier Michel Piat de nous avoir laissé utiliser le cryostat et une matrice de TES, Damien Prêle pour m'avoir expliqué le fonctionnement des TES et Tanguy Decourcelle et Guillaume Bordier pour leur aide lors des mises en froid.

Le personnel technique de l'IAS n'y est pas (loin de là) pour rien non plus et je remercie tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin pendant ma thèse. Plus particulièrement François Langlet qui m'a permis de dompter Symbol ; Thierry Redon pour ses doigts précis ; Manou, sans qui je serai encore en train de refaire mes soudures pour la nième fois ; Bruno et Nicolas qui m'ont aidé dans mes problèmes de mécanique ; Paul Lami pour ses conseils en cryogénie et son « curage » de sonde de niveau d'hélium.

Dans la même idée, je tiens à souligner l'excellent travail du personnel administratif qui m'a aidé à passer mes multiples commandes, valider mes ordres de mission passés à la dernière minute, gérer les statuts de mes stagiaires. Je souhaite donc remercier Saliha Hamdi, Nicole Lhermitte, Aïcha, Hélène Blavot, Chloé Guallar, Patricia Jeaneau, les deux Sonia. Et une spéciale dédicace à Véronique Sarrazin pour son énergie et son goût pour le violet !

Je n'oublierai pas mes « sauveurs », le service informatique pour avoir sauvegardé toutes mes données et surtout d'avoir pu les restituer après de mauvaises manips, tout autant que d'avoir été constamment disponibles pour répondre à mes questions. Merci donc à, entre autres, Hervé Ballans, Stéphane Caminade, et Jeff, le plus courageux du service info qui descend jusque dans la cave pour m'aider (ou se cacher ??).

Je souhaiterais également formuler de chaleureux remerciements aux scientifiques avec qui je n'ai pas forcément travaillé, mais que j'ai longuement côtoyés (certains à presque tous les repas pour les moins voyageurs) et qui ont bien voulu m'expliquer les profondeurs de leurs travaux de recherche. Je pense particulièrement à Mathieu Langer (Athena vaincra !), Julien Grain, Alexandre Beelen, Jonathan Aumont, Herve Dole, Rosario Brunetto, mais je crains d'en oublier... Et les jeunes : Guillaume Hurrier (oui, oui ! tu es « jeune » !), JB Durrive, David Guery, Raoul Canameras, Marty, Alexandre Boucaud.

Mes remerciements vont tout autant vers le personnel du Bureau d'Etude avec lequel j'ai malheureusement passé moins de temps pendant ma thèse mais dont je garde d'excellents souvenirs, en commençant par mon ancien collègue de bureau, Antoine Arondel, et bien sûr, Mehdi, J-C, Cydalise, Bruno Borgo.

Cette thèse s'est aussi très bien déroulée grâce à l'ambiance parmi les thésards et aux actions entreprises : Science & Beer, pizza cinoche (surtout pizza pour moi), STIL. Il y a clairement trois initiateurs, JB, Marty et Agnès, que je remercie de contribuer aussi significativement à la vie du labo. Et tous les autres thésards : Clara, Lapo, Lucie, Nicolas, Vincent, Chentao, Anna, Frédéric.

Si je me suis retrouvé à l'IAS, tout d'abord en stage, c'est grâce à Jean-François Cardoso de l'IAP qui a transmis mon CV à Laurent Vibert, mon ancien directeur de stage, je ne peux donc omettre de le saluer pour son aide. Et de remercier Laurent pour m'avoir pris sous son aile. Je

n'oublierai jamais ces quelques mois qui m'ont propulsé dans les joies de la Science. Tout ça par l'entremise des *Eclaireurs Eclaireuses de France* qui continuent à bercer ma vie, incroyable !

Et en rafale : Catherine Cougrand pour son travail sur la communication de l'IAS ; Véronique Hervier que je remercie pour toutes ces pauses passées ensemble et d'avoir répondu à mes questions concernant les oscilloscopes sans que je n'en achète jamais un...

Un grand remerciement aussi à mes stagiaires, les deux Mohamed, qui ont bien bossé et surtout à Justine qui m'a fait me sentir vieux à me parler de trucs de jeunes ! (danser sur une machine me paraît toujours étrange...). Et puis les p'tits jeunes des Apprentis Chercheurs : David et Bruno qui ont servi de crash test puis Marion et Maxime. C'était bien marrant de vous avoir dans les pattes tous les mercredis. J'espère que vous vous êtes autant marrés que moi (je mettrais bien votre vidéo de danse pour clore ces remerciements, mais malheureusement je ne peux pas...). Merci à Anaïs Vergnolle d'avoir fait le lien entre l'association Arbre des Connaissances et l'université Paris-Sud.

Durant cette thèse, j'ai aussi essayé d'expliquer des trucs supers compliqués à des gens qui n'y connaissent rien. Ça s'appelle, la « vulgarisation » et c'est exactement ce que je viens de faire... J'ai adoré ces expériences et j'espère que je continuerai. Dans ce cadre je veux remercier Natacha Combié et son association Champ Libre qui nous a permis, avec Jean-Pierre Bibring, Doris Arzoumanian, Frédéric Baudin, Agnès Ferté, Guillaume Hurrier, Faustine, et plein de thésards du CEA de nous rendre en prison pour parler de nos métiers. J'envoie aussi une bonne pelletée de « merci » à Johanna Hawken de m'avoir lancé dans la vulgarisation à un peu plus grande échelle avec l'Université Populaire de Romainville.

Et puis il y a la MISS, avec Sylvie Retailleau, Valerie Fortuna, Sylvie Sikora, Hugues Cazin et Nicolas Graner. J'espère que le bâtiment sortira rapidement de terre pour que vous puissiez commencer les ateliers. Merci de porter ce projet qui j'espère donnera goût aux sciences à plein d'enfants !

On arrive à la fin et donc aux remerciements « persos » que j'entame avec ma famille : P'pa, M'man, Doudouffe, pour m'avoir soutenu dans mes études, mes choix, mes voyages ; m'avoir nourri et laissé toute la bande passante de l'internet domiciliaire pendant les coups de bourre quand j'habitais à Crozatier (j'ai déménagé depuis et j'ai la fibre, tout va mieux !). Mes grands-parents et particulièrement Michèle pour son suivi assidu de mes problèmes de thermomètre et sa relecture de ce manuscrit.

Les potos, trop nombreux pour être tous cités, puis ça va faire des jaloux (« quoi ? j'ai pas été cité, tu m'a oublié ?! naaaaaan ! »), alors je ne vais en remercier que deux : Simon et Fabrice, qui m'ont corrigé avec expertise mon manuscrit. Merci mes deux loulous ! Et merci à tous les autres pour votre amitié, nos Méchouisseau, Méchouicq et autres weekends, soirées. Comme dit Manu (ha ! j'en ai cité un 3ème !) : « A ce stade, on est plus des amis, c'est la famille ! ».

Pour finir, Morgane, qui a fait l'erreur de déménager chez moi 6 mois avant la fin de ma thèse, qui a donc subi toutes les contraintes associées et a quand même trouvé de l'énergie pour me soutenir et me remonter le moral dans les coups durs. Merci d'avoir pris soin de moi, de m'avoir nourri les semaines de manips quand je rentrais avec le dernier RER et surtout d'avoir tenu bon ! Ça vaut bien un autre Burger King !

Table des matières

Remerciements.....	5
Table des matières.....	9
Acronymes.....	13
Introduction.....	15
Chapitre 1 - Les particules cosmiques	17
1.1 Introduction	18
1.2 Historique	18
1.2.1 Les premières découvertes	18
1.2.2 Sources du rayonnement.....	21
1.2.3 Du rayonnement aux particules	24
1.2.4 De l'observation à la source	26
1.3 Caractéristiques	27
1.3.1 Provenances, composition et énergies	27
1.3.2 Comportement autour de la Terre.....	29
1.3.3 Étude du SREM.....	32
1.3.4 Interaction avec la matière.....	34
1.4 Conclusion	38
Chapitre 2 - Le satellite Planck et son instrument « haute fréquence »	39
2.1 Introduction	40
2.2 Contexte scientifique.....	40
2.2.1 La théorie du Big Bang	40
2.2.2 Le Fond Diffus Cosmologique	42
2.2.3 Les avant-plans astrophysiques.....	45
2.3 La mission Planck	46
2.3.1 Détails de la mission.....	46
2.3.2 Description générale du satellite et de ses instruments.....	49

2.3.3	Résultats	51
2.4	L'instrument HFI	56
2.4.1	Le système de refroidissement : la chaîne cryogénique.....	56
2.4.2	Les systèmes de régulation de température.....	62
2.4.3	Le plan focal	65
2.4.4	Les Bolomètres.....	67
2.4.5	Lecture des bolomètres.....	73
2.5	Conclusion.....	77
Chapitre 3 - Impact direct des particules cosmiques sur les détecteurs de HFI		79
3.1	Introduction	80
3.2	Les <i>glitches</i> sur HFI.....	80
3.2.1	Introduction.....	80
3.2.2	Détection et suppression des <i>glitches</i>	81
3.2.3	Taux de <i>glitches</i>	85
3.2.4	Source des <i>glitches</i>	87
3.3	Etude expérimentale de l'impact des particules sur des bolomètres de type Planck	89
3.3.1	Expériences précédentes.....	90
3.3.2	Contexte de l'expérience.....	92
3.3.3	Nouvelle hypothèse : les phonons balistiques	92
3.3.4	Moyens expérimentaux.....	93
3.3.5	Calibration	93
3.3.6	A la recherche des phonons balistiques	95
3.4	Conclusion.....	99
Chapitre 4 - Impact direct des particules cosmiques sur des bolomètres de type TES.....		101
4.1	Introduction	102
4.2	Cadre expérimental	102
4.2.1	Fonctionnement des bolomètres TES.....	102
4.2.2	Moyens expérimentaux.....	104
4.3	Expérience.....	107
4.4	Résultats.....	107
4.4.1	<i>Glitches</i> rapides.....	108
4.4.2	<i>Glitches</i> lents.....	114
4.5	Conclusion.....	117
Chapitre 5 - Etude statistique des effets indirects des particules cosmiques sur l'instrument HFI		119

5.1	Introduction	120
5.2	Coïncidences et détection	122
5.2.1	Les <i>glitches</i> coïncidents	122
5.2.2	Méthode de détection des HCE	123
5.2.3	Nombre de HCE	125
5.2.4	Estimation du flux de HCE	126
5.3	Etude du profil thermique du plan focal	129
5.3.1	Au travers des bolomètres	129
5.3.2	Au travers des thermomètres et des PID de HFI	132
5.4	Constantes de temps des profils thermiques	135
5.4.1	Constantes de temps de descente	136
5.4.2	Constantes de temps de montée	137
5.5	Etudes statistiques des HCE	140
5.5.1	Etude de l'amplitude des HCE	140
5.5.2	Evolution des HCE au cours de la mission	143
5.6	Caractéristiques des <i>glitches</i> précurseurs	146
5.6.1	Amplitude et nombre de précurseurs	146
5.6.2	Constantes de temps des précurseurs	148
5.6.3	Localisation des HCE sur la platine	149
5.6.4	<i>Glitches</i> précurseurs au sein des PSB	151
5.7	Origine des HCE	152
5.7.1	Origine des HCE rapides	152
5.7.2	Origine des HCE lents	154
5.8	Conclusion	156
Chapitre 6 - Etudes expérimentales des effets thermiques liés à l'hélium		159
6.1	Introduction	160
6.2	Cadre et dispositif expérimental	160
6.2.1	Dispositif expérimental	160
6.2.2	Caractéristiques thermiques du dispositif	166
6.3	Impact de l'évaporation de l'hélium sur la température du système pour différentes puissances injectées en présence de charbon	169
6.3.1	Expérience	169
6.3.2	Résultats	170
6.3.3	Mesures de la conductance et de la capacité calorifique de la plaque P1	174
6.4	Evaporation et circulation du film d'hélium superfluide	176
6.4.1	Expérience	176

6.4.2	Résultats	176
6.5	Etude des effets de l'hélium gazeux sur un système sub-kelvin	180
6.5.1	Expérience	180
6.5.2	Observations et résultats.....	180
6.6	Etudes de perturbations thermiques dans un environnement saturé en hélium en présence de charbon.....	185
6.6.1	Expérience	185
6.6.2	Observations	185
6.7	Comparaison avec les <i>HCE</i> lents observés sur Planck/HFI	191
6.8	Conclusion.....	196
Conclusions et perspectives		199
1.	Conclusions	199
2.	Perspectives	200
Publications.....		203
Bibliographie		205
Annexes.....		213
A.1	Fabrication des bolomètres embarqués sur HFI	214
A.2	Principe de la dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$	215
A.3	Flux de particules en fonction de la géométrie des bolomètres.....	216
A.4	Facteur de calibration des bolomètres entre ADU et Kelvin.....	218
A.5	Hypothèses non retenues pour la formation des <i>HCE</i> lents	219
A.5.1	Les pieds en HoY	219
A.5.2	La double gerbe	219
A.5.3	Les propulseurs générateurs de <i>HCE</i>	220
A.6	Le cryostat Symbol à l'IAS.....	222
A.6.1	Description	222
A.6.2	Fonctionnement.....	222
A.6.3	Performances	226
A.6.4	Modifications apportées.....	226
A.6.5	Problèmes rencontrés	227

Acronymes

ADU	Analogic to Digital Units
AGN	Active Galactic Nuclei, Noyau actif de galaxie
ASIC	Application-Specific Integrated Circuit
Caltech	California Institute of Technology (Pasadena, USA)
CIB	Cosmic Infrared Background, ou Fond Diffus Infrarouge
COBE	COsmic Background Explorer
CMB	Cosmic Microwave Background, ou Fond Diffus Cosmologique
ERCSR	Early Release Compact Source Catalogue
ESA	European Space Agency
ETF	Electrothermal feedback, contre réaction électrothermique
FPU	Focal Plane Unit, ou plan focal
GM	Geiger-Müller (compteur)
GSO	Geosynchronous Orbit
HCE	High Coincidence Event, aussi appelé « Eléphant »
HFI	High Frequency Instrument
IAP	Institut d'Astrophysique de Paris
IAS	Institut d'Astrophysique Spatiale (Orsay)
IASF	Istituto di astrofisica spaziale di Bologna
IMO	Instrument Model
ISS	International Space Station, Station Spatiale Internationale
JFET	Junction Field Effect Transistor
JPL	Jet Propulsion Laboratory
JWST	James Webb Space Telescope
KID	Kinetic Inductance Detector
LEKID	Lumped Element Kinetic Inductance Detector
LEO	Lower Earth Orbit
LFI	Low Frequency Instrument
MCBT	Matière Condensée - Basses Températures (département de l'institut Néel)
MEO	Medium Earth Orbit
NTD	Neutron-transmutation-Doped Germanium

OMT	Ortho-Mode Transducers
PAU	Pre-Amplifier Unit
PI	Principal Investigator
PSB	Polarization Sensitive Bolometer
REU	Readout Electronic Unit
SCS	Sorption Cooler System
SEU	Single Event Upset
SOI	Silicon On Insulator, Silicium sur isolant
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device
SREM	Standard Radiation Environment Monitor
SVM	Service Module
SWB	Spider-Web Bolometer
SZ	Sunyaev-Zel'dovich
TES	Transition Edge Sensor
TOI	Time Ordered Information
ToS	Time of Sample
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

Introduction

La fin du XIX^{ème} siècle signe le départ des grandes découvertes liées à la radioactivité terrestre et aux particules cosmiques. Les scientifiques de cette époque développent des outils pour l'analyser et identifient les différents types de rayonnements observés. Il faut quelques années aux chercheurs pour comprendre l'effet nocif de ce rayonnement pour l'humain, mais également pour les technologies sensibles, à cause des effets destructeurs des particules de haute énergie.

Dans le domaine de la radioactivité « venue du ciel », les recherches aboutissent au milieu du XX^{ème} siècle à l'établissement d'un spectre en énergie de différents types de particules émanant de l'espace lointain, dorénavant appelés *particules cosmiques*.

L'univers entier baigne dans ce flux de protons, noyaux d'hélium, noyaux lourds d'éléments, composant les particules cosmiques. Il interagit avec l'atmosphère et le champ magnétique terrestre, le flux solaire et tous les autres systèmes présents dans l'espace dont les satellites. Habituellement, le développement des systèmes spatiaux intègre assez simplement la problématique de l'interaction des particules cosmiques avec les équipements : les électroniques sont durcies, soit rendues résistantes au rayonnement ionisant, et très rarement les satellites sont mis en veille lors d'éruptions solaires particulièrement violentes, pour éviter les erreurs systèmes. Mais certains satellites, embarquant des technologies avancées refroidies à très basses températures, sont plus sensibles à ces interactions. Le premier à être confronté aux particules cosmiques et à leurs interactions sur une longue durée est le satellite Planck.

Lancé en 2009, le satellite Planck a permis à son instrument hautes fréquences (HFI) de réaliser cinq balayages du ciel afin de cartographier le fond diffus cosmologique, soit tracer une carte en température de l'univers tel qu'il était il y a 13,7 milliards d'années. Pendant les 2 ans et demi de vol au point de Lagrange n° 2, HFI a subi le flux des particules cosmiques et les interactions qui en découlent. L'analyse des informations fournies par les bolomètres, très sensibles au rayonnement, mais également par la chaîne cryogénique permettant leur refroidissement à 100 mK, ont permis une étude fine de ces interactions.

Le satellite Planck a terminé ses observations et orbite autour du soleil. Mais de futurs satellites, aux capteurs plus sensibles et refroidis à des températures encore plus basses, seront lancés dans les prochaines décennies. C'est à ces missions, Athena, CORe+, Euclid, et les autres, que s'adresse tout particulièrement cette thèse. Ce manuscrit a été rédigé dans l'esprit de rassembler toutes les informations apprises lors de l'analyse des données de Planck/HFI et des expériences réalisées dans le cadre de l'étude de l'interaction des particules cosmiques avec l'instrument. L'objectif est qu'elles puissent être largement utilisées lors de la conception, le développement et l'analyse de données des futures missions.

Ce manuscrit est divisé en six chapitres afin de balayer toutes les connaissances acquises au sujet des particules cosmiques, d'un point de vue historique, statistique et expérimental. Le premier chapitre décrit les premières découvertes liées à ce rayonnement ainsi que les principales caractéristiques concernant sa composition et ses différents types d'interaction avec la matière, effet qui concerne directement l'étude développée dans ces pages. Le second détaille en profondeur les aspects techniques du satellite Planck et son instrument HFI. Il sert de base à l'étude menée.

Les particules cosmiques interagissent de deux manières avec Planck/HFI. Une, décrite comme « interaction directe », désigne l'effet direct des particules sur les détecteurs embarqués. Ce type d'interaction est étudié par analyse des données de l'instrument HFI et de manière expérimentale dans le chapitre 3. Dans l'objectif d'apporter certaines réponses liées au développement des futurs instruments spatiaux, je décris dans le chapitre 4 les résultats d'une étude similaire réalisée au sol sur des détecteurs de type TES, qui seront embarqués, par exemple, sur l'instrument X-IFU de la mission Athena.

Le second type d'interaction, nommée comme « indirecte », désigne l'interaction d'une gerbe de particules secondaires formées par exemple dans la structure externe du satellite avec l'ensemble de l'instrument. Ce type d'interaction est étudié de manière statistique dans le chapitre 5, puis de manière expérimentale dans le chapitre 6 afin de confronter les hypothèses émises aux données expérimentales.

Chapitre 1 - Les particules cosmiques

1.1 Introduction

Les particules cosmiques sont au cœur de la problématique soulevée dans cette thèse. Constant au cours du temps, ils sont observés depuis le XX^{ème} siècle et pose aujourd'hui problème lors de toutes les missions spatiales habitées ou inhabitées. Lors du vol de Planck, l'instrument HFI a été soumis à ce même flux composé principalement de protons et de noyaux d'hélium. Les effets engendrés et les solutions apportées sont décrits dans cette thèse.

Pour comprendre l'origine des effets observés sur l'instrument HFI, je développe dans un premier temps leur histoire, de la découverte de la radioactivité aux recherches des sources de particules cosmiques (§1.2). Dans un second temps, je présente leurs caractéristiques. Leur provenance et leur composition tout d'abord (§1.3.1), puis leur comportement autour de la Terre et du point L2 plus particulièrement (§1.3.2).

Ces caractéristiques générales sont complétées par l'analyse des données transmises par le SREM, un instrument embarqué sur Planck et dédié à l'étude des particules cosmiques (§1.3.3). Pour finir, je décris les différents types d'interactions avec la matière (§1.3.4) qui expliquent les effets observés sur Planck/HFI.

1.2 Historique

1.2.1 Les premières découvertes

Radioactivité

La découverte des rayons cosmiques doit beaucoup aux travaux d'Antoine Henri Becquerel sur la phosphorescence et les rayons X découverts à la fin du XIX^{ème} siècle par Wilhelm Conrad Röntgen. En 1896, le physicien français entreprend des expériences afin de vérifier si toutes les substances phosphorescentes émettent des rayons X. Pour cela, il utilise des sels d'uranium dont la phosphorescence, de très courte durée, doit être entretenue par le rayonnement du soleil. Pour déceler le rayonnement X, il utilise des plaques photographiques, procédé qu'il maîtrise parfaitement.

Lors de ses premières expériences, il dispose au soleil une plaque photographique enveloppée d'un papier pour qu'aucune lumière ne puisse l'impressionner. Puis il place une plaque de cuivre recouverte de sels d'uranium. Après avoir laissé cette expérience plusieurs heures au soleil afin de stimuler la phosphorescence de l'uranium, le développement de la plaque révèle la silhouette de la plaque de cuivre. L'expérience renouvelée avec des plaques de différentes épaisseurs donne des silhouettes plus ou moins nettes. Il en conclut que « la substance phosphorescente en question émet des radiations qui traversent le papier opaque » (Becquerel 1896, pp.420–421), mais est convaincu que cet effet est causé par le rayonnement indirect du soleil sur les sels d'uranium.

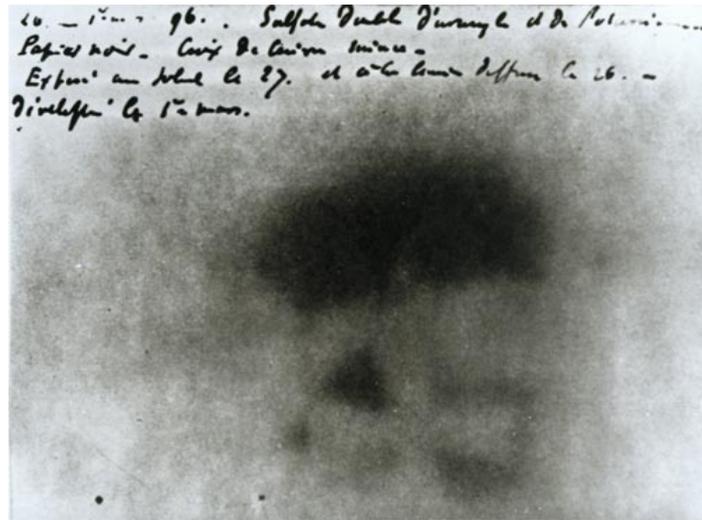


Figure 1.1 : Une des plaques photographiques développées en mars 1896 par Henri Becquerel. On distingue l'image de la croix de Malte déposée entre la plaque photographique et la lame de sels d'uranium. L'apparition de la croix est due à l'absorption par le cuivre du rayonnement émis par l'uranium.

Plus tard dans la même année, Becquerel souhaite réaliser la même expérience pour conforter ses résultats. Manque de chance, la journée est nuageuse et il décide de placer sa plaque préparée dans un tiroir en attendant un meilleur temps. Deux jours plus tard, le soleil n'est toujours pas là, mais Becquerel décide tout de même de développer la plaque photographique. À sa grande surprise, alors qu'il s'attend à observer des images très faibles, « les silhouettes [apparaissent] au contraire avec une grande intensité » (Becquerel 1896, pp.501–503).

Pour supprimer tout risque de phosphorescence de longue durée, il place les sels d'uranium dans une boîte en plomb pendant deux mois. Il renouvelle avec ces sels l'expérience hors du soleil et retrouve une plaque photographique impressionnée. Il retente l'expérience à plusieurs reprises, et obtient le même résultat à chaque fois. Il en conclut que ce n'est pas l'énergie lumineuse emmagasinée par l'uranium et sa phosphorescence induite qui impressionne la plaque.

Après de nouvelles expériences incluant des matériaux à base d'uranium non phosphorescent et des matériaux sans uranium phosphorescent, il démontre que l'uranium émet des « rayons uraniques ». La conclusion de son rapport ne formule pas de certitude mais M. Becquerel avait compris qu'il était face à un nouveau genre de radiation. Cette découverte est un bon exemple de sérendipité¹.

Par la suite, Marie et Pierre Curie réalisent un grand nombre d'expériences sur la radioactivité et décèlent, en mesurant l'ionisation de l'air, que de nombreux autres matériaux émettent spontanément un rayonnement radioactif. C'est la radioactivité naturelle, soit l'émission de radiations par une substance inerte sans apport d'énergie extérieure.

¹ Sérendipité : nom donné lorsque la chance favorise les esprits préparés. De grandes découvertes et inventions ont été liées au hasard : le micro-ondes, la pénicilline, ou encore le viagra et la tarte tatin.

Émission

À la suite de ces premiers pas dans le domaine de la radioactivité, le physicien néo-zélandais Ernest Rutherford et le physicien français Paul Villard découvrent en 1899 que le rayonnement est divisé en deux types : α et β nommés ainsi par Rutherford. Ils se rendent rapidement compte que le rayonnement α est arrêté par une faible épaisseur de papier, tandis que le rayonnement β peut pénétrer dans plusieurs millimètres d'aluminium.

En 1900, Henri Becquerel mesure le ratio masse atomique sur charge électrique de la particule β et découvre que le rapport m/e d'une particule β est le même que celui de l'électron mesuré par J. J. Thomson en 1897. Il suppose donc que le rayonnement β est constitué d'électrons (Becquerel 1903).

Le rayonnement α fut théoriquement défini comme étant des noyaux d'hélium en 1903 mais ne fut observé qu'en 1907 par Ernest Rutherford. En capturant des particules α dans un tube, il détecte une décharge électrique qui entraîne une gerbe d'électrons qui entraînent à leur tour la formation d'un gaz. L'étude de son spectre montre qu'il s'agissait bien de noyaux d'hélium (Rutherford 1908).

Le troisième type de rayonnement n'est découvert qu'en 1900 par Paul Villard. Il s'agit du rayonnement γ , comme appelé par Rutherford en 1903. Les études montrent rapidement que les rayons γ sont les plus pénétrants des trois types (α , β et γ), mais il faut attendre 1914 pour qu'ils soient définis comme rayonnement électromagnétique par Rutherford.

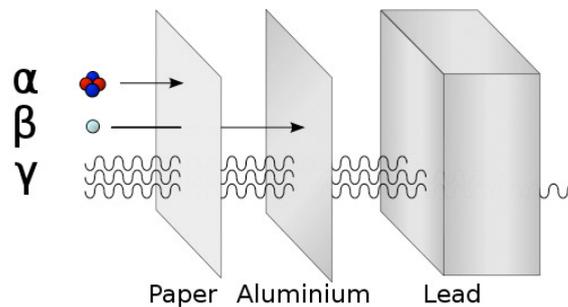


Figure 1.2 : La pénétration des rayonnements α (noyaux d'hélium), β (électron) et γ (onde électromagnétique). Ce dernier type de rayonnement interagit faiblement avec la matière ce qui le rend plus traversant.

Ionisation de l'atmosphère

Le physicien écossais Charles Thomson Rees Wilson, passionné par la météorologie, découvre en 1895 que la formation des nuages n'est pas uniquement liée aux paramètres de pression et de température. Il comprend que l'atmosphère est constamment ionisée et croit que c'est le résultat du rayonnement radioactif naturel de la Terre (Wilson 1901). Ses recherches sur l'électricité atmosphérique, l'ionisation et la condensation le conduisent à concevoir la première chambre à brouillard, ce qui lui vaudra le prix Nobel de physique en 1927 (Wilson 1927).

Cette découverte souleva de nombreux questionnements de la part des scientifiques de l'époque : d'où provient l'excès d'ions dans l'atmosphère sachant qu'il est bien plus important que ce qui peut être créé par le rayonnement naturel du sol ?

1.2.2 Sources du rayonnement

Du sol à la Tour Eiffel

Au XVIII^{ème} siècle, Alessandro Volta, Abraham Bennet et l'abbé Nollet entre autres, mettent au point un appareil qui permet de mettre en évidence la charge électrique d'un corps : l'électromètre. Très simple à l'époque, il est composé de deux fines feuilles d'or suspendues à une électrode. En présence d'un courant électrique, le système se charge et entraîne l'éloignement des feuilles suivant la loi de Coulomb. La mesure de la distance séparant les feuilles d'or permet de connaître la charge de l'électrode (voir Figure 1.3).

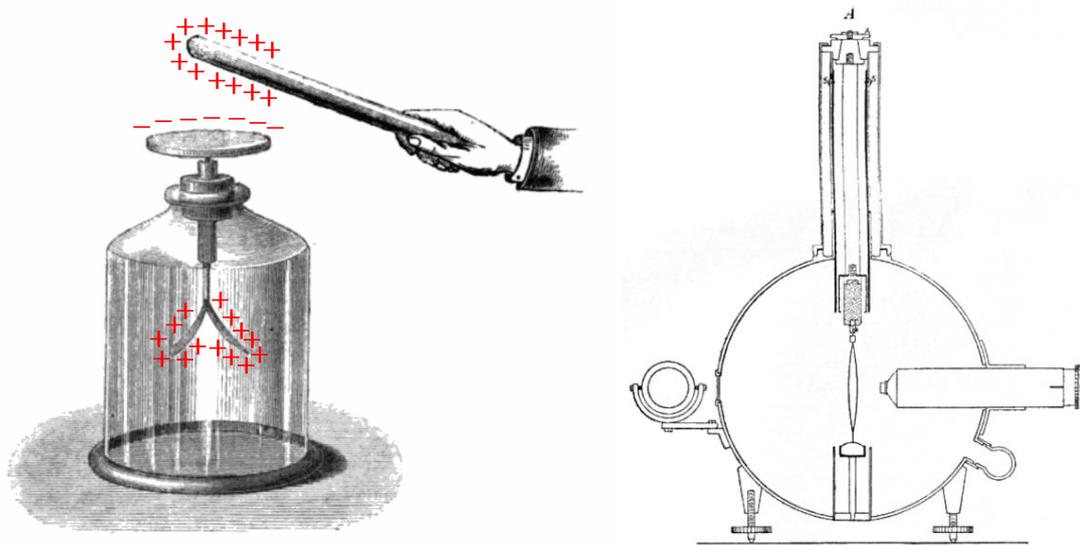


Figure 1.3 : [A gauche] Électromètre à feuilles d'or fabriqué par Sylvanus P. Thompson en 1881. L'électrode connectée au plateau se charge ce qui entraîne l'éloignement des deux feuilles d'or. Image extraite de *Elementary Lessons in Electricity and Magnetism*. [A droite] Électromètre à fils fabriqué par Theodor Wulf. Composé de l'électrode, des deux fils, et du microscope, encerclé par la chambre d'ionisation (Wulf 1909).

En 1909, Theodor Wulf, physicien et prêtre jésuite allemand, souhaite mesurer l'ionisation de l'air à différentes altitudes. Pour cela, il modifie l'électromètre à feuilles en remplaçant les feuilles de l'électromètre par deux fils conducteurs dont les extrémités sont attachées (Wulf 1933). Lorsque les fils sont chargés, ils se repoussent mutuellement en se courbant vers l'extérieur. Il mesure la distance séparant les fils à l'aide d'un microscope et d'un micromètre oculaire (voir Figure 1.3) ce qui lui permet de gagner en précision. Il y ajoute une chambre d'ionisation afin de mesurer le rayonnement ionisant. Il nomma cet instrument *Strahlungsapparat*.

Il mesure alors la radioactivité à divers endroits en Europe dont les résultats montrent une grande fluctuation du taux d'ionisation. Il en déduit que les radiations viennent bien du sol.

Pour s'en assurer il réalise des mesures au sommet du plus haut monument construit à l'époque : la Tour Eiffel. En y montant avec son appareil, Theodor Wulf veut montrer que l'ionisation de l'air est plus faible en hauteur qu'au sol, ce qui est logique suivant la supposition de l'époque que le sol terrestre est la source de rayonnement. Ainsi, en suivant cette hypothèse, le taux de ionisation, mesuré au sol à $6 \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ aurait dû chuter à $3 \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$

$^3\cdot\text{s}^{-1}$ à 80 m d'altitude ou $0,4 \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ en haut. Mais au sommet de la Tour Eiffel, à l'altitude de 300 m, le taux d'ionisation mesuré fut de $3,5 \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$, bien loin de la valeur attendue. Les résultats décrits dans un article publié dans la revue *Physikalische Zeitschrift* (Wulf 1910) ne furent pas immédiatement acceptés.

Par la suite, Domenico Pacini réalise d'autres mesures au niveau de lacs, de mers, en sous-sol et sous l'eau. La diminution de la radioactivité sous l'eau l'amena à penser que l'ionisation pourrait être causée par une autre source que le rayonnement de la Terre (Pacini 1912).

De la dame de fer au ballon

Dans la même logique, le physicien Suisse Albert Gockel réalise des mesures de l'ionisation de l'air en fonction de l'altitude, mais en souhaitant aller plus haut. Ainsi, il est le premier à utiliser un ballon pour réaliser des mesures jusqu'à 4500 m d'altitude. Pour cela, il embarque un électromètre à fermeture et un *Strahlungsapparat* dans la montgolfière le *Gotthard* prêtée par l'aéroclub de Zurich. Il vole trois fois entre décembre 1909 et avril 1911, parfois accompagné du pilote, parfois accompagné de passagers réguliers de l'aéroclub de Zurich. Tout comme Theodor Wulf, il observe une diminution du taux d'ionisation à faible altitude. Mais grâce à l'altitude atteinte par ses vols, il mesure également une augmentation du rayonnement γ à haute altitude et écrit même : « cette radiation vient donc en partie soit de l'atmosphère, soit d'un corps à l'extérieur de la Terre »² (Gockel 1911). Mais plusieurs erreurs portant sur des systématiques mal maîtrisées, comme l'impact des nuages traversés, une mauvaise isolation de l'électroscope lors de certains vols, s'ajoutant à un manque de financement et de soutien, ne lui permirent pas d'étoffer ses résultats comme le fit Victor Francis Hess par la suite, et il ne reçut donc pas le prix Nobel.



Figure 1.4 : Victor Hess, au centre, partant pour un vol en montgolfière en 1911 à côté de Vienne.

² Es muss diese Strahlung daher zum Teil entweder aus der Atmosphäre oder von einem Gestirn ausserhalb der Erde kommen.

Ainsi débute l'ascension de Victor Francis Hess vers le prix Nobel qu'il obtient en 1936 (Hess & Carl 1936). À partir de 1911, il embarque des électromètres dans un ballon atteignant des altitudes supérieures à 5000 m. A l'instar de Gockel, il observe une augmentation du taux d'ionisation de l'atmosphère à haute altitude et le mesure comme quatre fois supérieur à celui constaté au niveau du sol.

Il émet également l'hypothèse que l'effet d'absorption du rayonnement γ est plus faible que prévu par les calculs, ce qui peut induire des taux d'ionisation élevés à haute altitude. Pour vérifier son hypothèse, il détermine l'absorption des rayons γ en altitude à l'aide d'une source au radium fortement énergétique (il perdit un pouce quelques années plus tard). Le coefficient d'absorption ainsi mesuré était de $\lambda = 4,47 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ (Hess 1911), équivalent à la valeur théorique de $\lambda = 4,4 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$. À cette valeur, les effets d'une source de rayonnement terrestre devraient être quasi-nuls au-delà de 500 m d'altitude, ce qui va à l'encontre des mesures de l'ionisation de l'atmosphère.

Lors de ses onze vols en ballon à des altitudes allant jusqu'à 5350 m, Victor Hess embarque deux *Strahlungsapparate* (appareils 1 et 2) mesurant les rayons γ , un électromètre de Wulf (appareil 3) uniquement étanche aux rayons α et tout l'équipement nécessaire aux mesures des variables météorologiques (pression, température, humidité...). Une mesure simultanée des rayons β avec l'appareil 3 et des rayons γ avec les appareils 1 et 2 permet de tester le comportement des deux rayonnements. Les deux appareils mesurant le rayonnement γ permirent une meilleure estimation des effets systématiques.

La Table 1.1 liste les valeurs du taux d'ionisation de l'atmosphère mesurées en fonction de l'atmosphère sur l'ensemble des vols effectués. Hess en déduit que le rayonnement diminue immédiatement au-dessus du sol. Cette diminution est visible jusqu'à environ 1000 m d'altitude et elle est due à l'absorption des rayons γ venant de la surface de la Terre par l'air. De plus, lors de l'éclipse solaire totale du 17 avril 1912, il mesure l'ionisation atmosphérique sans noter un changement du taux, ce qui lui permet d'affirmer que le rayonnement ne provient pas du soleil.

Tabelle der Mittelwerte.

Mittlere Höhe über dem Erdboden m	Beobachtete Strahlung in Ionen pro ccm und sec.			
	Apparat 1	Apparat 2	Apparat 3	
	Q_1	Q_2	Q_3 (reduziert)	Q_3 (nicht reduziert)
0	16,3 (18)	11,8 (20)	19,6 (9)	19,7 (9)
bis 200	15,4 (13)	11,1 (12)	19,1 (8)	18,5 (8)
200—500	15,5 (6)	10,4 (6)	18,8 (5)	17,7 (5)
500—1000	15,6 (3)	10,3 (4)	20,8 (2)	18,5 (2)
1000—2000	15,9 (7)	12,1 (8)	22,2 (4)	18,7 (4)
2000—3000	17,3 (1)	13,3 (1)	31,2 (1)	22,5 (1)
3000—4000	19,8 (1)	16,5 (1)	35,2 (1)	21,8 (1)
4000—5200	34,4 (2)	27,2 (2)	—	—

Table 1.1 : Mesures de l'ionisation de l'atmosphère en $\text{ion}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les 3 appareils à différentes altitudes sur l'ensemble des vols réalisés par Hess en 1911 et 1912. On notera l'établissement du taux d'ionisation stable entre 0 et 1000 m d'altitude et son augmentation entre 1000 et 5200 m. (Hess 1912)

Au-delà de cette altitude, Hess conclut que les découvertes révélées par les observations données ici trouvent leur meilleure explication en supposant qu'un rayonnement d'une grande

puissance de pénétration pénètre dans notre atmosphère à partir de l'extérieur et produit aussi dans les couches atmosphériques les plus basses une partie de l'ionisation observée dans les récipients fermés. L'intensité de ce rayonnement semble être soumise à des fluctuations temporelles. « *Puisque je n'ai trouvé aucune diminution de ce rayonnement lors des vols au cours de l'éclipse solaire ou de la nuit, on ne peut pas considérer le soleil comme sa source.* » (Hess 1912).

1.2.3 Du rayonnement aux particules

Les travaux de Hess sont validés par le physicien Américain Robert Andrew Millikan, lauréat du prix Nobel de physique en 1923 « pour ses travaux sur la charge élémentaire de l'électricité et l'effet photoélectrique ».

Il profite des améliorations technologiques de la 1^{ère} guerre mondiale en matière de télétransmission pour envoyer des ballons-sondes (vol non-habité) équipés de petits électromètres. Millikan, avec Ira Sprague Bowen, envoie ainsi des ballons jusqu'à 15 000 m et mesure des taux de radiation correspondant au quart des valeurs relevées par Hess. Sans savoir que le champ magnétique terrestre n'est pas uniforme sur la surface de notre planète, il attribue la différence à un changement d'intensité de la courbe à haute altitude (Millikan & Bowen 1926).

Puis, avec son étudiant en thèse Russell Morley Otis (Otis 1924), il mesure le rayonnement atmosphérique à différentes altitudes en gravissant plusieurs pics aux USA et lors de plusieurs vols en avion. Leurs résultats les amènent dans un premier temps à réfuter l'hypothèse d'une source extraterrestre de rayonnement (Millikan & Otis 1926).

Enfin, il réalise avec Harvey G. Cameron une série de mesures dans les montagnes abritant des lacs de hautes-altitudes. Il enregistre les taux d'ionisation à différentes profondeurs dans un premier lac à une altitude de 1500 m et un second à 3600 m. Les résultats montrent que le taux d'ionisation mesuré dans le premier lac correspond au taux mesuré 2 m plus profondément dans le second lac. Millikan et Cameron en déduisirent que 2 m d'eau absorbent autant que 2000 m d'atmosphère (Millikan & Cameron 1926). Les résultats convainquent définitivement la communauté scientifique que le rayonnement vient bien du dessus.

Pendant plusieurs années, les noms de *Höhenstrahlung* (radiation de haute altitude) et d'*Ultra-Gammastrahlung* (rayonnement ultra-gamma) sont conservés. Ce n'est qu'en 1927 que Jacob Clay démontre qu'une partie du rayonnement est corpusculaire. Lors d'une traversée maritime entre Java et les Pays-Bas, il embarque une chambre d'ionisation et note une variation de l'intensité suivant la latitude. Mais Millikan ne crut pas en ces résultats et dut attendre 1933 et des mesures en avion faites personnellement pour s'en convaincre.

Compteur Geiger-Müller

À la fin des années 1920, le physicien Allemand Johannes Wilhelm (Hans) Geiger invente le compteur de particules. Il débute en réalité sa construction en 1908 en découvrant le principe de détection basé sur l'amplification de l'ionisation par collision (Rutherford & Geiger 1908). Plus tard, en 1928, il construit avec son étudiant Walther Müller un compteur de particules pouvant mesurer toutes sortes de rayonnement ionisant (α , β , γ et rayons X) (Geiger & Müller 1928). Le compteur porte depuis le nom de Geiger-Müller.



Figure 1.5 : Le compteur Geiger-Müller développé en 1928.

Profitant de cette innovation, Kolhörster et Walther Bothe placent en 1929 deux compteurs GM l'un au-dessus de l'autre et enregistrent des détections de particules coïncidentes (Bothe & Kolhörster 1929). Puis ils interposent entre les deux détecteurs une feuille de 4 cm d'or et n'observent pas de diminution significative des coïncidences. Ils prouvent ainsi que le rayonnement intègre des particules de très haute énergie, de l'ordre de 10^9 à 10^{10} eV. Même si nous continuons à utiliser le terme « rayonnement cosmique » donné par Millikan en 1926, celui-ci est donc faux.

Le développement des circuits électroniques de coïncidence en 1930 par Bruno Rossi améliore grandement la résolution de la mesure temporelle des coïncidences. Il trouve ainsi que 60 % des particules cosmiques (nous sommes maintenant sûrs qu'il s'agit de particules) qui traversent 20 cm de plomb, peuvent aussi en traverser 1 mètre.

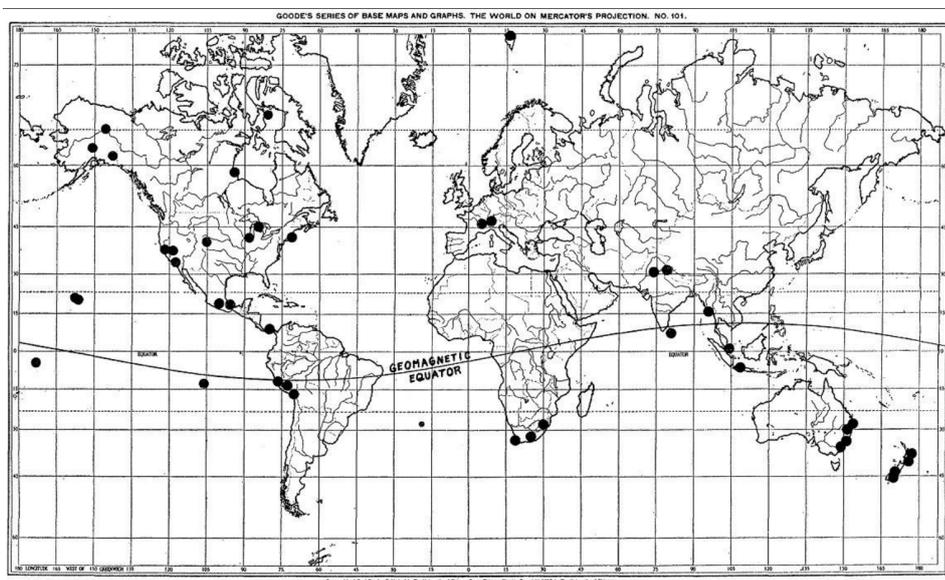


Figure 1.6 : Carte des principaux sites accueillant des stations d'observation des rayons cosmiques (Compton 1933)

La facilité d'expérimentation engendrée par les compteurs GM entraîne également Arthur Compton à organiser un relevé mondial pour observer l'effet du champ géomagnétique. La Figure 1.6 donne la localisation de ses différents relevés. Il observe que les particules cosmiques sont 15 % plus intenses aux pôles qu'à l'équateur. Compton en déduit que le rayonnement est composé de particules chargées.

1.2.4 De l'observation à la source

Les premières observations, non plus d'un rayonnement provenant de la Terre, mais des particules cosmiques, sont réalisées à l'aide d'une chambre à brouillard. Le contact des particules avec de la vapeur d'eau ou d'alcool laisse des traînées de condensation visibles à l'œil nu. La traînée est plus ou moins longue et large suivant le type de particules.

De 1930 à 1945, de nombreuses investigations basées sur des techniques plus « modernes » permettent de continuer à investiguer la composition du rayonnement. En 1934, Bruno Rossi observe que des compteurs placés à une grande distance l'un de l'autre détectent parfois un pic en nombre de particules (Rossi 1934). En 1937, Pierre Auger, physicien français, découvre le même phénomène par une méthode similaire. Basé sur l'idée de Rossi, il place entre 2 et 4 capteurs GM à différentes altitudes et distances les uns des autres, et sous différentes configurations pour repérer des coïncidences.

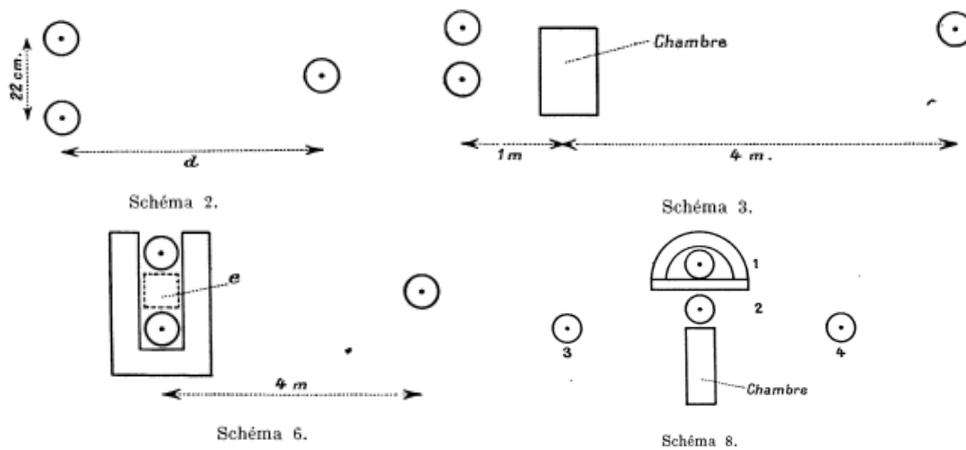


Figure 1.7 : Quelques exemples des différentes configurations du dispositif expérimental utilisé par Auger pour détecter les gerbes atmosphériques de particules. Les ronds représentent les compteurs GM, les rectangles correspondent à une chambre de Wilson, celui représenté en pointillés correspond à un mur de plomb (Auger et al. 1939).

Ce dispositif lui permet de montrer l'existence de « gerbes » de particules secondaires étendues à de grandes surfaces. En comparant différentes mesures, il déduit que l'énergie initiale de la particule cosmique créant la gerbe doit être de l'ordre de 10^{14} eV.

Les particules cosmiques interagissent avec les particules présentes dans l'atmosphère et produisent un grand nombre de particules secondaires tels que des pions, des neutrons et des protons qui génèrent alors des électrons, rayons gamma et muons. Ce sont environ 10^{16} particules qui arrivent au sol, générées à partir d'un seul proton. Il faut donc bien distinguer les particules primaires qui sont cosmiques, et les particules secondaires qui en sont issues.

Afin d'analyser la composition des particules primaires hors des interactions avec les particules secondaires, Phyllis Freier réalise en 1948 une expérience en ballon de haute altitude. Il montre qu'approximativement 10 % des particules primaires sont des noyaux d'hélium et que 1 % sont des noyaux lourds d'éléments, tels que le carbone, le fer et le plomb. Ces éléments n'étant pas produits par les premières étapes de l'univers reliées au Big Bang, leur présence dans le rayonnement cosmique montre que ces particules ont été accélérées plus tard.

1.3 Caractéristiques

1.3.1 Provenances, composition et énergies

Sources

Pour la première fois en 1936, l'hypothèse que les particules cosmiques proviennent des supernovas est émise par Walter Baade et Fritz Zwicky (Baade & Zwicky 1934). Ces deux scientifiques découvrent ce nouveau type de novas lors de leurs observations au mont Wilson au début des années 1930. Ils proposent ensuite que tout ou partie des particules cosmiques proviennent de ces impressionnantes explosions d'étoiles massives.

À ce jour, nous ne connaissons toujours pas la provenance exacte de ces particules excessivement énergétiques. Les supernovas restent une source fortement probable, mais sont cités également les étoiles à neutrons, les sursauts gamma et autres noyaux actifs de galaxie (*Active Galactic Nuclei* ou AGN).

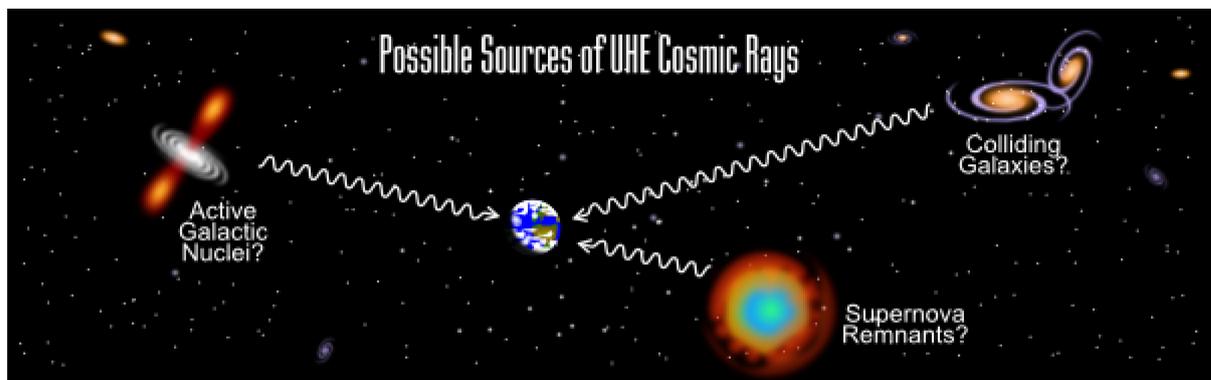


Figure 1.8 : Sources possibles des particules cosmiques. AGN ? Supernovas ? Collision de galaxies ? Autre ? Source : Telescope Array Project, Utah university

De nombreuses expériences, depuis le sol ou l'espace ont été réalisées afin d'étudier les sources possibles. On peut citer l'observatoire Pierre Auger, en Argentine, qui permet de détecter des particules d'énergie supérieure à 10^{18} eV. La collaboration internationale analysant les données de l'observatoire a montré en 2007 que l'origine de la direction des 27 évènements mesurés les plus importants sont fortement corrélés avec les positions d'AGN. Ces observations correspondent aux théories prédisant qu'au centre des AGN se trouverait un trou noir exerçant un champ magnétique suffisamment important pour accélérer des protons à une énergie de 10^{20} eV et plus (The Pierre Auger Collaboration et al. 2007).

On peut également citer la mission AMS-02. Embarquée sur la Station Spatiale Internationale (ISS), l'instrument enregistre 1000 rayons cosmiques par seconde depuis 2011³. Hors de l'interaction des particules cosmiques avec l'atmosphère, la mission a pour la première fois détecté des électrons d'énergie supérieure à 1 TeV et des positrons d'énergie supérieure à 200 GeV avant leur entrée dans l'atmosphère. En plus d'obtenir à terme un spectre des rayons cosmiques d'une sensibilité sans précédent, les chercheurs ont également accès à de

³ : le site <http://ams.nasa.gov/> donne en direct le nombre de particules cosmiques mesurées par AMS-02. Au 16 octobre 2014, le compteur en dénombre 55 milliards...

nombreuses informations concernant la répartition de la matière noire dans l'espace (Aguilar et al. 2013).

Spectres en composition et énergie

Les rayons cosmiques sont composés de protons à 86 %, de particules α (ou noyaux d'hélium) à 11 % et de divers autres éléments lourds, d'électrons et de rayons gamma (moins de 1 %) comme on peut l'observer sur la Figure 1.9

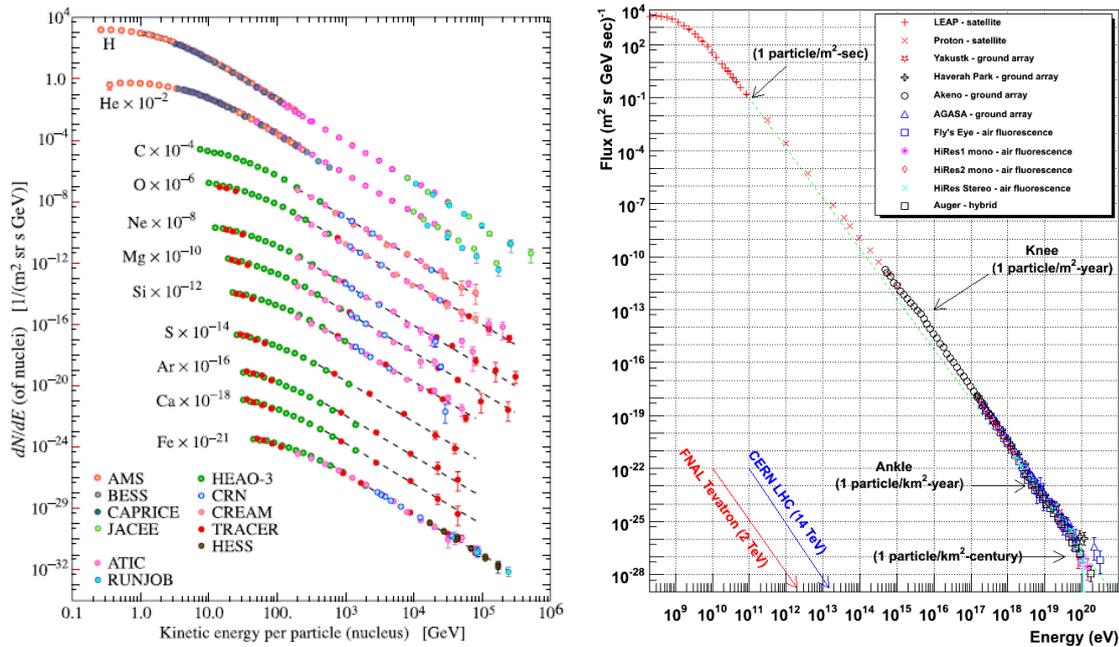


Figure 1.9 : Ces deux graphiques représentent des flux de particules en fonction de leurs énergies. [A gauche] Composition des particules cosmiques et leur flux (Beringer et al. 2012). [A droite] Flux de la somme des particules cosmiques entre 10^8 et 10^{20} eV. La ligne en pointillés représente une loi de puissance en $E^{-2.7}$. Sont reportées sur le graphique les puissances atteintes avec les deux plus gros accélérateurs de particules construits par l'homme, le Tevatron et le LHC. Source : W. Hanlon, university of Utah

Le spectre d'énergie des particules cosmiques est très large et s'étend sur plus de 11 ordres de grandeur. Plus l'énergie de la particule est grande, moins sa fréquence d'interaction est élevée. Les particules d'énergie intermédiaire, autour de ce qui est appelé le « genou » (*knee* sur la figure) ont une fréquence d'une particule par mètre carré par an. Pour les particules autour de la cheville, la fréquence est d'une particule par kilomètre carré par siècle.

Le flux des particules d'une énergie comprise entre 10^{10} eV et 10^{20} eV peut être modélisé par une loi de puissance en énergie $E^{-2.7}$.

Les particules d'une énergie inférieure à 10 GeV sont sensibles au champ magnétique solaire, ce qui modifie le spectre. Cette modulation est créée par l'interaction des particules avec l'héliosphère, formée par le vent solaire et d'une taille d'environ 50 UA. Il en résulte des effets de diffusion et donc de perte d'énergie des particules (Moraal 1976). Généralement, on considère que la modulation est anti-corrélée avec l'activité solaire. Ainsi, plus le soleil émet un

fort vent solaire, plus l'héliosphère est grande, et moins les particules peuvent y pénétrer comme on peut le voir sur la Figure 1.10.

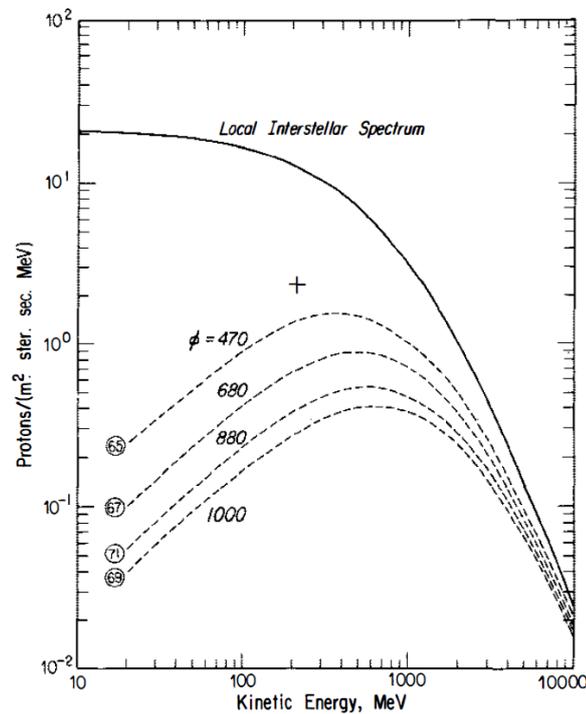


Figure 1.10 : Spectre des particules cosmiques d'une énergie inférieure à 10 GeV pour différentes années (cerclées, à gauche). La croix montre le pic de flux de protons observé en 1977, lors d'un minimum d'activité solaire. Sont donnés les coefficients de modulation ϕ pour chaque courbe. L'année 1965 correspond à un minimum d'activité solaire, 1969 correspond à un maximum. (Reedy et al. 1983)

1.3.2 Comportement autour de la Terre

Ceintures de Van Allen

Autour de la Terre, les particules cosmiques se retrouvent piégées dans des ceintures de radiation, appelées ceintures de Van Allen. Plusieurs chercheurs ont émis l'hypothèse de l'existence de particules chargées piégées autour de notre planète, mais James Van Allen fut le premier à les observer en 1958 à l'aide des sondes Explorer 1 et Explorer 3 embarquant un compteur GM (Van Allen & Lin 1960).

Les ceintures sont composées majoritairement de protons et d'électrons provenant du vent solaire et du rayonnement cosmique. On compte des milliers de particules par centimètre carré et par seconde, qui en font des zones particulièrement intenses. Les particules des deux ceintures se déplacent en permanence à grande vitesse entre les parties nord et sud de la magnétosphère.

La ceinture extérieure est principalement constituée d'électrons d'énergie comprise entre 0,1 et 10 MeV. La ceinture interne regroupe également des électrons, mais est surtout caractérisée par des protons d'énergie comprise entre 100 keV et 400 MeV.

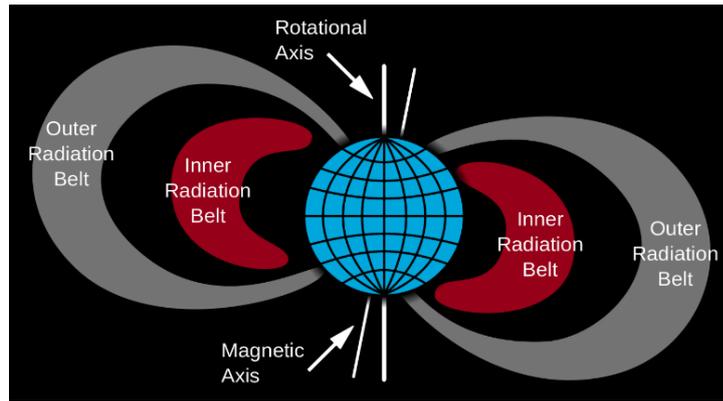


Figure 1.11 : Les deux ceintures de radiation. La ceinture interne s'étend entre 1 000 et 6 000 km d'altitude, l'externe entre 13 000 et 60 000 km. *Source : PD-USGOV-NASA*

Ces deux ceintures de radiation se trouvent respectivement à environ 1 000 et 60 000 Km d'altitude, ce qui signifie que tout satellite situé en orbite LEO (Low Earth Orbit), MEO (Medium Earth Orbit) et GSO (Geosynchronous Orbit) ou à proximité d'un point de Lagrange⁴, doit les traverser. C'est à ce propos qu'a été créé la norme ECSS-E-ST-10-04C (ESA 2008) de l'ESA à laquelle doivent se conformer tous les satellites pour résister au rayonnement.

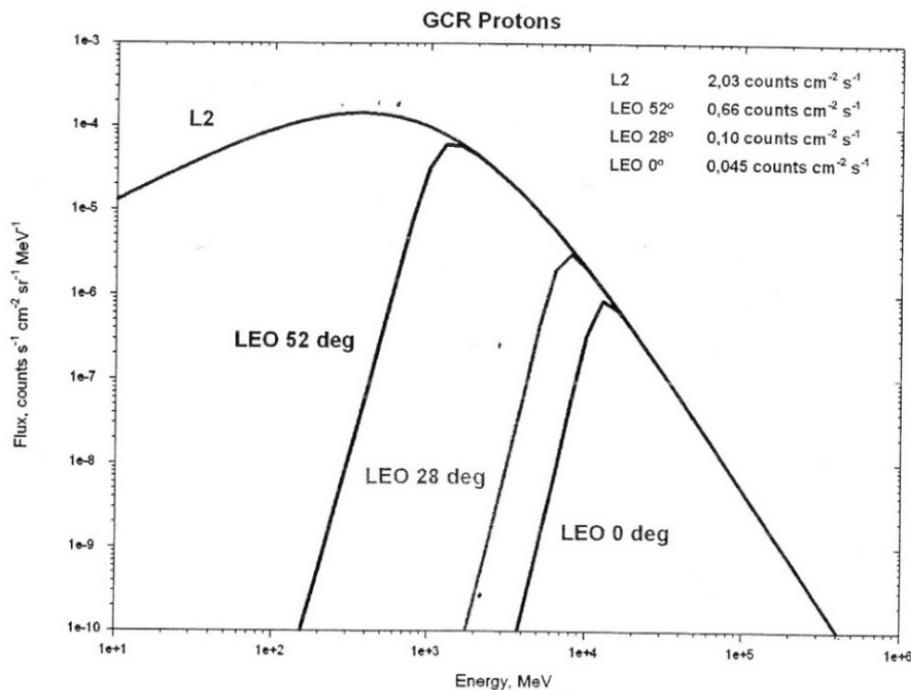


Figure 1.12 : Flux de protons pour des orbites L2 et LEO et ses différentes inclinaisons. La figure provient d'un document diffusé par le *Space Research Institute* Russe. En orbite basse (LEO), la variation du flux des particules cosmiques en fonction de l'inclinaison de l'orbite est créée par les ceintures de radiation proches de la Terre.

⁴ Les points de Lagrange sont des positions de l'espace où les forces d'attraction-gravitation de deux corps se compensent. Un objet se trouvant théoriquement en ces points n'a donc pas besoin d'énergie pour se maintenir en position.

Point de Lagrange numéro 2

Le flux de particules cosmiques au deuxième point de Lagrange n'est pas très bien connu du fait que seuls 4 satellites ont été ou sont opérés depuis ce point (WMAP, Herschel, Planck et Gaïa). Les modèles utilisés aujourd'hui, comme CREME96 (Tylka et al. 1997) ou l'ISO 15390:2004 ne sont qu'approximatifs car ils ont été créés pour des orbites de type GSO. Comme le montre la Figure 1.12, le flux de particules de faible énergie décroît avec l'altitude du fait que les particules sont captées par les ceintures de Van Allen.

C'est autour de ce point qu'orbitent les satellites d'observation Planck, Herschel et Gaïa actuellement, et le JWST (James Webb Space Telescope) ou Athena dans un futur proche. Ainsi, il est important de mieux analyser et étudier les flux des différentes particules, protons en tête, pour garantir le bon dimensionnement du satellite et des instruments le composant.

Flux de particules lors de la mission Planck

La mission Planck a décollé en mai 2009 lors du plus bas minimum solaire jamais observé comme l'atteste la Figure 1.13. La très faible activité solaire a ainsi permis à un plus grand nombre de particules de faible énergie de pénétrer dans notre système solaire. Les courbes de flux de particules en fonction de l'énergie présentées en Figure 1.11 et Figure 1.12 sont donc sous estimées dans le cas de la mission Planck.

Par la suite, entre fin 2009 et 2014 l'activité solaire a augmenté comme le montre la Figure 1.13. Cette évolution entraîne une diminution du flux de particules cosmiques, mais une augmentation des particules émanant du Soleil, via les éruptions solaires par exemple.

L'impact de ces variations d'activité solaire et donc de flux de particules cosmiques et solaires est observable dans les données de l'instrument Planck/HFI comme nous le verrons dans le Chapitre 3.

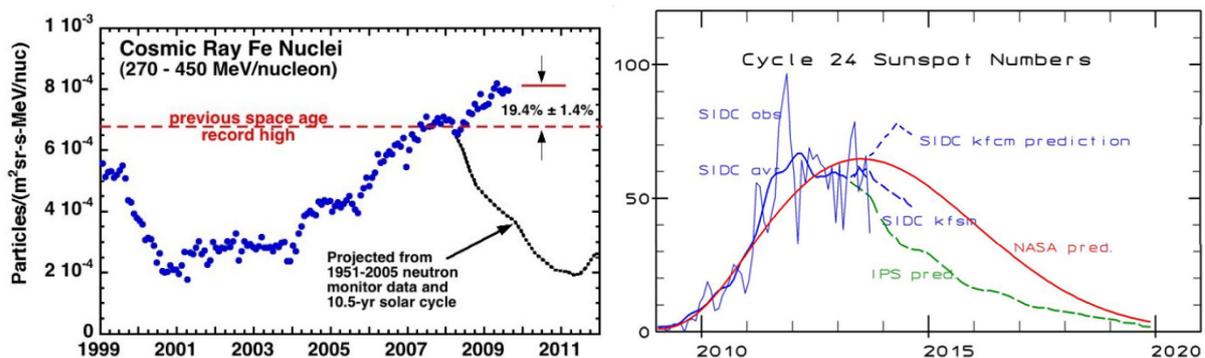


Figure 1.13 : [A gauche] Flux de noyau de Fer enregistré entre 1999 et 2010 par le satellite Advanced Composition Explorer (ACE) de la NASA. La courbe noire représente le flux de particules envisagé, les points bleus les mesures. ACE étudie les particules cosmiques depuis le point L1 depuis 1997 et jusqu'en 2024. L'image est tirée du site de la NASA : http://www.nasa.gov/topics/solarsystem/features/ray_surge.html. [A droite] Nombre de taches solaires entre 2009 et 2014 observées (ligne bleue) et prédites (rouge pour la NASA et vert pour l'IPS). Le nombre de taches solaires peut être directement relié à l'activité solaire. Plus le nombre de taches est grand, plus l'activité solaire est élevée. Ce graphique est produit par le Solar Influences Data Analysis Center (SIDC) en Belgique. (Stauning 2014)

1.3.3 Étude du SREM

Le SREM (A. Mohammadzadeh et al. 2003) est un détecteur de particules développé par l'ESA et est implanté sur plusieurs satellites afin d'observer les flux de particules à différents endroits de l'univers. C'est ainsi qu'on retrouve le SREM sur les satellites Proba-1 (LEO), Integral (9000 km/153 000 km), Rosetta (orbite interplanétaire), GIOVE-B (GEO), Herschel (L2) et bien sûr Planck. Sur ce satellite, le SREM permet de compter les flux de protons et d'électrons à différents seuils d'énergie et suivant différents angles solides.

L'instrument est constitué de 3 détecteurs (A Mohammadzadeh et al. 2003) :

- D3, constitué d'une diode en silicium. L'entrée du détecteur est couverte par une feuille d'aluminium de 0,7 mm d'épaisseur qui bloque les électrons d'énergie inférieure à 0,5 MeV et les protons d'énergie inférieure à 10 MeV.
- D1 et D2 utilisent également des diodes en silicium comme détecteur mais sont configurés comme un télescope. L'entrée du détecteur est couverte par une feuille d'aluminium de 2 mm d'épaisseur bloquant les électrons et protons d'énergie inférieure à 1,5 MeV et 20 MeV respectivement. Une feuille d'aluminium de 1,7 mm d'épaisseur et une de tantale de 0,7 mm d'épaisseur séparent les deux diodes.

Ces trois détecteurs dans leurs deux configurations donnent la possibilité d'observer les particules dans plusieurs bandes d'énergies. Ainsi, les voies suivantes fournies par l'instrument nous ont permis d'étudier le flux de particules :

Voie	Particule	Energie [MeV]
TC1	proton	20 -> inf
TC2	proton	39 -> inf
TC3	électron	0,5 -> inf
C1	proton coïncident D1*D2	40 -> 50
C2	proton coïncident D1*D2	50 -> 70
C3	proton coïncident D1*D2	70 -> 120
C4	proton coïncident D1*D2	130 -> inf
S15	proton	20 -> 34
S34	proton	11 -> 30

Table 1.2 : Voies du SREM étudiées pour l'analyse du flux de particules à L2

Ces différentes voies permettent une première étude de l'environnement à L2 (Figure 1.14). Ainsi, il apparaît clairement que hors des éruptions solaires, le nombre de protons d'énergie supérieure à 20 MeV et d'électrons d'énergie supérieure à 0,5 MeV est similaire.

Néanmoins, les éruptions solaires entraînent une forte augmentation du nombre d'électrons (TC3) ainsi que des protons d'énergie supérieure à 20 MeV (TC1). L'amplitude de la voie TC2, comptant les protons d'énergie supérieure à 39 MeV, n'est que du quart des amplitudes de TC1 et TC3. Il en va de même pour S15, comptant les particules d'énergie comprise entre 20 et 34 MeV en comparaison de S34 comptant les particules entre 11 et 30 MeV. La très grande amplitude de S34 laisse penser que la majorité des particules lors des

éruptions solaires arrivant jusqu'au satellite Planck est d'énergie inférieure à 30 MeV. Mais cela dépend bien sûr du type d'éjection de matière et les différences d'amplitude ne sont pas identiques entre tous les évènements.

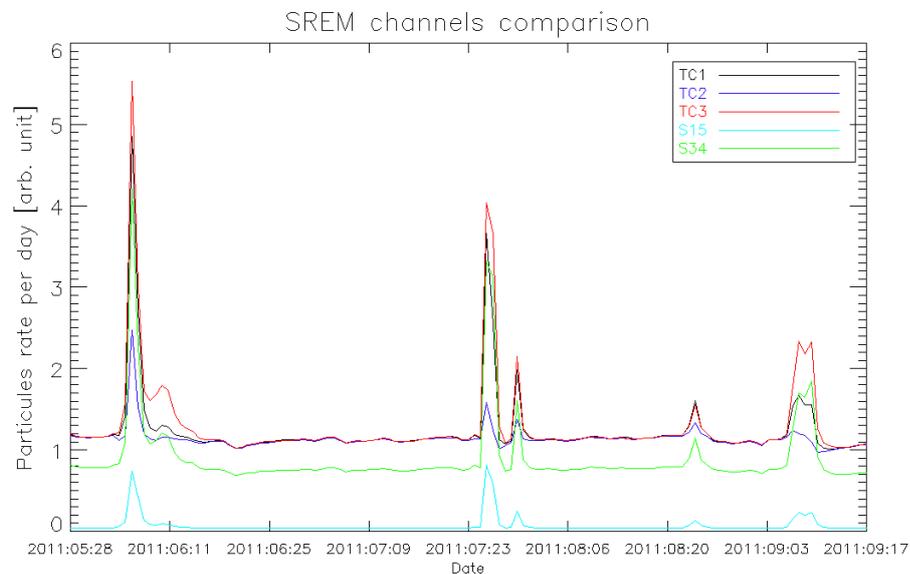


Figure 1.14 : Comparaison des voies TC1, TC2, TC3, S15 et S34 sur les données entre mai et septembre 2011. Les pics correspondent à des éruptions solaires. Les données sont remises à l'échelle.

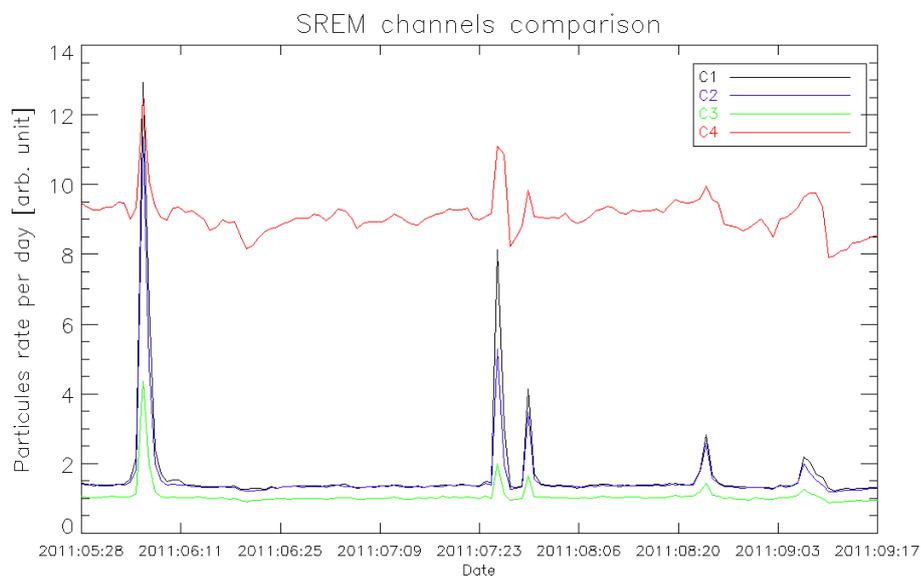


Figure 1.15 : Comparaison des voies C1, C2, C3, C4 sur les données entre mai et septembre 2011. Les pics correspondent à des éruptions solaires. Les données sont remises à l'échelle.

Les voies C1, C2, C3 et C4 montrent le même effet (Figure 1.15). Hors ou pendant les éruptions solaires, le nombre de particules d'énergie comprise entre 40 et 50 MeV (C1) est plus important que celui de particules d'énergie comprises entre 70 et 120 MeV (C3) alors que la plage d'énergie est 5 fois plus grande pour C3. Le nombre de particules comprises entre 130 MeV et l'infini reste supérieur car il englobe l'ensemble du flux de particules cosmiques.

Le SREM a également permis de déterminer les énergies des particules arrivant jusqu'au plan focal. Ce point est traité au §3.2.4.

1.3.4 Interaction avec la matière

Tous les matériaux sont sensibles aux particules cosmiques, quel que soit leur type (protons, noyaux d'hélium, électrons). Les recherches actuelles sont principalement tournées vers l'impact sur le corps humain de longs voyages interstellaires, et vers les effets sur les systèmes électroniques. Dans ce second domaine, les concepteurs des satellites doivent prendre en compte ces effets afin d'éliminer tout risque de destruction ou de SEU (Single Event Upset) par blindage des éléments.

Dans le cadre de cette thèse, ce sont les interactions baryoniques entre les particules cosmiques et les matériaux composant les bolomètres et la platine que nous étudions.

Interaction baryonique

La quantité d'énergie déposée lors d'une interaction baryonique entre les particules cosmiques et les matériaux dépend principalement du numéro atomique et de l'épaisseur du matériau. En général, plus l'énergie de la particule est importante, moins celle-ci déposera d'énergie lors de son passage. En regardant plus en détail, on observe par exemple que la puissance d'arrêt, soit l'énergie déposée par unité de longueur, d'un muon dans du cuivre (Figure 1.16) dépend de différents effets comme l'ionisation ou l'excitation atomique. Par exemple, une particule de 100 MeV/c déposera moins d'énergie qu'une autre d'énergie inférieure.

Dans le cadre de cette thèse, l'énergie des particules cosmiques étudiées étant majoritairement comprise entre quelques MeV et quelques centaines de GeV, les interactions étudiées pourront être modélisées par l'équation de Bethe-Bloch (Bethe 1930):

$$-\frac{dE}{dx} = KZ^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.1)$$

$$\beta = v/c \quad ; \quad \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \quad ; \quad T_{max} \approx 2m_e (c\beta\gamma)^2 \text{ pour } M_1 \gg m_e$$

Avec :

Z : Numéro atomique

A : Masse atomique en g·mol⁻¹

$\delta(\beta\gamma)$: correction de l'effet de densité à la perte d'énergie par ionisation

T_{max} : énergie maximum transférable à un électron lors d'une collision frontale avec la particule en MeV

I : énergie moyenne d'excitation en eV

$m_e c^2 = 0,511$ MeV, soit masse de l'électron x c^2

$K = 0,307075$ MeV·g⁻¹·cm² pour $A = 1$ g·mol⁻¹

La Figure 1.16 montre les écarts de puissance d'arrêt pour des muons, des pions et des protons pénétrant dans divers matériaux à des énergies proches de 300 MeV/c, soit l'énergie correspondante à une ionisation minimale de la particule.

Plus le matériau est dense (masse atomique importante) moins l'épaisseur nécessaire à l'arrêt est grande. Les matériaux principalement utilisés pour Planck sont l'inox et le cuivre. Ces deux matériaux d'une masse volumique proche du Fer (Fe) absorbent l'énergie d'une particule de manière similaire.

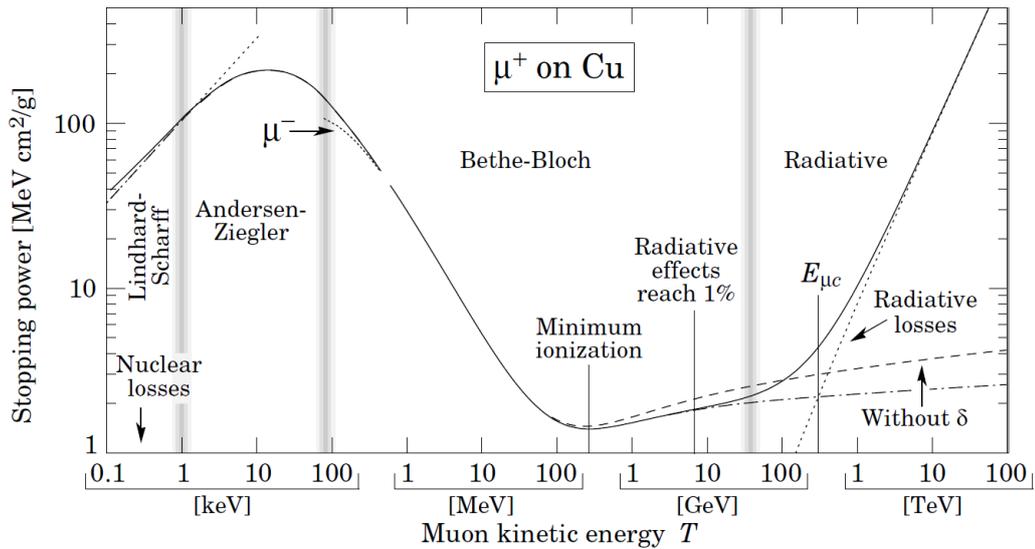


Figure 1.16 : Puissance d'arrêt totale pour un muon dans du cuivre à différentes énergies (Beringer et al. 2012). Suivant l'énergie de la particule, les différents modèles et effets sont notés.

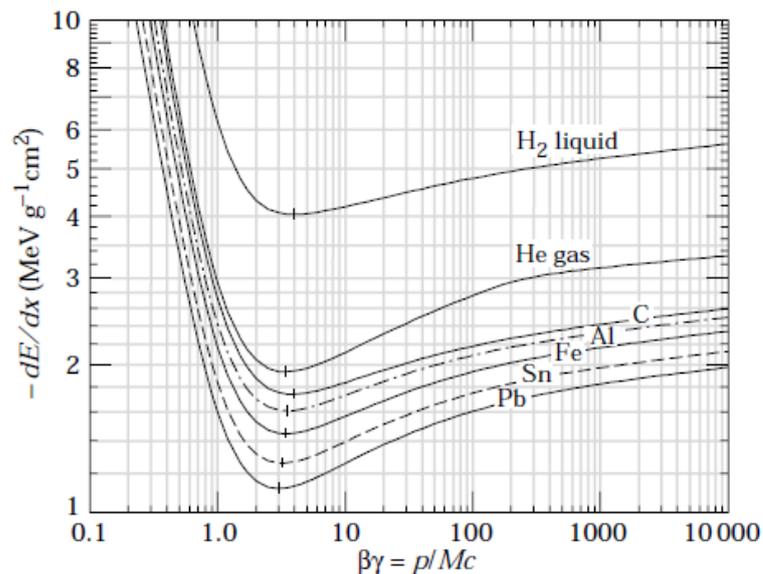


Figure 1.17 : Puissance d'arrêt pour des muons, des pions et des protons dans divers matériaux. L'échelle plus réduite permet de mieux observer la zone Bethe-Bloch.

Ci-dessous sont données les puissances d'arrêt total pour le cuivre et le silicium, les études proposées dans ce mémoire prenant en compte majoritairement le cuivre, l'inox et le silicium. Les données sont fournies par le National Institute of Standards and Technology (NIST)⁵.

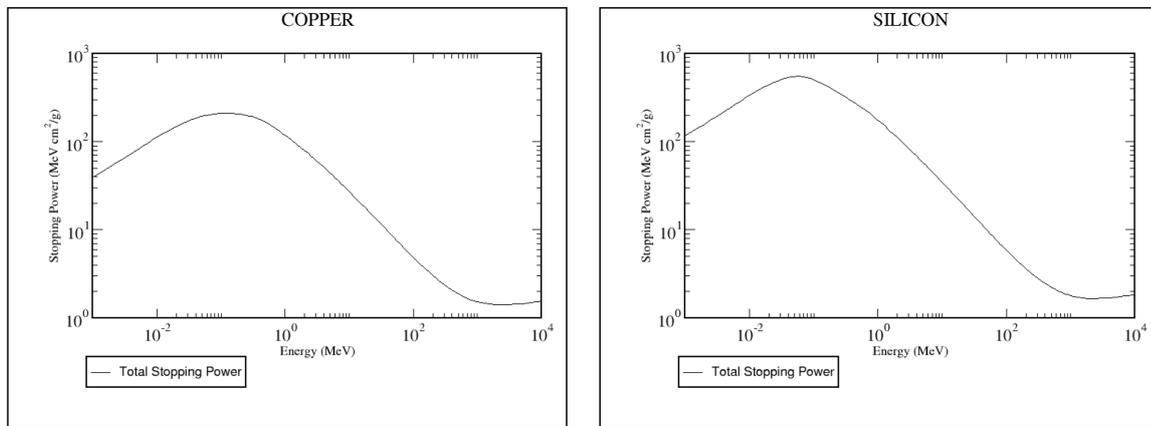


Figure 1.18 : Evolution de la puissance d'arrêt de protons de différentes énergies dans le cuivre et le silicium.

Les interactions en jeu sont d'ordre électronique et atomique comme le montre la Figure 1.19, et diffèrent suivant le type de particule : α ou proton. La composante électronique du pouvoir d'arrêt domine largement le rayonnement ionisant. Par la suite, j'utiliserai le pouvoir d'arrêt total pour les modèles.

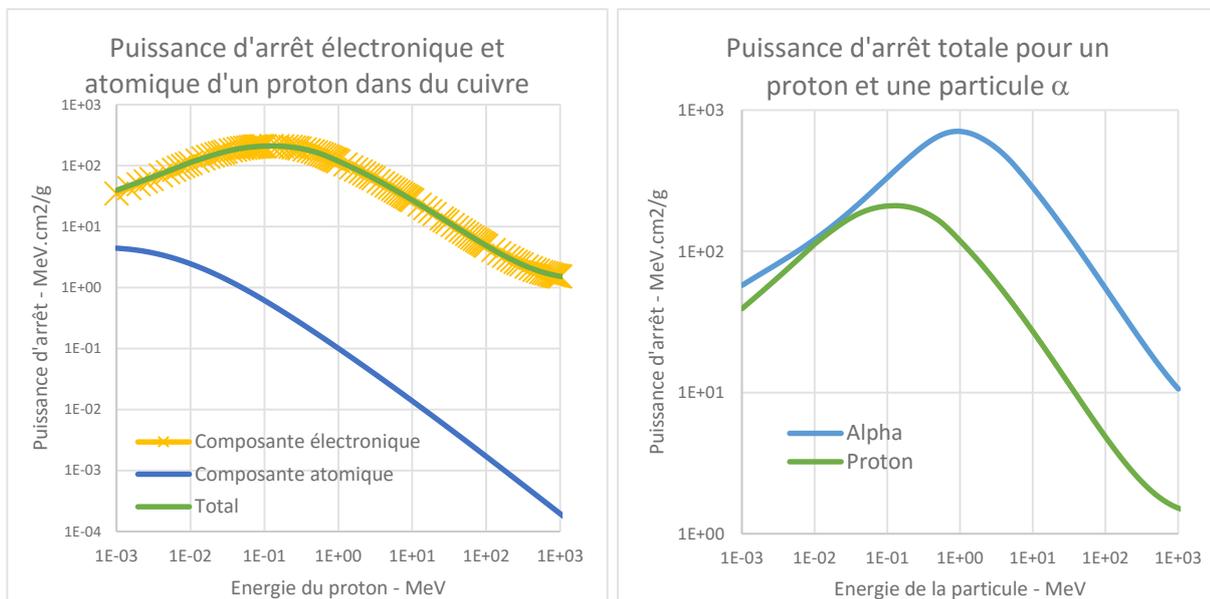


Figure 1.19 : Ces deux graphiques montrent les puissances d'arrêt des protons et des particules α à différentes énergies dans du cuivre. Les données proviennent du NIST. [A gauche] Composante électronique et atomique de l'arrêt des particules dans le cuivre. La composante électronique est

⁵ Les données sont consultables sur le site web <http://www.nist.gov/pml/data/star/>

largement majoritaire dans l'interaction. [A droite] Différence de pénétration entre une particule et un proton dans du cuivre.

L'énergie déposée pour un matériau et une épaisseur donnés est calculée avec :

$$E_{\text{dépo}} = e \times S(E_{\text{part}}) \times \rho \quad (1.2)$$

avec e l'épaisseur du matériau, $S(E_{\text{part}})$ le pouvoir d'arrêt dépendant de l'énergie de la particule et du matériau, et ρ la densité du matériau.

Fluorescence

L'effet de fluorescence est une émission lumineuse produite lors de la désexcitation d'un électron. Deux possibilités existent pour atteindre cet état. Soit un électron est soumis à une source énergétique et passe d'un état normal à un état excité. Soit un électron d'une couche électronique inférieure est éjecté ce qui entraîne l'état instable d'un électron d'une couche supérieure. Dans les deux cas, le passage du niveau excité à un niveau normal émet des photons comme décrit en Figure 1.20.

L'excitation de l'électron peut être réalisée par un rayonnement électromagnétique ou l'interaction entre le noyau et une particule énergétique.

L'énergie émise par fluorescence est généralement plus faible que celle de la radiation absorbée par l'électron. La différence est due à la perte d'énergie entre le moment où l'électron absorbe de l'énergie et son émission par fluorescence.

L'émission entraînée par l'effet de fluorescence peut être de n'importe quelle longueur d'onde comprise dans le spectre électromagnétique entre E_{min} et E_{max} , et dépend du niveau excité et du matériau.

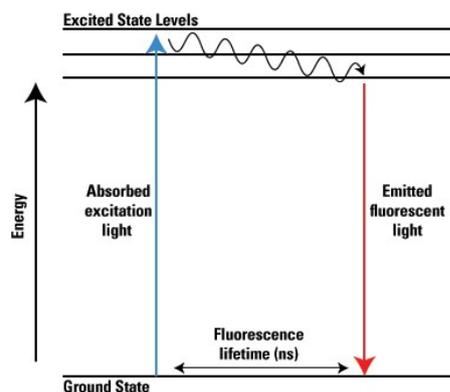


Figure 1.20 : Diagramme de Jablonski décrivant les mécanismes de relaxation pour des électrons excités.

Bremsstrahlung

Le terme bremsstrahlung est composé des mots allemands *bremsen*, « freiner » et *strahlung*, « radiation », c'est-à-dire « radiation de freinage ». Comme ces deux termes l'indiquent, l'effet de bremsstrahlung désigne l'émission d'une onde électromagnétique

produite par la décélération d'une particule chargée lorsqu'elle est déviée par une autre particule chargée. Typiquement, un électron dévié par un noyau d'atome.

L'énergie maximale de l'émission ne peut dépasser celle de l'électron. Elle peut donc prendre n'importe quelle valeur comprise dans le spectre des ondes électromagnétiques.

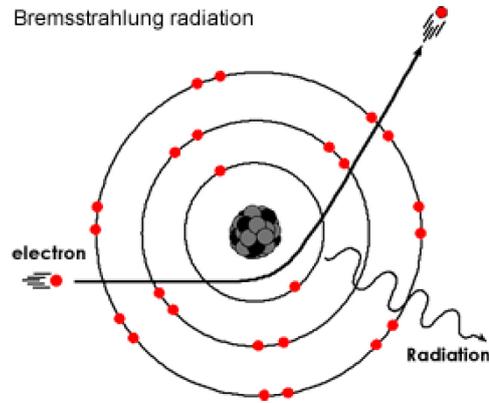


Figure 1.21 : Principe du bremsstrahlung schématisé. Le noyau d'atome, au centre, dévie un électron ce qui entraîne l'émission d'un photon.

1.4 Conclusion

Sur Terre, autour et dans l'espace lointain, les particules cosmiques sont largement présentes. Elles interagissent avec tous les matériaux par différents mécanismes en y déposant de l'énergie ou en émettant un rayonnement. Les premières découvertes réalisées sur Terre s'appliquent de la même manière dans l'espace où tous les satellites en vol doivent se prémunir contre ces interactions au risque de détériorer leurs composants et donc leurs performances.

Il en va de même pour le satellite Planck observant les origines de l'univers. Au point de Lagrange n° 2, il subit un flux constant de particules, modulé par l'activité solaire. Ses détecteurs, ultra-sensibles, doivent interagir le moins possible avec les particules afin de n'observer que le signal scientifique, le fond diffus cosmologique.

Chapitre 2 - Le satellite Planck et son instrument « haute fréquence »

2.1 Introduction

Les résultats de la mission Planck/HFI, bien que le satellite ait été éteint et retiré de son orbite, continuent à être analysés par la collaboration scientifique. Cette première mission spatiale européenne d'observation du Fond Diffus Cosmologique, ou CMB (§2.2) a permis de grandes avancées scientifiques par la publication de nombreux résultats et cartes (§2.3).

La mission a également apporté une grande avancée technologique au travers du *High Frequency Instrument* (HFI) embarquant un plan focal composé de 54 bolomètres (§2.4.4). L'observation du CMB nécessite de faire fonctionner les bolomètres à la température de 100 mK et une stabilité de l'ordre de la dizaine de nano Kelvin. Le système de refroidissement et sa régulation font donc partie des pierres angulaires de l'instrument HFI (§2.4.1 et §2.4.2).

2.2 Contexte scientifique

2.2.1 Le modèle du Big Bang

Le Big Bang est aujourd'hui la théorie la plus largement acceptée par la communauté scientifique pour comprendre l'origine et le développement de notre univers. Cette notion de Big Bang est liée à l'expansion (et non l'explosion) de la « soupe primordiale » formant l'univers. Ce Big Bang, comme l'a appelé le physicien anglais Fred Hoyle en 1950, se serait produit il y a environ 13,7 milliards d'années et depuis, l'univers continue de s'étirer.

C'est Georges Lemaître qui fut le premier à proposer ce modèle en 1931 (Lemaître 1931) et les équations ont été formulées par Alexander Friedmann. Cette théorie du Big Bang prévoit un univers primordial beaucoup plus dense que l'univers actuel, dans lequel la densité de matière ainsi que la température sont extrêmement élevées. Les interactions fondamentales y sont unifiées.

Même si ce modèle n'est pas parfait et s'il est régulièrement amélioré, il n'en reste pas moins valable et s'est imposé grâce à :

- La découverte de l'expansion de l'univers par Hubble, en 1929 (Hubble 1929), lors de la mesure des spectres de galaxies, tous décalés vers le rouge quelle que soit leur direction (signifiant une vitesse par effet Doppler par rapport à la Terre).
- La composition chimique de l'univers et la formation des éléments en concordance avec ce que nous connaissons.
- Le Fond Diffus Cosmologique à 2,7 K.

Mais il reste de nombreuses anomalies et d'éléments inexpliqués :

- Les forces électromagnétiques ne sont pas prises en compte
- Pourquoi la matière a-t-elle prédominé face à l'antimatière ?

- La matière sombre et l'énergie noire, qui constituent 95 % de l'univers, restent non directement observées à ce jour.

Chronologie

La théorie du Big Bang est séparée en plusieurs périodes, commençant au temps de Planck (10^{-43} secondes) et finissant par la recombinaison des noyaux et des électrons conduisant à la formation des atomes et rendant, de ce fait, l'univers transparent (380 000 ans après le Big-Bang, époque de l'émission du CMB).

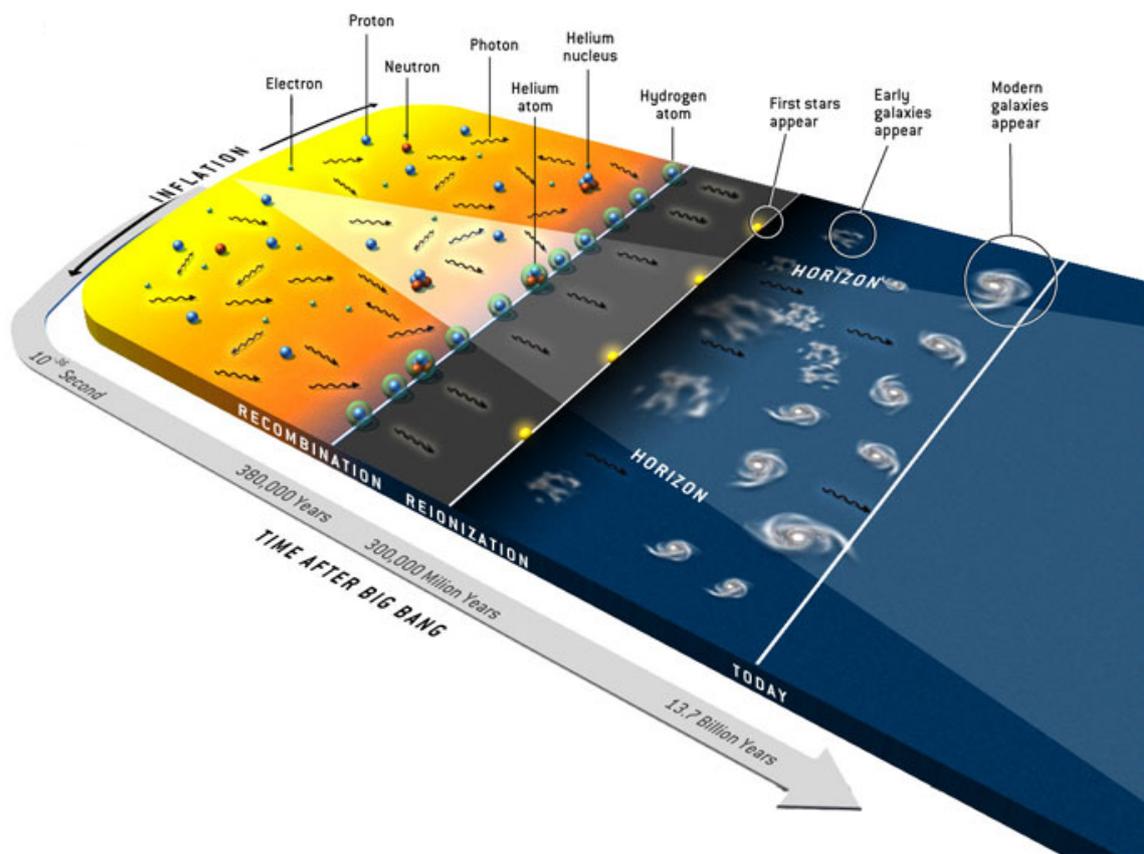


Figure 2.1 : Chronologie de l'évolution de l'univers représentant les étapes importantes jusqu'à nos jours. Source : Wayne Hu, university of Chicago

- De 0 à 10^{-43} s : Temps de Planck. C'est à cette période que les quatre interactions fondamentales (électromagnétisme, interaction faible, interaction forte et gravitation) sont unifiées. Cette époque est très mal connue et n'existe que par des différents modèles proposés. On rentre ici dans le domaine de la cosmologie quantique.
- 10^{-43} à 10^{-36} s : Grande unification. C'est à ce moment-là que la baryogénèse aurait pu se produire, soit le moment lors duquel la matière ordinaire prend le pas sur l'antimatière.
- 10^{-36} à 10^{-32} s : Inflation. L'univers rentre dans une phase d'expansion exponentielle très rapide. La date de début n'est pas connue et diffère suivant les modèles.

- 10^{-36} s à 3 min : Époques des interactions électrofaibles puis des Quarks, des Hadrons et des Leptons.
- 3 min à 20 min : Nucléosynthèse primordiale. Formation des noyaux d'hydrogène. La fusion nucléaire commence et produit des noyaux atomiques.
- 240 000 à 379 000 ans : Recombinaison et découplage photon / matière. La température ayant fortement diminué, les photons n'interagissent plus avec les particules et se propagent. C'est la lumière libérée de l'interaction avec la matière lorsque l'univers se trouve à la température de ~ 3000 K que l'on appelle le Fond Diffus Cosmologique, ou CMB pour *Cosmic Microwave Background*.
- 400 000 ans à 150 Myr : Ages sombres. Appelés ainsi car aucun processus astrophysique ne permet durant cette période de créer un rayonnement électromagnétique observable aujourd'hui.
- 150 Myr à 1 Gyr : Réionisation. Formation des premières étoiles qui ont permis de réioniser le milieu stellaire environnant.

2.2.2 Le Fond Diffus Cosmologique

En 1948, lorsque la théorie du Big Bang commence à émerger, G. Gamov, R. Alpher et R. Herman prévoient l'existence d'un rayonnement de corps noir émis par l'univers primordial, alors en équilibre thermique, environ 380 000 ans après le Big Bang. Ce rayonnement aurait perduré dans le temps, tout en se refroidissant à cause de l'expansion de l'univers. Cependant, la théorie du Big Bang à cette époque est très controversée et cette prévision attira peu l'attention.

C'est en 1964 que le CMB fut réellement découvert même si aucun nom, à l'époque, ne fut apposé à ce phénomène. En étalonnant une antenne à la longueur d'onde de 7,35 cm, A. Penzias et R. Wilson remarquèrent un excès de radiation qui ne variait ni dans le temps, ni dans l'espace. Ces deux radioastronomes se tournèrent alors vers R. Dicke pour partager leurs connaissances et ce dernier fit le rapprochement entre l'excès de radiation mesuré et le CMB. C'était bien la lumière émise par le Big Bang (Penzias & Wilson 1965). Ils furent tous deux récompensés par un prix Nobel pour cette découverte.

Le spectre à 2,7K

Le satellite COsmic Background Explorer (COBE) a été lancé en 1989 pour procéder aux premières mesures précises du CMB. L'instrument FIRAS (*Far InfraRed Absolute Spectrometer*) a mesuré le spectre du CMB (Figure 2.2) qui est en réalité le corps noir le plus pur observé à présent. COBE établit également la température exacte du fond diffus cosmologique : $2,725 \pm 0,001$ K (Fixsen & Mather 2002). Ces résultats confirment les observations fortuites d'A. Penzias et R. Wilson.

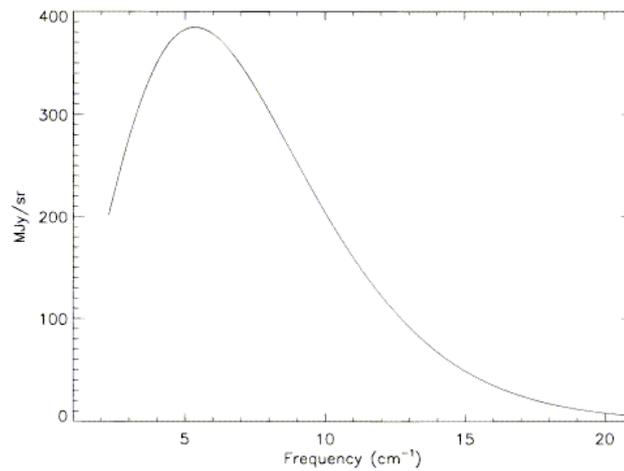


Figure 2.2 : Spectre du CMB compilé à partir de l'ensemble des données de la mission COBE-FIRAS en 1996. Les incertitudes de mesure sont comprises dans l'épaisseur du trait. (Fixsen et al. 1996)

Les anisotropies

Le CMB est anisotrope, c'est-à-dire que sa température diffère suivant la direction vers laquelle il est observé. Plusieurs mécanismes peuvent produire ces anisotropies, comme par exemple le dipôle causé par le mouvement de la Terre dans l'univers, qui est différent du référentiel du CMB. Un observateur sur Terre notera une température différente du CMB en regardant dans la direction du mouvement du système solaire dans la galaxie ou dans sa direction opposée.

Mais les anisotropies les plus importantes pour la cosmologie sont celles créées par les fluctuations de densité de l'univers primordial qui engendrèrent l'univers tel qu'il est formé aujourd'hui. Ces anisotropies, prédites dans les modèles de cosmologie, et mesurées par COBE, ont été cartographiées pour la première fois par la mission *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) lancé en 2001. Pendant 7 ans, il a cartographié les fluctuations de température du rayonnement thermique cosmologique (Figure 2.3), ainsi que sa polarisation (Jarosik et al. 2011).

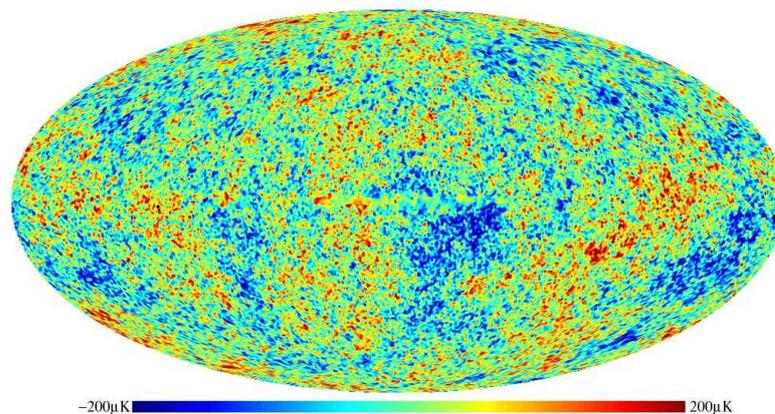


Figure 2.3 : Cartographie du CMB par WMAP après 7 ans de mesures. Le dipôle et les avant-plans ont été soustraits. Les points chauds sont colorés en rouge, les froids, en bleu. Source : NASA / WMAP Science Team.

Polarisation du Fond Diffus Cosmologique

Les données en température liées au spectre de puissance du rayonnement fossile apportent quantité d'informations sur l'étude des amas de galaxies et du milieu interstellaire, soit tous les processus astrophysiques postérieurs à la recombinaison (voir §2.2.1). Pour ce qui s'est produit auparavant, la communauté scientifique cherche à étudier la polarisation des photons du rayonnement fossile. C'est au moment de la dissociation photon/matière que la diffusion Thomson d'un flux de photons présentant une anisotropie quadrupolaire génère des photons polarisés. Comme dans le cas de la température, ce sont les fluctuations de l'émission que l'on cherche à connaître. On distingue deux modes :

- Le mode E est créé lors de perturbations scalaires comme de petites variations de densité de matière existant dans l'univers au moment de la recombinaison. La polarisation en mode E a été observée pour la première fois en 2002 par l'interféromètre DASI (Kovac et al. 2002).
- Les modes B sont issus des perturbations tensorielles produites par les ondes gravitationnelles générées lors de la phase inflationnaire de l'univers. Mais une autre source à grand l génère également des modes B : le lentillage gravitationnel. Ce dernier mécanisme, d'un signal trois fois supérieur aux ondes gravitationnelles (Figure 2.5) a été observé pour la première fois en 2013 par le *South Pole Telescope* (Hanson et al. 2013).

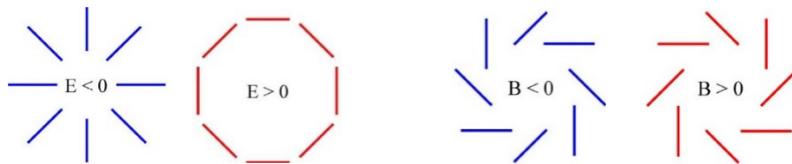


Figure 2.4 : La polarisation en modes E et B peut être modélisée par un champ de vecteurs sans flèche. Le mode E correspond à un champ radial ou orthoradial. Le mode B correspond à un champ en forme tourbillonnaire.

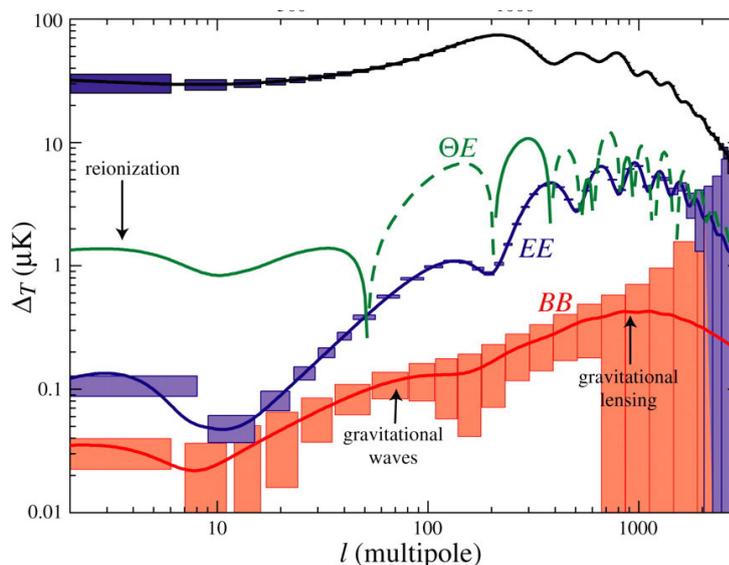


Figure 2.5 : Spectre de puissance des anisotropies en température (noir) et en mode E (bleu) et B (rouge) de la polarisation du fond diffus cosmologique. Les rectangles correspondent aux erreurs attendues

pour la mission Planck/HFI. Le multipole correspond à l'échelle d'observation. Plus ℓ est faible, plus l'angle d'observation est grand ($\ell=1$ correspond à une sphère). Le spectre de puissance des anisotropies en température (mesurée par WMAP ou Planck) est plus faible de 5 ordres de grandeur que la température du rayonnement fossile. On voit que les spectres des anisotropies des modes E et B sont bien plus faibles d'un ou deux ordres de grandeur. Ainsi, les modes B issus des ondes gravitationnelles sont 300 fois plus faibles que le spectre en température et ceux issus du lentillage gravitationnel, en plus grand nombre, ne sont eux que 60 fois plus faibles. C'est la raison pour laquelle les modes B gravitationnels sont si difficiles à observer.

2.2.3 Les avant-plans astrophysiques

De nombreuses sources d'émission d'avant-plan gênent les mesures du fond diffus cosmologique. Les provenances sont diverses et recouvrent aussi bien des émissions galactiques et extragalactiques que le bruit de l'instrument en lui-même (voir Figure 2.6).

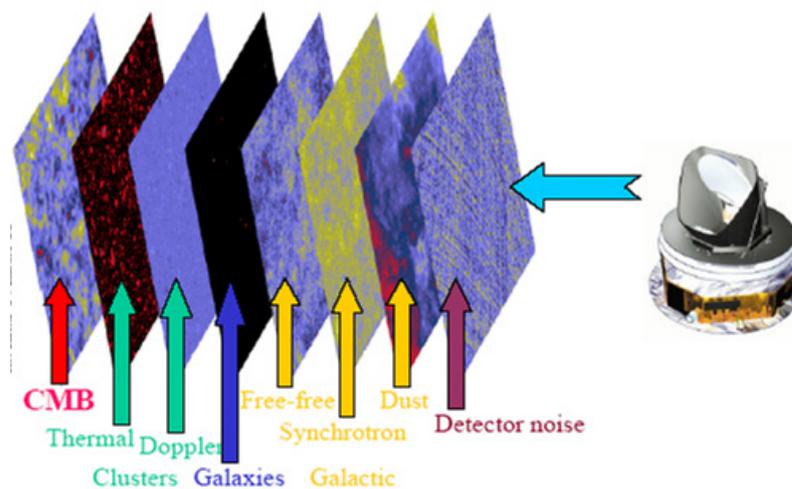


Figure 2.6 : les avant-plans doivent être soustraits aux observations afin d'obtenir la carte du CMB. De droite à gauche : bruit du détecteur, poussière, synchrotron, free-free, galaxies et amas de galaxies par l'effet *Sunyaev-Zel'dovich*. Source : Bouchet et Gispert (Planck Collaboration 1998).

Les spectres des fréquences des émissions extra-instrumentales, différents entre les sources, permettent de séparer les avant-plans comme le montre la Figure 2.7. Certaines de ces sources sont significativement polarisées ce qui fournit un autre paramètre à la séparation des composantes du signal. La sélection des fréquences d'observation est donc primordiale pour obtenir une bonne séparation de composantes et pouvoir étudier le CMB.

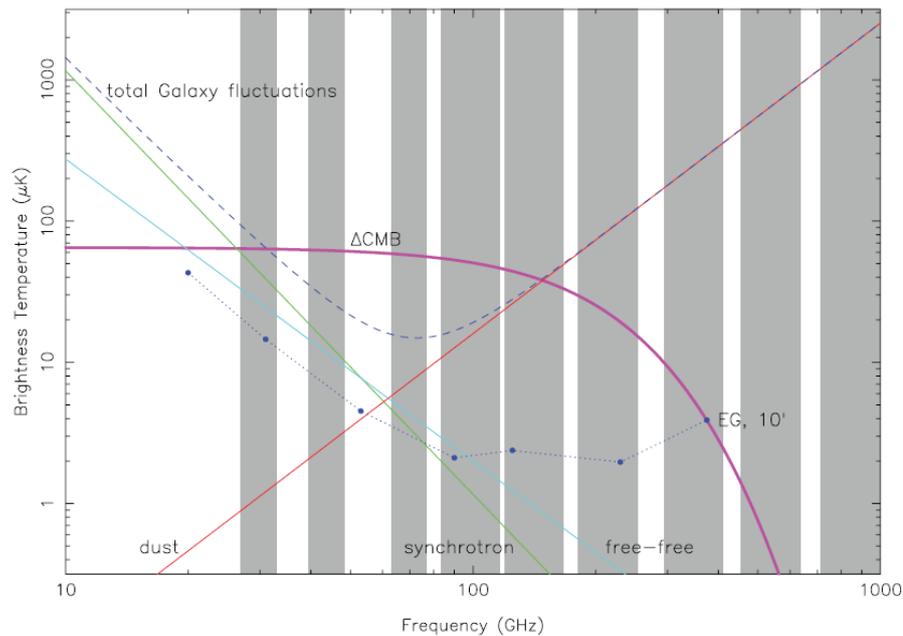


Figure 2.7 : Les spectres en fréquences du CMB et de plusieurs avant-plans : la galaxie, la poussière, le synchrotron, le free-free. Les bandes grises représentent les fréquences observées par les instruments HFI et LFI.

2.3 La mission Planck

2.3.1 Détails de la mission

Afin d'obtenir les cartes les plus précises des avant-plans et ainsi étudier le CMB au mieux, la mission Planck est dotée de deux instruments : HFI (*High Frequency Instrument*) l'instrument haute fréquence, et LFI (*Low Frequency Instrument*), l'instrument basse fréquence. L'instrument HFI observe le ciel aux fréquences de 100 GHz, 143 GHz, 217 GHz, 353 GHz, 545 GHz et 857 GHz à l'aide de bolomètres dont certains sont sensibles à la polarisation. L'instrument LFI observe le ciel aux fréquences de 30, 44 et 70 GHz à l'aide de radioamètres. L'instrument HFI observe le ciel avec une résolution angulaire comprise entre 5 et 10 minutes d'arc et une sensibilité moyenne de $2,8 \cdot 10^{-17} \pm 1,7 \text{ W/Hz}^{1/2}$.

Par rotation sur lui-même et autour de la Terre, le satellite Planck a cartographié le ciel cinq fois avec l'instrument HFI et huit fois avec l'instrument LFI. Les données acquises ont permis de réaliser une carte en température du CMB observant des fluctuations au microkelvin près.

Les résultats ont permis d'obtenir une carte du CMB d'une précision inégalée par les satellites COBE et WMAP. En plus des contraintes sur le CMB et donc les paramètres cosmologiques, nous avons été à même de réaliser des cartes inédites des anisotropies secondaires. Avec neuf bandes de fréquences d'observation, Planck a permis de cartographier de nombreuses émissions telles que celles des poussières du milieu interstellaire, du synchrotron et du free-free ou encore la détection de l'effet *Sunyaev-Zeldovich* (Sunyaev & Zeldovich 1972).

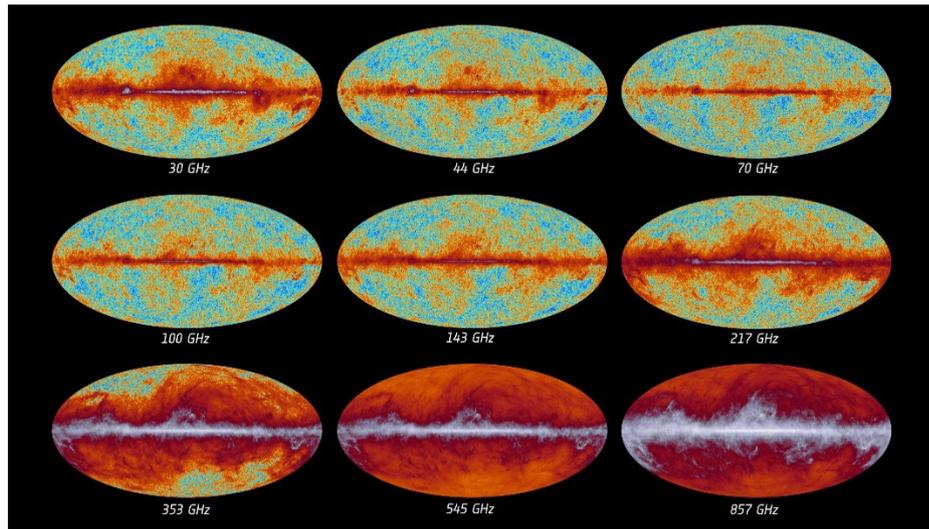


Figure 2.8 : Cartes du ciel par fréquence. Chaque fréquence correspond à un groupe de bolomètres des instruments LFI (30 - 70 GHz) et HFI (100 – 857 GHz). Le CMB apparaît très nettement aux fréquences comprises entre 70 GHz et 143 GHz. Les autres fréquences sont dominées par différents effets engendrés par la Voie Lactée, notre galaxie. À basses fréquences, le signal est dominé par l'émission du milieu interstellaire de la Voie Lactée, tandis qu'aux fréquences supérieures à 353 GHz, les observations sont dominées par l'émission de la poussière. *Source : ESA and the Planck Collaboration*

Enfin, les fréquences à 30, 44, 70, 100, 143, 217 et 353 GHz sont observées par des détecteurs polarisés, ce qui permet une mesure de la polarisation du CMB et des émissions de poussières. Ce dernier champ de recherche est d'autant plus important que la collaboration BICEP2, du nom du télescope installé en Antarctique, travaille avec la collaboration Planck à l'établissement d'une détection des modes B de la polarisation du CMB. Les collaborations BICEP2 et Planck ont publié début 2015 (BICEP2/Keck and Planck Collaborations et al. 2015) les résultats d'une analyse conjointe utilisant les fréquences de Planck pour soustraire les émissions polarisées de la poussière aux données de BICEP2. Il apparaît ainsi que l'excès détecté dans un premier temps par BICEP2 (BICEP2 Collaboration et al. 2014) soit largement constitué par l'émission de la poussière. Les recherches doivent donc se poursuivre...

Stratégie d'observation

Le satellite a été lancé le 14 mai 2009 par une Ariane 5, accompagné de Herschel⁶. Après un mois et demi de vol, Planck est arrivé au point de Lagrange numéro 2 (L2). Le point L2 situé à 1,5 millions de km de la Terre en direction opposée au Soleil. Il permet une stabilité à moindre coût énergétique et un alignement constant avec la Terre et le Soleil ce qui permet de suivre la rotation de la Terre autour du soleil. De plus, grâce à une orbite de Lissajous de 40 000 Km autour de L2, Planck est constamment ensoleillé comme le montre la Figure 2.9.

⁶ Herschel fut construit en même temps que Planck et évolue également autour de L2. Son objectif scientifique est de réaliser des observations astronomiques dans les domaines de l'infrarouge lointain et du l'infrarouge, à partir de 80 μm , afin d'en savoir plus sur la naissance des étoiles et l'évolution des galaxies



Figure 2.9 : La trajectoire de Planck jusqu'à L2, puis l'orbite de Lissajous pour éviter l'ombre de la Terre.
Source : ESA / Planck HFI-LFI consortium

Pour réaliser la cartographie complète du ciel, le satellite tourne sur lui-même tout en tournant autour du soleil (en suivant la Terre). Ainsi, le ciel est entièrement observé en environ 6 mois. Le satellite a été mis en rotation à la vitesse d'un tour par minute autour de son axe à l'aide de petits propulseurs latéraux d'une poussée de 20 N. Le pointage des instruments de Planck coupe donc le plan de l'écliptique 2 fois par minute.

Afin de conserver l'orientation du satellite tout du long de la rotation autour du soleil, l'axe du satellite est décalé de 2,5' toutes les heures en moyenne grâce à des propulseurs d'une force de 1N (Dupac & Tauber 2005). Ce « dépointage » permet de garder le parallélisme de l'axe Soleil-Terre avec celui du satellite, comme le montre la Figure 2.10. Le satellite, entre deux dépointages, scanne environ 55 fois la même tranche de ciel. Chaque rotation du satellite sur son axe est appelé un *cercle* et chaque groupe de *cercles* est appelé un *ring*. Cette redondance des observations permet de réduire l'impact des sources de bruit et d'améliorer ainsi le rapport SNR (rapport signal-sur-bruit) en calculant les valeurs moyennes des données par exemple ou en supprimant les signaux issus d'effets systématiques tels que les interactions entre les particules cosmiques et les détecteurs qui sont au cœur de cette thèse.

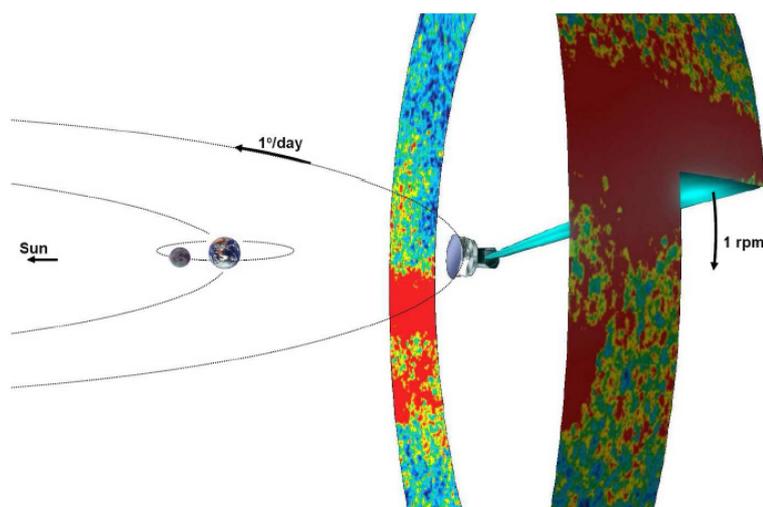


Figure 2.10 : Planck, aligné avec le Soleil et la Terre. L'axe de rotation du satellite reste continuellement pointé dans la direction opposée au soleil. (Tauber, Mandolesi, et al. 2010)

2.3.2 Description générale du satellite et de ses instruments

La construction du satellite a été réalisée par Thalès Alenia Space (maître d'œuvre) sous la responsabilité de l'ESA (maître d'ouvrage). L'ensemble du système pèse environ 2 tonnes, et est haut et large de 4,20 m. La plate-forme, soit la section du satellite permettant le fonctionnement de l'ensemble du satellite, est essentiellement composée du SVM (Service Module) regroupant tous les équipements liés au contrôle du vol, la propulsion, le contrôle thermique, etc. Le refroidissement passif est principalement assuré par trois « V-Grooves » (les 3 plateaux au centre de la Figure 2.11) soutenant la structure du télescope et les instruments. Ils permettent surtout d'isoler thermiquement les instruments de la partie chaude du satellite (en bas sur la Figure 2.11).

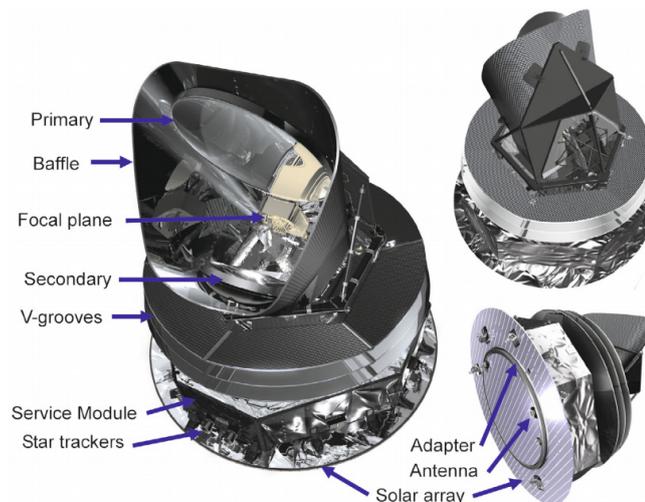


Figure 2.11 : Description technique de Planck. La charge utile se trouve en haut avec les deux miroirs (*primary* et *secondary*) et le plan focal des instruments HFI et LFI. Le baffle entourant ces éléments supprime le rayonnement incident. Les *V-grooves* permettent un refroidissement passif par rayonnement. En bas se trouve tout l'équipement nécessaire au bon fonctionnement du satellite : panneaux solaires, pointage et attitude (*star trackers*), communication, réserve d'hélium pour le refroidissement...). (Tauber, Mandolesi, et al. 2010)

Les instruments HFI et LFI, que l'on peut voir dans leur environnement sur la Figure 2.12, ne composent donc qu'une faible proportion du satellite, mais ils n'en restent pas moins les éléments les plus importants, l'équipement autour permettant leur fonctionnement. Les instruments sont protégés par un baffle entourant le télescope qui constitue à la fois un système de refroidissement passif et une protection contre les émissions thermiques. Il permet également de bloquer la lumière qui pourrait éclairer directement les instruments sans qu'elle ne soit focalisée.

Afin d'amener la lumière jusqu'aux instruments, Planck est constitué d'un télescope hors-axe à deux miroirs (1,5 m de diamètre pour le principal et 0,8 m pour le secondaire) développé par un consortium d'instituts danois emmené par H. U. Norgaard-Nielsen du *Danish Space Research Institute*. On voit nettement le miroir primaire sur les deux images composant la Figure 2.12.

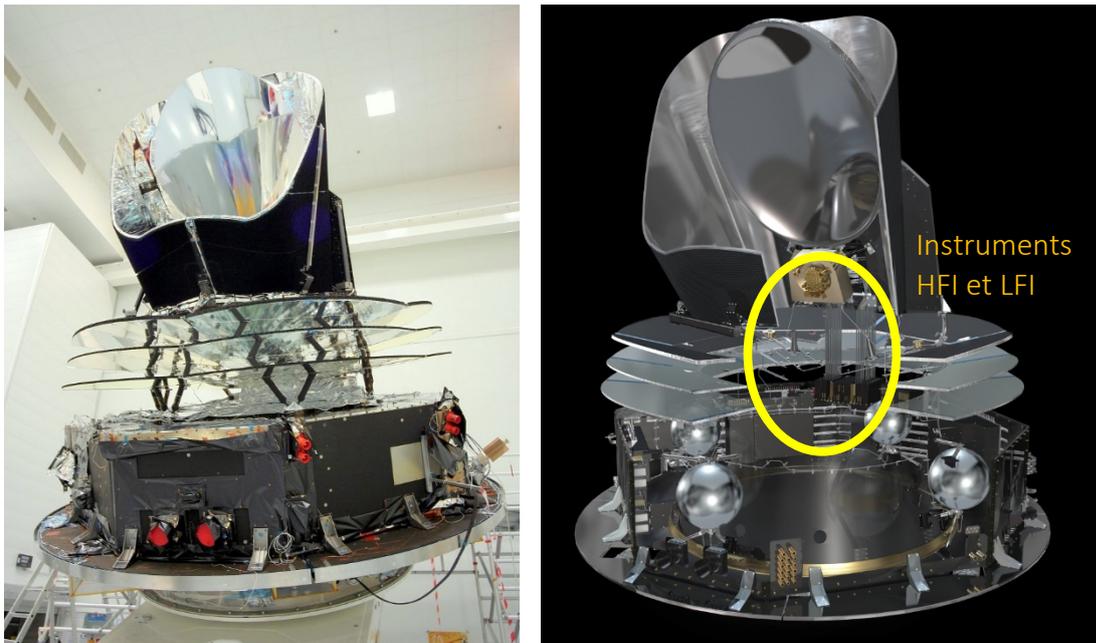


Figure 2.12 : [A gauche] photo du satellite Planck lors des phases de tests à Thales Alenia Space. [A droite] vue en coupe et en 3D du satellite Planck et de la localisation des instruments HFI et LFI. Sources : ESA

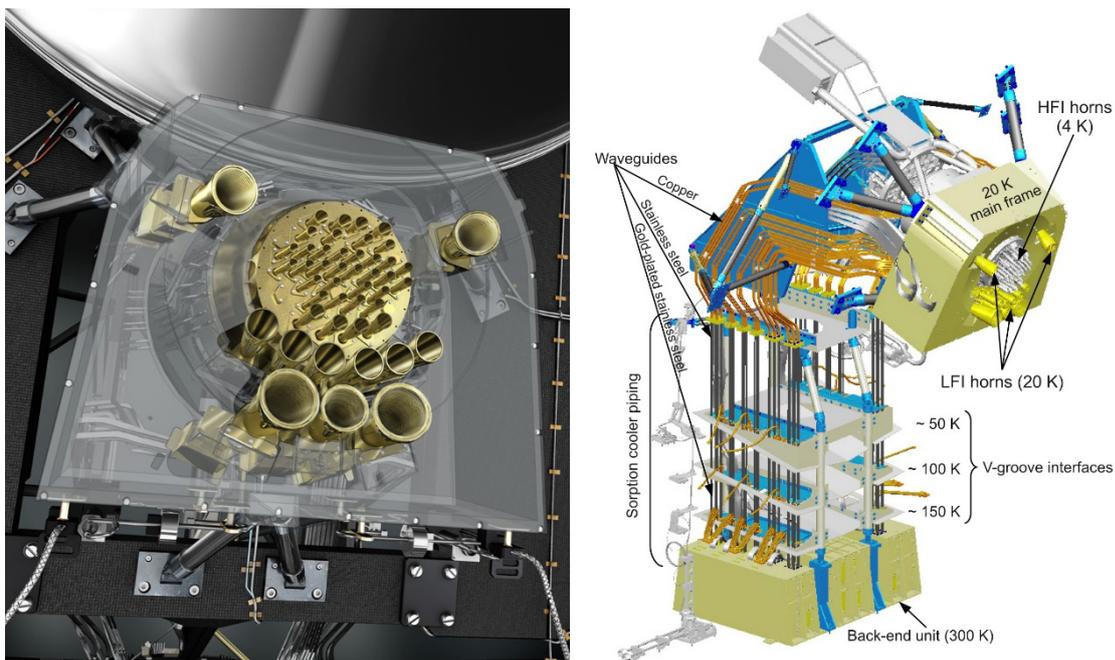


Figure 2.13 : [A gauche] le plan focal de l'instrument composé de HFI au centre et de LFI (les plus gros cornets) autour. On distingue une partie du miroir primaire au-dessus du plan focal. [A droite] un schéma représentant LFI et HFI ainsi que le cheminement de la connectique au travers des différents étages jusqu'au SVM⁷. Source : ESA / Planck

⁷ De nombreuses vidéos expliquant le fonctionnement de HFI et de sa chaîne cryogénique mais également de tests et du détail des manœuvres sont disponibles à partir de la page suivante : <http://public.planck.fr/multimedia/2-videos/13-satellite-et-instruments>

Le plus grand défi de la conception et de la construction de Planck a été de réaliser un système qui émette le bruit instrumental le plus faible possible. La précision des mesures est principalement limitée par le bruit thermique, c'est entre autres pour cette raison que la solution de placer Planck en L2 fut adoptée. Mais même loin du Soleil, de la Terre ou de la Lune, la température de l'Espace avoisine les 60 K, trop important donc pour les bolomètres de l'instrument HFI qui fonctionnent à 100 mK.

Pour arriver à de telles températures de fonctionnement, les deux instruments sont refroidis à l'aide de 3 étages cryogéniques successifs amenant progressivement la température à 18 K, 4 K, et 0,1 K. Nous détaillerons particulièrement ce système en paragraphe §2.4.1.

Le *High Frequency Instrument* (HFI) est sous la responsabilité du *Principal Investigator* (PI) Jean-Loup Puget de l'IAS. Il mesure le signal sur 6 fréquences comprises entre 100 GHz et 857 GHz et est composé de 52 bolomètres refroidis à 100 mK par un système à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$. Il est décrit plus en détail au paragraphe §2.4.

Le *Low Frequency Instrument* (LFI) (Mandolesi et al. 2003) est lui sous la responsabilité du PI Reno Mandolesi de l'*Istituto di astrofisica spaziale di Bologna* (IASF) à Bologne. Ce second détecteur fonctionne sur 3 fréquences comprises entre 30 GHz et 70 GHz. Les 22 détecteurs de type *High Electron Mobility Transistors* (HEMT) sont refroidis à 20 K par un *Sorption Cooler* détaillé au §2.4.1. Les trois bandes d'observation de LFI sont équipées d'*Ortho-Mode Transducers* (OMT), systèmes permettant la mesure de la polarisation du ciel à ces fréquences. Afin d'étalonner LFI en absolu, la température de l'étage à 4 K de HFI est utilisée comme signal de référence.

2.3.3 Résultats

Les cartes liés aux observations et les résultats cosmologiques ont été livrés en plusieurs parties jusqu'à atteindre la quasi-totalité des objectifs scientifiques fixés et listés dans le 6ème paragraphe du document *Planck pre-launch status: The Planck mission* (Tauber, Mandolesi, et al. 2010). En juillet 2010, la collaboration Planck édite la première image intégrale du ciel à partir des données reçues pendant 1 an. On y voit principalement la galaxie, des structures de gaz et de poussière et enfin, le CMB.

En janvier 2011 a eu lieu à la Cité des Sciences et de l'Industrie (La Villette) la première grande conférence détaillant les résultats obtenus depuis le début de la mission. Les thèmes abordés ont comme fil conducteur le catalogue composé de 15 000 sources compactes (Planck Collaboration et al. 2011c) comme les galaxies et amas de galaxies, étoiles, et autres sources infrarouge et radio. Sont également détaillées les composantes soustraites aux données pour en extraire ces sources, comme le *Cosmic Infrared Background* (CIB) ou l'émission micro-onde anormale. Cette conférence fut accompagnée de 26 publications, les « *early results papers* » publiées dans le journal *Astronomy and Astrophysics*⁸.

Par la suite, sont publiées les données en lien avec le CMB lors de la conférence de presse en mars 2013 au siège de l'ESA, à Paris. On y découvre la première carte du CMB réalisée par la collaboration Planck, mais également une révision des paramètres cosmologiques et de la

⁸ L'ensemble des publications est disponible à partir de l'adresse suivante : <http://www.cosmos.esa.int/web/planck/publications>

vitesse d'expansion de l'univers, ou encore la validation de certaines hypothèses en lien avec le modèle standard de la cosmologie.

De nombreux domaines scientifiques connexes sont également abordés comme l'étude de la matière noire, du lentillage gravitationnel, de l'effet SZ, et autres informations contenues dans les données.

Comme précédemment, l'ensemble des articles scientifiques est soumis au journal *Astronomy and Astrophysics*. Mais sont également diffusées publiquement les données acquises par le satellite Planck lors des 15,5 premiers mois de sa mission⁹.

Enfin, en février 2015 parait le dernier lot de 28 publications scientifiques (Planck Collaboration et al. 2015). L'ensemble des données récoltées par l'instrument HFI est maintenant disponible. Les avancées sont surtout techniques avec une meilleure suppression des systématiques et une meilleure calibration, desquelles découle une plus grande précision dans l'analyse scientifique. L'avancée majeure se situe dans la livraison et traitement des données polarisées du CMB.

Comme vu au §2.2.3, de nombreuses sources émettant à différentes fréquences se trouvent entre le satellite et le CMB. Ces émissions d'avant-plans, lorsqu'elles sont isolées correctement, fournissent d'importantes données astrophysiques. La difficulté réside dans une séparation juste des différentes composantes afin que chacune préserve l'ensemble de ses données.

Les différentes sources émettent à des longueurs d'onde spécifiques ou ont des propriétés spectrales connues que l'on peut donc isoler. Pour observer le CMB, les emplacements de ces sources peuvent alors être masqués si l'on ne peut observer au-delà, ou corrigés.

Plus d'une dizaine de méthodes de séparation des composantes ont été développées afin d'extraire le CMB des données bien sûr, mais également, les cartes d'émission du monoxyde de carbone, des amas de galaxies, le fond diffus infrarouge (CIB). Ci-dessous sont présentés les principaux résultats obtenus à partir des données recueillies par le satellite Planck.

Carte et spectre de puissance des fluctuations de température du fond diffus cosmologique

Ces données permettent d'obtenir de nombreuses informations sur l'état de l'univers tel qu'il était il y a 13,7 milliards d'années. Elle fournit les températures des photons libérés 380 000 ans après le Big Bang.

La carte représente les anisotropies du CMB, soit ses fluctuations en température (Figure 2.14). Le graphique représente le spectre de puissance du CMB en fonction de l'échelle angulaire prise en compte (Figure 2.15).

⁹ Les données peuvent être récupérées depuis l'adresse suivante :
http://www.sciops.esa.int/index.php?page=Planck_Legacy_Archive&project=planck

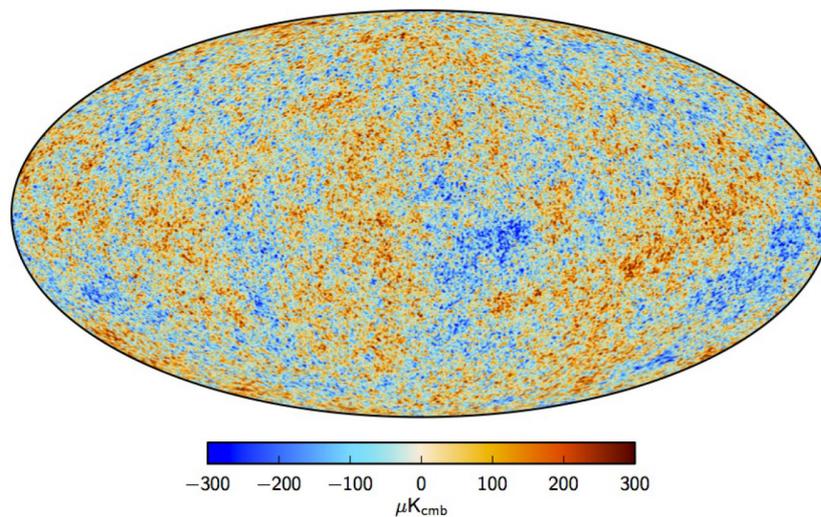


Figure 2.14 : la carte en température du CMB fabriquée à partir des données de la mission Planck est la plus précise jamais réalisée. On y distingue des fluctuations de température à la dizaine de microkelvin près. L'échelle est centrée sur la température du corps noir de 2,726 K. La fluctuation la plus froide apparaît en bleu à la température de $-300 \mu\text{K}$. La plus élevée en rouge à $+300 \mu\text{K}$. (Planck Collaboration et al. 2015)

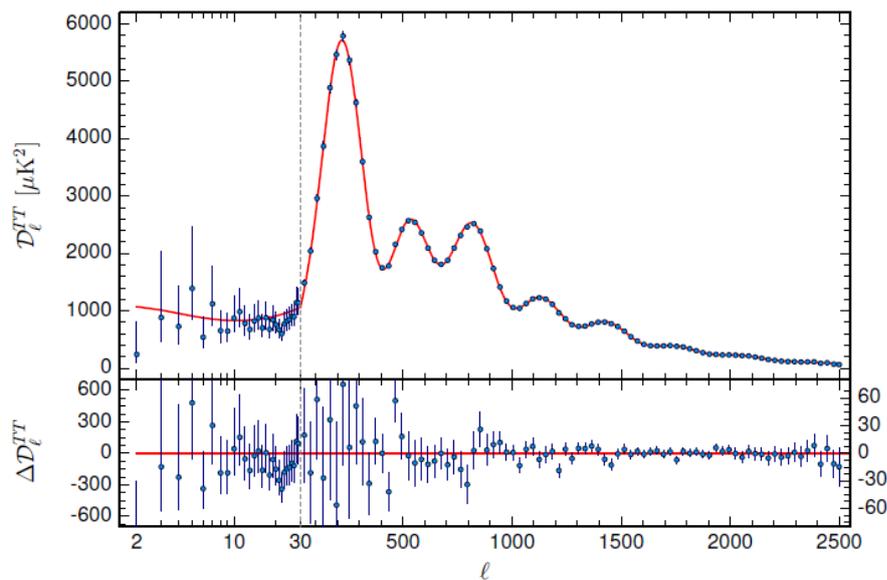


Figure 2.15 : Spectre de puissance des fluctuations de température du CMB en fonction de l'angle mesuré par la mission Planck. Les points rouges sont les mesures réalisées par Planck avec leurs barres d'erreur. Les erreurs sont grandes à des échelles angulaires élevées, pour lesquelles il n'y a pas assez de zones de cette taille dans le ciel pour fournir un échantillon statistiquement significatif. C'est ce qui est appelé la variance cosmique. La courbe verte représente le meilleur ajustement pour le modèle standard de cosmologie (ΛCDM), qui est à ce jour le scénario le plus largement accepté. Le plateau, les pics acoustiques et l'amortissement sont bien présents. On voit que l'essentiel de l'énergie se trouve dans des fluctuations d'échelle $\sim 1^\circ$. (Planck Collaboration et al. 2015)

Paramètres cosmologiques

Au nombre de 6, ces paramètres décrivent le modèle standard de cosmologie ΛCDM . Ce sont ces paramètres qui permettent de définir la composition de notre univers répartie entre

matière baryonique, matière sombre, énergie sombre et autres sources de rayonnement aux différentes étapes de sa formation.

Parameter	<i>Planck</i>	
	Best fit	68% limits
$\Omega_b h^2$	0.022068	0.02207 ± 0.00033
$\Omega_c h^2$	0.12029	0.1196 ± 0.0031
$100\theta_{MC}$	1.04122	1.04132 ± 0.00068
τ	0.0925	0.097 ± 0.038
n_s	0.9624	0.9616 ± 0.0094
$\ln(10^{10} A_s)$	3.098	3.103 ± 0.072
Ω_Λ	0.6825	0.686 ± 0.020
Ω_m	0.3175	0.314 ± 0.020
H_0	67.11	67.4 ± 1.4

Figure 2.16 : Les 6 paramètres principaux mesurés par Planck et 3 paramètres dérivés. Les incertitudes sont données à 1σ . Ces paramètres donnent, dans l'ordre, la densité baryons, la densité de matière sombre, l'horizon du « son » dans le plasma photon/baryon au découplage, la profondeur optique de réionisation, l'indice spectral du spectre de puissance de la matière à l'origine et l'amplitude du spectre de puissance de la matière. En découle les trois derniers paramètres : la densité d'énergie noire, la densité de matière et la constante de Hubble. Données extraites de (Planck Collaboration et al. 2014c)

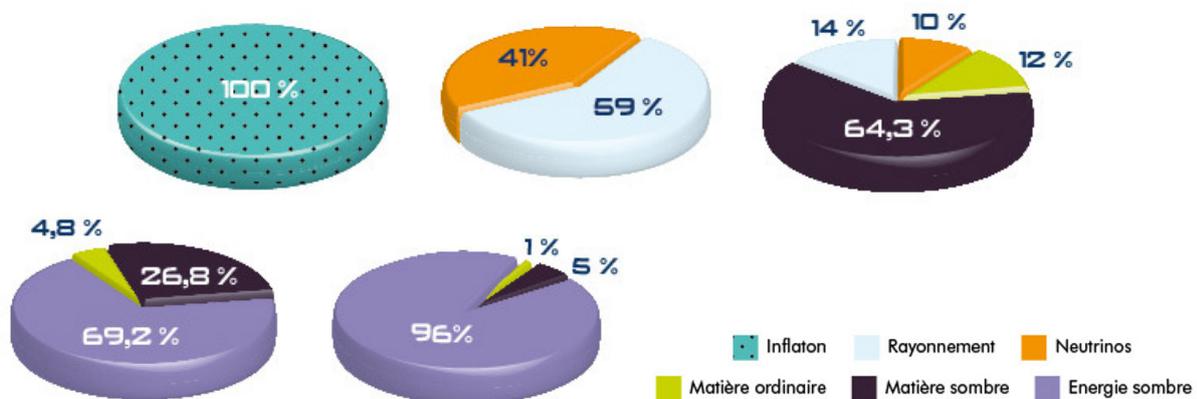


Figure 2.17 : Composition de l'univers calculée à partir des paramètres cosmologiques mesurés par Planck. De gauche à droite et de haut en bas, les différentes étapes de l'Histoire de l'univers : l'inflation, 3 minutes après le Big Bang, 400 000 ans après le Big Bang, aujourd'hui, dans 10 milliards d'années. Source : site web HFI/Planck

Carte du monoxyde de carbone

Les nuages moléculaires sont des régions denses et compactes de la Voie Lactée. Ces nuages sont majoritairement composés d'hydrogène (H_2) et abritent la création des étoiles, puis des systèmes solaires. Malheureusement, l' H_2 n'est pas facilement observable et doit donc être remplacé par un autre traceur, le monoxyde de carbone. Connaître les densités de CO dans notre galaxie permet de mieux connaître les conditions physique et chimique qui amènent à la formation des nuages moléculaires, pouponnière des étoiles.

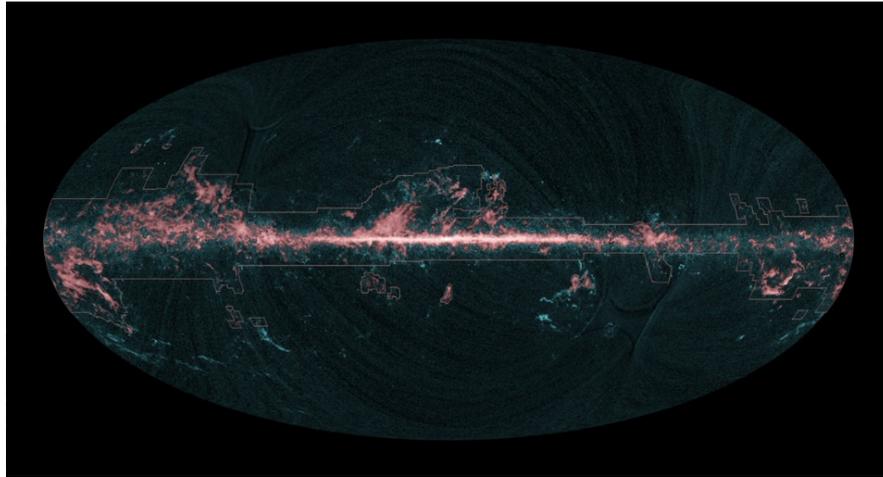


Figure 2.18 : Première carte de la totalité du ciel de l'émission du monoxyde de carbone (CO). Ce rayonnement à 115,27 GHz est obtenu par les réponses légèrement différentes des détecteurs à 100 GHz de HFI. La majorité du gaz est fortement concentrée dans le plan galactique où se trouve une grande proportion des nuages. *Source : ESA / Planck*

Carte des sources ponctuelles

Les sources ponctuelles observées par Planck sont listées sous forme de catalogues. Au nombre de onze, chaque catalogue correspond à une fréquence embarquée sur le satellite plus deux autres catalogues qui sont dédiés aux amas et superamas ainsi qu'aux nuages moléculaires froids. Environ 25 000 sources sont référencées, composées de sources galactiques (nuage moléculaire froid, objets du milieu interstellaire, étoiles) et extragalactiques (galaxie radio et infrarouge, blazar et amas de galaxies).

Les bandes de fréquence de HFI ont été entre autres sélectionnées pour observer des amas de galaxies à l'aide de l'effet *Sunyaev-Zel'dovich* (SZ). Cet effet apparaît lorsque les photons du CMB interagissent par diffusion Compton inverse avec les électrons libres du gaz chaud qui emplissent les amas. Les photons sont donc portés à des énergies plus élevées ce qui se traduit par un déficit de photons à basse énergie et un excès à haute énergie, par rapport au spectre du CMB. Cette méthode a amené la découverte de plusieurs dizaines d'amas non répertoriés jusque-là.

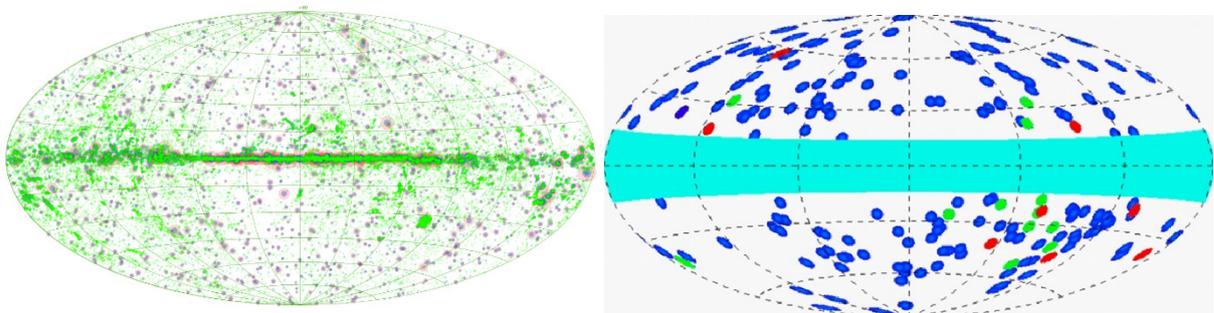


Figure 2.19 : **[A gauche]** carte réalisée d'après le catalogue listant près de 25 000 sources ponctuelles observées aux différentes fréquences de Planck. La taille des points est proportionnelle à la puissance du signal mesuré. **[A droite]** carte des amas et amas de galaxies détectés par l'effet SZ. Le bandeau central masquant la carte correspond à l'émission du plan galactique. *Source : ESA / Planck*

2.4 L'instrument HFI

Le plan focal de Planck est composé du *High Frequency Instrument* (HFI) imbriqué dans l'instrument LFI qui forme un anneau autour du premier. HFI, le plus sensible des deux instruments, est équipé d'un plan focal ou *Focal Plane Unit* (FPU) composé de 52 bolomètres observant le ciel, de 16 thermomètres et de deux autres composants (une résistance et un condensateur).

Les instruments HFI et LFI sont fortement liés, par les données traitées, mais également d'un point de vue mécanique et thermique. Ils partagent une partie du système de refroidissement, et dépendent du même environnement de fixation. Les deux instruments sont entourés d'un complexe système de refroidissement à multiples étages atteignant la température de 100 mK au niveau du FPU de HFI.

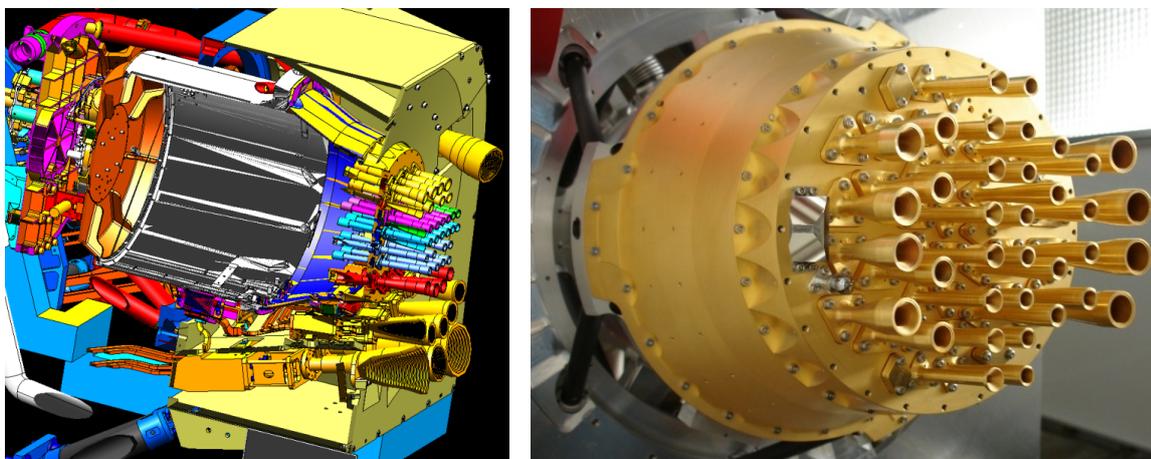


Figure 2.20 : [A gauche] coupe des instruments LFI et HFI du satellite Planck. HFI est compris à l'intérieur de LFI. On distingue LFI par ses imposants cornets. [A droite] Photo de l'instrument HFI seul, avant intégration. On ne voit ici que le dernier étage à 4K et le dernier segment des cornets. *Source : ESA / Planck HFI-LFI consortium*

2.4.1 Le système de refroidissement : la chaîne cryogénique

Le système thermique de Planck doit être très bien maîtrisé afin que le signal soit le moins possible bruité par de potentielles fluctuations thermiques. Les détecteurs doivent donc être protégés des puissances dégagées en interne par le service module et la chaîne de détection, mais également du rayonnement solaire qui chauffe l'ensemble du satellite. Le satellite est constamment exposé au soleil de manière à utiliser les cellules photovoltaïques pour produire l'énergie nécessaire au fonctionnement des systèmes embarqués. Les cellules solaires, en bas sur la Figure 2.11, atteignent de très fortes températures (400 K) tandis que les capteurs doivent opérer à une température de 0,1 K avec une stabilité de l'ordre du microkelvin.

Les *V-Grooves*, premiers remparts contre la chaleur, permettent une bonne dissipation thermique par rayonnement, mais 3 étages cryogéniques sont nécessaires à l'obtention d'une température de 0,1 K. En effet, le système à dilution (le dernier étage) fournit cette température, mais il nécessite un pré-refroidissement à 4 K afin de fonctionner. Le second étage fournissant la température de 4 K ne fonctionne, lui, qu'avec un pré-refroidissement à 20 K. Enfin, le premier étage ne peut fonctionner qu'en la présence du refroidissement passif réalisé entre autres par les *V-Grooves*.

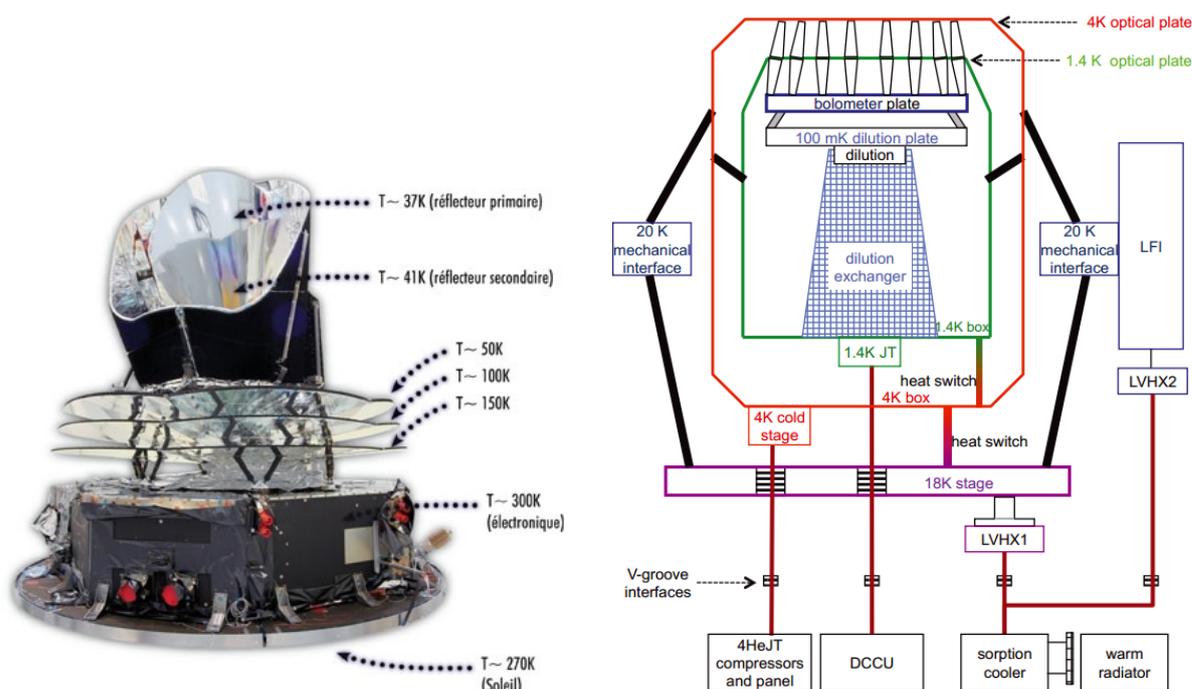


Figure 2.21 : Les températures des différentes parties du satellite. [A gauche] les températures extérieures du satellite. Source : ESA / Planck HFI consortium. [A droite] Les températures atteintes grâce à la chaîne cryogénique et les différents éléments composant HFI. Les températures réelles sont données dans la Table 2.1.

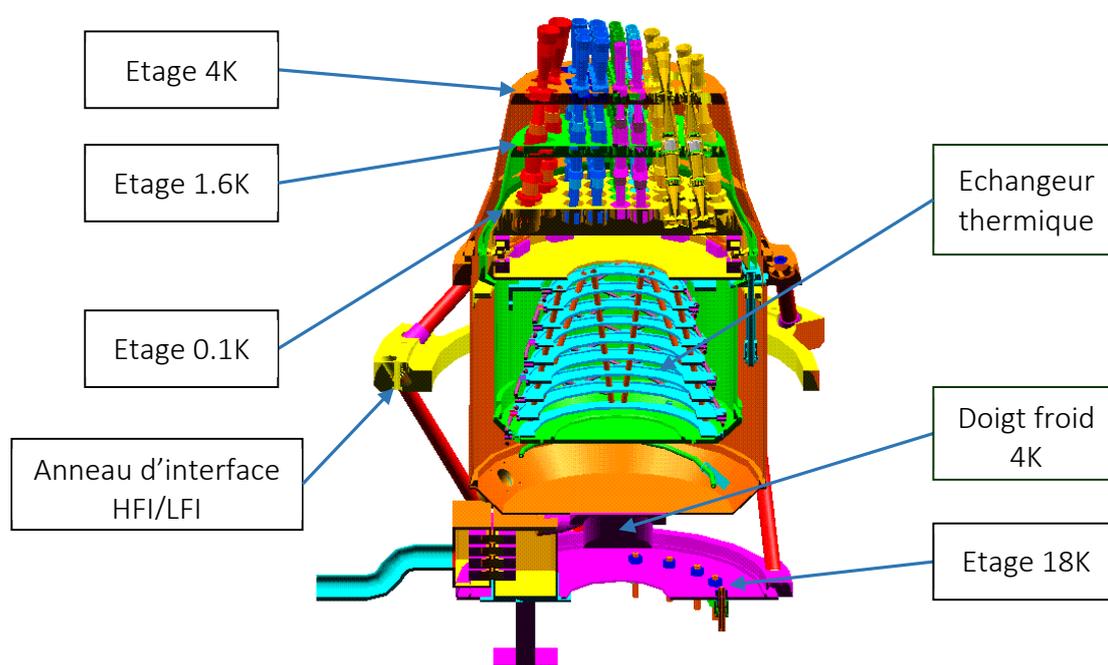


Figure 2.22 : Vue en coupe de l'instrument HFI et de ses différents étages cryogéniques (Lamarre 2004)

L'ensemble des *cryocoolers* et des étages nécessaires pour atteindre la température de 100 mK sur l'étage le plus froid, est désigné par le nom « chaîne cryogénique ». Les étages sont interdépendants et doivent tous fonctionner parfaitement pour obtenir la température de fonctionnement des bolomètres. Les systèmes sont donc parfois redondants afin de subvenir aux cas de pannes et améliorer la fiabilité du système.

Le refroidissement passif

Le satellite est chauffé par effet Joule de l'intérieur par la multitude de composants électroniques embarqués, situés principalement dans le SVM. Ce module est à une température d'environ 300 K. L'ensemble de la chaleur émise par les composants est dissipée passivement par des radiateurs. Puis, les 3 *V-Grooves* (Figure 2.11) permettent une dissipation thermique suffisante pour obtenir une température de 50 K à la base du segment instrumental du satellite.

Par la suite, ce sont les trois étages actifs qui prennent en charge le refroidissement du système.

Le Sorption Cooler System (SCS)

Ce premier étage prend appui sur le dernier *V-Groove* à 50 K pour fournir une température de 18 K. Le SCS, développé par le *Jet Propulsion Laboratory* (JPL) pour Planck, fonctionne par détente d'hydrogène dans un cycle Joule-Thomson¹⁰, mais utilise un compresseur à sorption au lieu d'un compresseur mécanique « classique ». Le principe de ce compresseur réside dans les propriétés d'un matériau ($\text{LaNi}_{4.78}\text{Sn}_{0.22}$ Hydride) pouvant absorber une grande quantité d'hydrogène à faible température et pression et qui peut, lorsqu'il est chauffé, désorber afin d'amener l'hydrogène à haute pression. L'hydrogène ayant une température d'inversion très faible, il se refroidit lors de la détente et transmet son flux de chaleur à un radiateur.

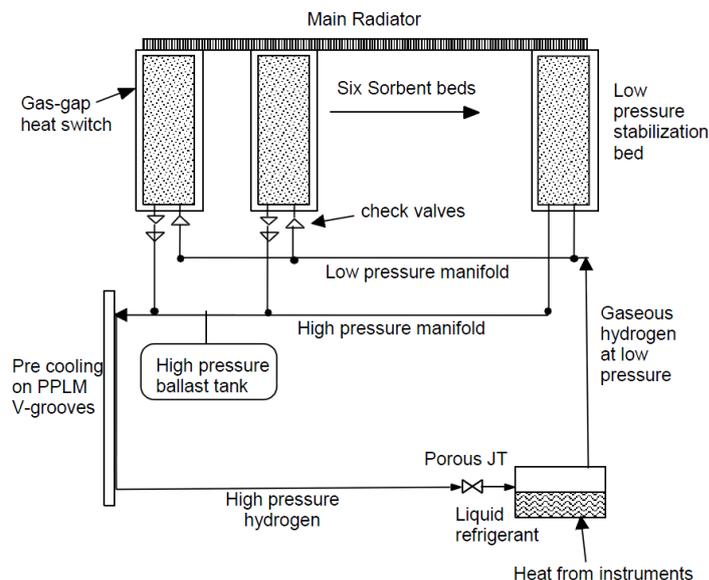


Figure 2.23 : Schéma de principe du *Sorption Cooler*. Source : ESA / Planck HFI-LFI consortium. (Lamarre 2004)

Le matériau est chauffé cycliquement par courant électrique afin de l'amener à la température de 465 K, produisant ainsi du gaz sous haute pression par intermittence et donc du froid. Afin de garder un refroidissement constant, 6 *beds* fonctionnent à tour de rôle.

¹⁰ : L'effet Joule-Thomson est basé sur l'expansion d'un gaz et sa température d'inversion. La détente d'un gaz à une température inférieure à la température d'inversion génère une diminution de sa température.

C'est sur ce système que repose le refroidissement du détecteur LFI fonctionnant à la température contrôlée de 22 K. Cette température est bien plus élevée que celle de HFI, mais en contrepartie, le SCS pouvant être régénéré un grand nombre de fois, l'instrument LFI a continué à fonctionner un an et demi de plus que HFI, jusqu'en août 2013. Ce dernier étant refroidi avec un système cryogénique ouvert, sa durée de fonctionnement était limitée comme nous le verrons dans les chapitres suivants.

Système de refroidissement 4 K

Ce second maillon de la chaîne cryogénique fonctionne sur le même principe que le *Sorption Cooler* mais utilise deux compresseurs mécaniques et fonctionne grâce à de l' ^4He au lieu de l'Hydrogène. Ce type de compresseur a déjà été utilisé pour un refroidissement à 70 K dans l'espace, mais ses caractéristiques mécaniques ont dû être totalement revues. Effectivement, un compresseur mécanique crée des vibrations. Dans le cas d'un instrument fonctionnant à 100 mK, ces vibrations se transforment en échauffement.

Afin de limiter ces vibrations, les deux compresseurs sont placés dos à dos et synchronisés afin de supprimer la majorité de la quantité de mouvement donnée au satellite. De plus un transducteur, placé entre les deux compresseurs, fournit des informations à la servocommande des pistons afin de contrôler leurs mouvements et réduire le bruit des vibrations.

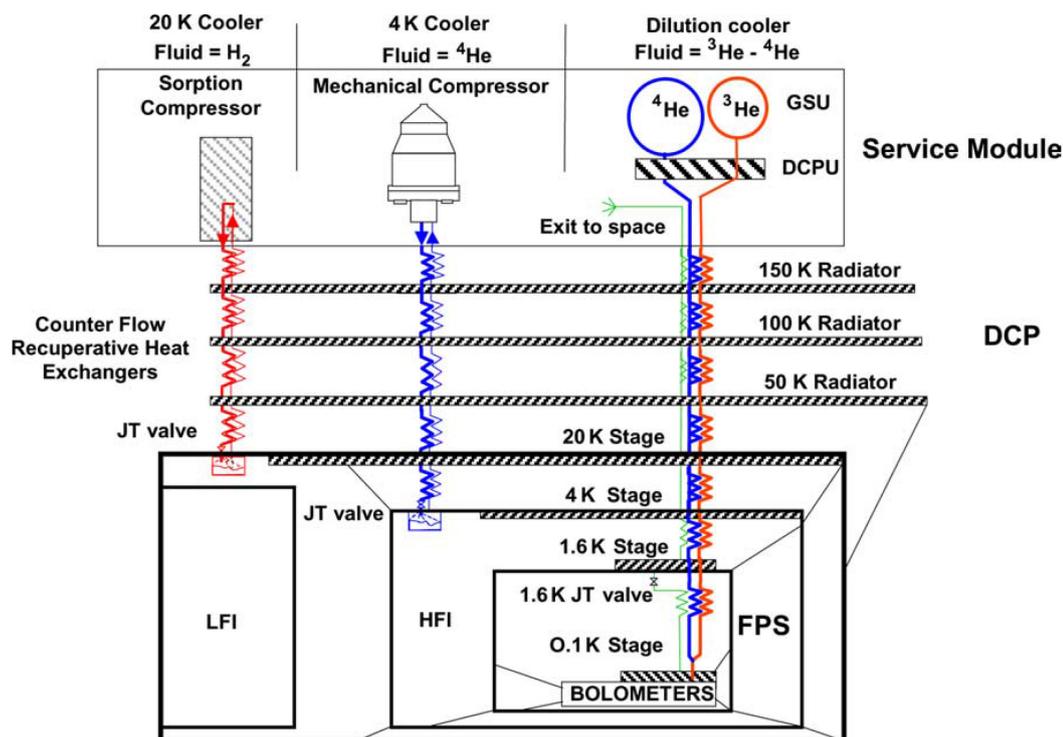


Figure 2.24 : Schéma du principe du *Dilution Cooler System* et de la chaîne cryogénique. Le SVM est en haut avec les réservoirs d' ^3He et d' ^4He , l'échangeur 100 mK en bas. On retrouve les températures des V-grooves en haut, et les différents étages refroidis par SCS (18K) et le *sorption cooler* (4K). (Triqueneaux et al. 2006)

Refroidissement par dilution

Cet étage est le système cryogénique le plus froid jamais envoyé dans l'espace sur une période de presque deux ans et demi. Il permet d'atteindre une température de 0,1 K grâce à

une dilution d'Hélium 3 gazeux dans de l'Hélium 4 superfluide (le fonctionnement d'un système à dilution est plus amplement détaillé au §A.6.1). Mais l'utilisation dans l'espace de ces deux isotopes ne permet pas leur séparation après utilisation à cause de l'absence de gravité. L'ensemble doit donc être expulsé. C'est là le principal inconvénient de ce système : en plus du coût important de l'hélium 3, la mission HFI dépend principalement de la réserve d'hélium disponible à bord. C'est ce pourquoi son fonctionnement a pris fin en janvier 2012.

Le système à dilution est donc connecté à 4 réservoirs contenant 36 000 L d'Hélium 4 et 12 000 L d'Hélium 3^{11 12}. Un premier étage de refroidissement, utilisant un cycle Joule-Thomson, refroidit l'étage 1,6 K de HFI et fournit la puissance du pré-refroidissement du second étage. Les pressions en sortie des réservoirs sont maintenues constantes à l'aide de détendeurs.

Comme le montre la Figure 2.24, l'³He et l'⁴He passent dans un premier temps à travers les différents étages réfrigérants détaillés dans les chapitres précédents afin qu'ils atteignent une température de 4 K. Puis, les deux isotopes sont mélangés en les faisant circuler dans les fins capillaires du *Heat Exchanger* en bleu clair sur la Figure 2.22. Plus de détails sur le fonctionnement d'un réfrigérateur à dilution sont disponibles au 6.1.

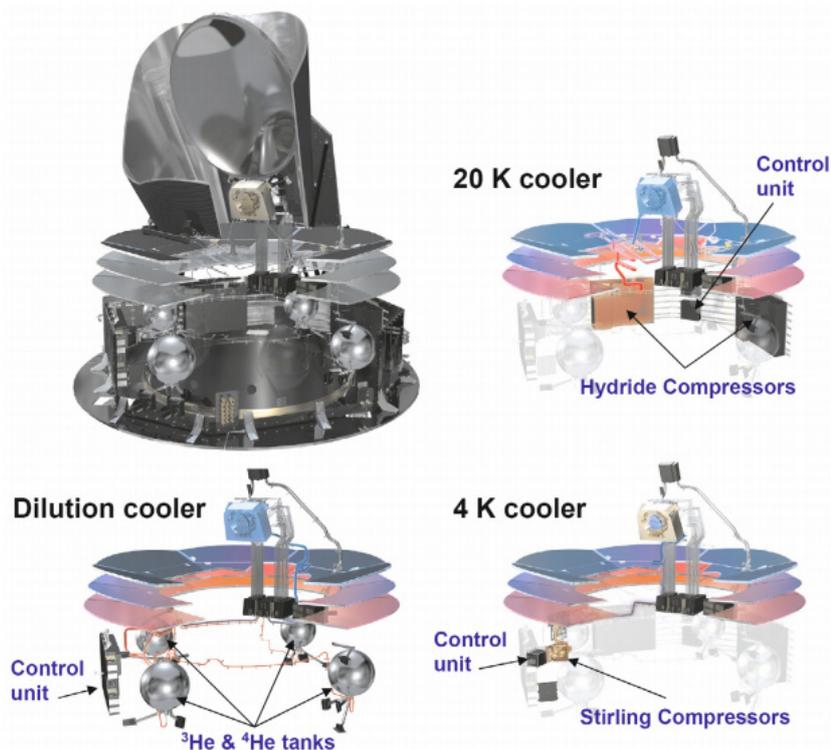


Figure 2.25 : Répartition dans le satellite des éléments composant les 3 étages de refroidissement : SCS (18 K), *Sorption Cooler* (4 K) et dilution (100 mK). Les équipements sont majoritairement compris au sein du SVM et transmettent la puissance de refroidissement grâce à un réseau de tubes. (Tauber, Mandolesi, et al. 2010).

¹¹ : Le litre d'Hélium 3 est d'environ 2000 € en 2014. Le seul remplissage de ces réservoirs aujourd'hui coûterait donc 24 M€.

¹² Le ratio 12 000 L / 36 000 L correspond au 25 % ³He / 75 % ⁴He attendu dans un système de refroidissement à dilution.

Charbon actif dans HFI

Le charbon actif (Marsh 2006) est très utilisé dans les cryopompes et les systèmes sensibles au dégazage. Il est par exemple utilisé dans les frigos à Hélium 3 pour pomper l'hélium et produire du froid. Sa grande capacité de pompage vient de sa très grande surface spécifique de l'ordre de $50 \text{ m}^2/\text{g}$. Elle est due aux nombreuses alvéoles présents dans le matériau.

Afin d'absorber les résidus d'hélium et autres gaz pendant les essais mais également en vol, du charbon actif a été ajouté sur l'étage 4 K. Placé entre deux frittés d'inco au niveau du trou de dépressurisation de HFI, le piège contient 1 g de charbon, soit 3 cm^3 . C'est la plus grande quantité présente dans l'instrument. Les charbons sont collés les uns aux autres et sur le corps du filtre à plusieurs endroits avec de la Stycast 2850 FT.

Les tests menés sur le piège à charbon (composé du corps, des deux frittés et du charbon) donnent un débit de $2 \text{ dm}^3/\text{s}$ pour une différence de pression de 40 mbar. Ce piège est le seul lien entre l'intérieur de l'instrument HFI (étages inférieurs à 4K) et le vide spatial. L'équilibre des pressions entre l'intérieur de HFI et le vide spatial n'est donc pas immédiat.

Sur l'étage 1,6 K, du charbon, mixé avec de la colle Stycast pour créer une surface rugueuse, a été placé en couronne sur l'étage 1,6K. Le but n'est pas d'adsorber l'hélium gazeux, mais de supprimer les réflexions lumineuses pouvant parasiter les observations. Le charbon est donc en faible quantité et piégé dans la colle.

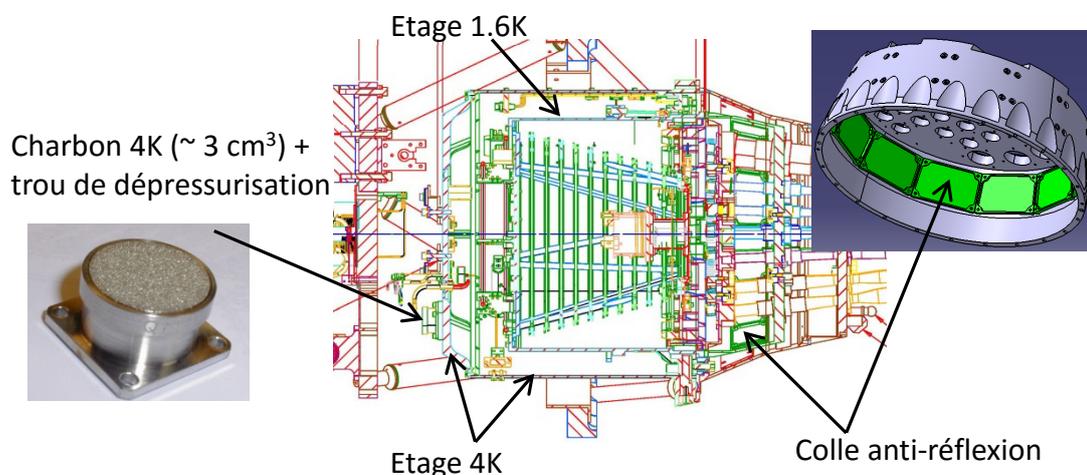


Figure 2.26 : Position du charbon actif dans HFI et de la colle anti-réflexion placée sur l'étage 1,6 K. La colle peut être considérée comme une surface poreuse et pouvant donc adsorber de l'hélium gazeux.

Caractéristiques de HFI mesurées en vol

Ci-dessous sont fournies les températures et autres caractéristiques réelles des différents composants de HFI.

Component	Number of sensors	TEMPERATURE	
		Range [K]	Mean [K]
Solar panels	6	377–398	384
SVM	3	273–294	286
Star trackers	2	262–272	267
Helium tanks	3	287–290	289
V-groove 1	2	135.6–140.2	137.9
V-groove 2	2	91.7–91.9	91.8
V-groove 3	5	45.2–47.7	46.1
Telescope baffle	4	42.1–42.7	42.3
Primary mirror	2	35.9–35.9	35.9
Secondary mirror	3	39.6–39.6	39.6
LFI focal plane	3	19.8–23.2	22.0
HFI FPU	3	18.2–18.2	18.2
HFI “4 K stage”	2	4.7–4.8	4.75
HFI “1.4 K stage”	1	...	1.393
HFI “100 mK stage”	1	0.1028	0.1028

Table 2.1 : Températures réelles des différents étages du satellite mesurées en vol (Planck Collaboration et al. 2011a).

Interface Sorption cooler- ⁴ He-JT cooler (4 K gas pre-cooling temperature)	17.2 K
Interface ⁴ He-JT cooler-dilution cooler (dilution gas pre-cooling temperature)	4.37 K
Interface 1.4 K cooler-dilution gas precooling	1.34 K
Temperature of dilution plate (after regulation)	100.4 mK
Temperature of bolometer plate (after regulation)	103 mK
Temperature of 1.4 K plate (after regulation)	1.395 K
Temperature of 4 K plate (after regulation)	4.80 K
Dilution plate PID power	24.3–30.7 nW
Bolometer plate PID power	5.1–7.4 nW
1.4 K PID power	270 μ W
4 K PID power	1.7 mW
⁴ He-JT cooler stroke amplitude	3450 μ m
Dilution cooler ⁴ He flow rate	16.19–16.65 μ mole/s
Dilution cooler ³ He flow rate	5.92–6.00 μ mole/s
Present survey life time (started 6 August 2009)	29.4 months

Table 2.2 : Températures des derniers étages régulés ainsi que des puissances injectées au sein des éléments pour réguler. Sont également présentés les débits d'³He et d'⁴He ainsi que la durée de vie estimée à 29,4 mois pour le fonctionnement de l'instrument HFI (Planck HFI Core Team et al. 2011a).

2.4.2 Les systèmes de régulation de température

Près d'une centaine de thermomètres sont répartis sur l'ensemble de l'instrument HFI, pour mesurer les températures des différents étages cryogéniques. Sont couplées à certains d'entre eux des résistances chauffantes pour former un système de régulation thermique actif, de type PID, acronyme de Proportionnelle-Intégrale-Dérivée. Des systèmes passifs sont conjointement utilisés pour garantir une stabilité thermique de l'ordre de la dizaine de nanokelvin par 0,1 Hz.

Les thermomètres Cernox

Six thermomètres de type Cernox sont répartis sur les étages de HFI entre 50 K et 100 mK comme montré sur la Figure 2.27. Ils sont principalement utilisés pour suivre la mise en froid de la cryogénie de HFI, puis la stabilité du système. La faible précision de ces thermomètres ne permet pas d'utiliser leurs données dans un objectif scientifique.

L'ensemble de ces thermomètres sont lus par une chaîne de lecture dédiée, à la fréquence de 0,4 Hz.

Les thermomètres fins

Seize thermomètres fins sont disposés sur les étages compris entre 4K et 100 mK (voir Figure 2.27), la moitié servant comme système redondant. La fréquence d'acquisition, identique à celle des bolomètres, permet une observation fine des fluctuations thermiques de la platine afin d'en corriger le signal.

Ils sont constitués d'un cube en Germanium NTD de 250 μm de côté, collé à un socle en saphir recouvert d'or. L'étalonnage des thermomètres a été réalisé à l'IAS dans le cryostat Symbol (Piat et al. 2001; Piat et al. 2002)

La sensibilité spécifiée des capteurs à 4K est de $10 \mu\text{K}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$, ceux à 1,6K de $1 \mu\text{K}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ et ceux à 100 mK de $20 \text{nK}\cdot\text{Hz}^{-0,5}$.

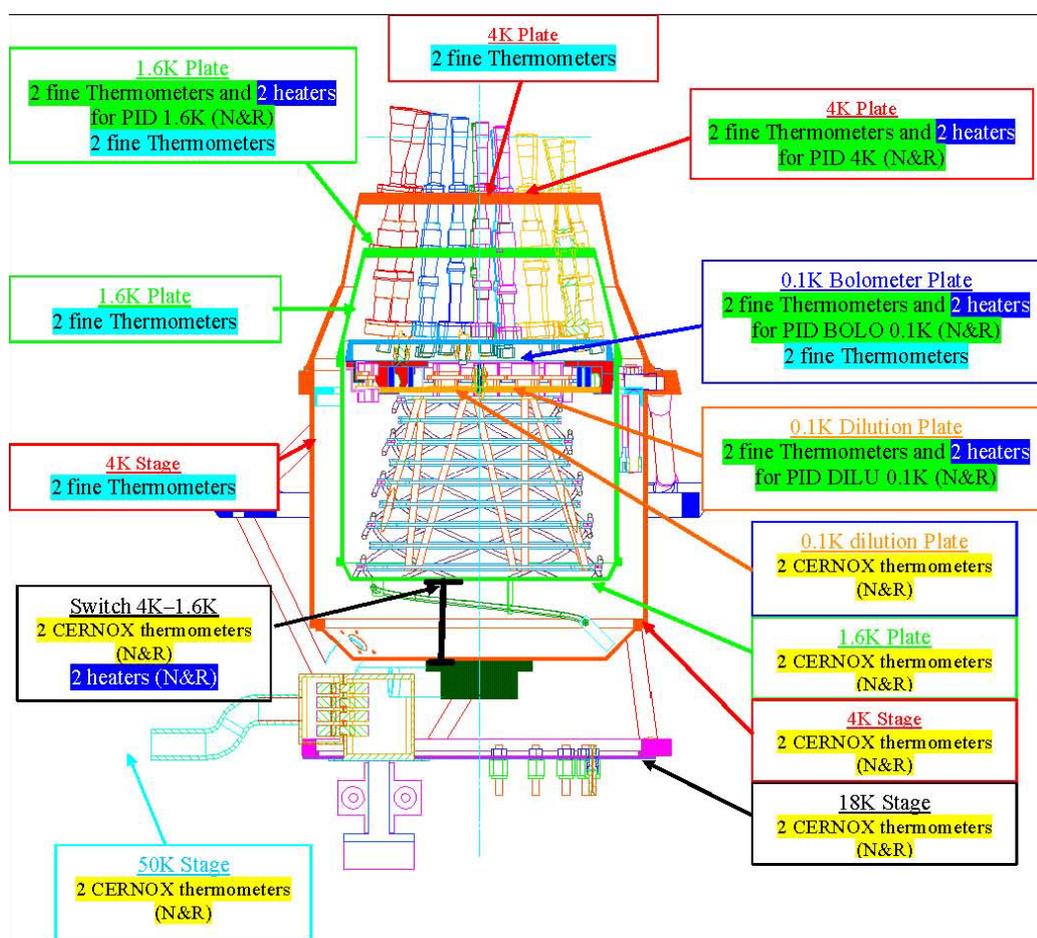


Figure 2.27 : Emplacement des Cernox et thermomètres fins sur HFI. Chaque emplacement regroupe une sonde nominale (N) et une redondante (R).

Le système de régulation passive (pieds en HoY)

Les trois pieds reliant la platine dilution à la platine bolomètre (voir Figure 2.29) sont constitués d'Holmium-Yttrium (HoY). Ce matériau a la particularité d'avoir deux types de conductance¹³ thermique : une atomique et une électronique. Ainsi, c'est le bain électronique qui communique sa chaleur aux noyaux avec un temps de relaxation de l'ordre de 10 secondes. Fabriqué avec ce matériau à partir d'une étude thermique réalisée à l'IAS (Piat 2000, p.176) les pieds fournissent une constante de temps de l'ordre de l'heure.

Cette particularité permet d'assurer un refroidissement continu de la platine bolomètre tout en assurant une température stable aux bolomètres.

Le système de régulation actif (PID)

Deux systèmes de régulation actif, ou PID pour Proportionnel-Intégral-Dérivé, assure une stabilité sur la platine dilution à laquelle est directement connectée le cryostat à dilution d'un côté et la platine bolomètre de l'autre.

La platine dilution est stabilisée à 100.4 mK à l'aide d'un PID à réponse rapide injectant une puissance comprise entre 24 et 31 nW (Planck Collaboration et al. 2011a).

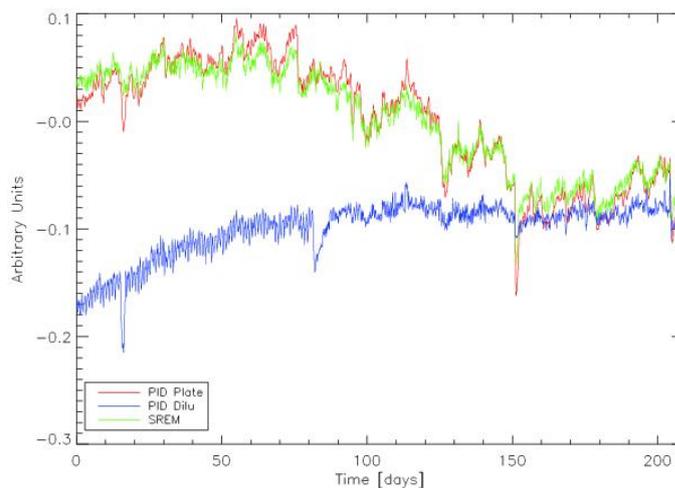


Figure 2.28 : Fluctuations des puissances de chauffage du PID platine bolomètre (rouge) et du PID platine dilution (bleu) comparées au taux de *glitches* enregistré par le SREM (vert). Les valeurs sont moyennées sur 1 jour pour les 210 premiers jours de la mission Planck/HFI et données en unité arbitraire. Le PID platine bolomètre réagit aux variations du flux de particules cosmiques entraîné par les variations de l'activité solaire (Planck Collaboration et al. 2011a).

La platine bolomètre est quant à elle régulée par un PID avec une constante de temps d'environ 30 min et une puissance de 5 nW environ. Cette constante de temps permet de ne réguler que les changements lents, comme les fluctuations liées à la variation de l'activité solaire. Ainsi, les fluctuations thermiques très lentes (d'une constante de temps de quelques minutes par exemple) ne sont que partiellement corrigés et l'effet des particules cosmiques (quelques centaines de millisecondes) n'est pas pris en compte.

¹³ La conductance thermique désigne la valeur obtenue par multiplication entre la conductivité thermique en $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ et le rapport s/l du système étudié en m. On obtient ainsi une valeur spécifique au système en $W \cdot K^{-1}$, désignée par G, mais prenant en compte les caractéristiques du matériau.

La constante de temps élevée du PID ainsi qu'un algorithme embarqué de suppression des *glitches* sur les thermomètres des PID évite la création de fluctuations thermiques engendrées par le PID. Sans ces paramètres, le PID compenserait tous les échauffements issus de l'interaction de particules avec son thermomètre.

2.4.3 Le plan focal

Platine bolomètre

Le plan focal (Tauber, Norgaard-Nielsen, et al. 2010), refroidi à 100 mK, est composé d'une platine sur laquelle sont positionnés les bolomètres. La tenue mécanique de la platine doit permettre de garantir l'alignement optique lors des variations thermiques (pendant la mise en froid par exemple). L'ensemble de cette platine est refroidi par le « doigt froid » du cryostat à dilution au travers de la platine dilution et les pieds en Holmium-Yttrium. Les différents composants et leurs connections sont montrés en Figure 2.29.

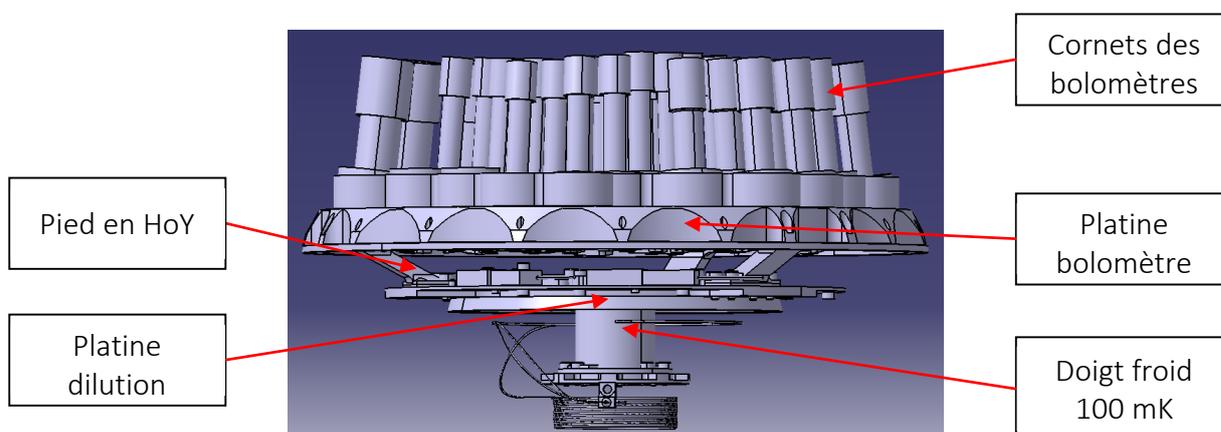


Figure 2.29 : Modèle simplifié de l'échangeur thermique, de la platine dilution et de la platine bolomètre

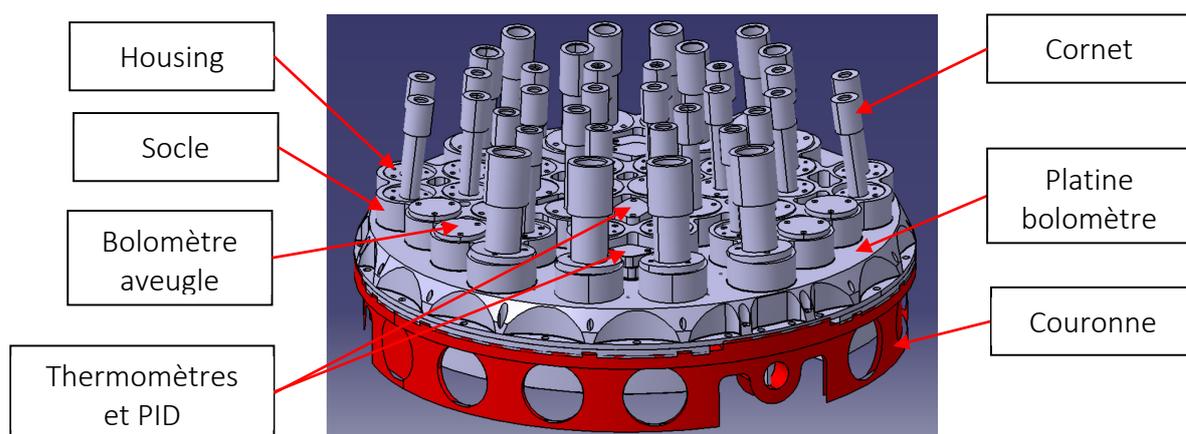


Figure 2.30 : Les différents éléments liés à la platine bolomètre avec les cornets, les *housings* et les bolomètres.

La platine bolomètre d'un diamètre d'environ 19 cm, est composée de deux matériaux : l'inox et le cuivre. Le premier, épais de 4,5 mm environ est recouvert de cuivre d'une épaisseur

de 0,5 mm. Les socles, dans lesquels sont maintenus les bolomètres, ainsi que l'ensemble de la platine, ont été réalisés en un seul bloc afin d'obtenir une rigidité maximale. L'ensemble est couvert d'une couche d'or de 250 μm . Les bolomètres, très fragiles, sont insérés dans une cavité optique et protégés par leur *housing* en cupro-béryllium qui supporte également les cornets fabriqués en cuivre. La couronne, en cupro-béryllium, est en contact direct avec la platine bolomètre puisqu'elle y est connectée par l'interface supérieure des pieds en HoY. Afin de mieux visualiser l'ensemble, la Figure 2.30 liste les éléments importants liés à la platine bolomètre.

D'un point de vue thermique, les éléments sont répartis en deux groupes séparés par les pieds en HoY (voir §2.4.2) qui régule passivement les fluctuations de température de ces deux groupes. Côté bolomètre le groupe est formé des cornets, des *housings*, de la platine bolomètre et de la couronne. De l'autre côté des pieds, la platine dilution et l'ensemble des étages froids du système cryogénique.

Le plan focal fait face à l'étage 1,6 K. Cet étage englobe également la platine dilution et tout le système « dilution » du cryocooler. L'étage 1,6 K peut être représenté par un cylindre creux et fermé d'une hauteur de 210 mm et d'un rayon de 95 mm. Il est fabriqué en cuivre et pèse environ 4,5 kg.

Systeme optique

Chacun des 36 pixels photométriques est constitué de 3 cônes, de filtres et d'un bolomètre (ou deux s'ils sont sensibles à la polarisation) comme le montre la Figure 2.31. Les deux premiers cônes tête-bêche focalisent le rayonnement réfléchi par le miroir secondaire. Ce système fixe le champ de vue du détecteur ainsi que la longueur d'onde maximale. La série de filtres (4K, 1,6K et 0,1K) sélectionne les longueurs d'onde minimales. Ces 36 cônes sont intégrés au cœur du système thermique, là où la température est la plus basse, comme cela est visible sur la Figure 2.22.

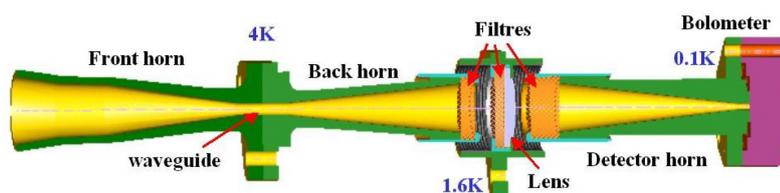


Figure 2.31 : Vue en coupe de l'optique froide associée à chaque pixel photométrique de HFI. De gauche à droite : cornet dos à dos à 4K, guide d'onde, filtre et lentille à 1,6K, filtre à 100mK, cornet 100mK, bolomètre dans son *housing*. (Ade et al. 2010)

Grandeurs caractéristiques

Ci-dessous sont listées les grandeurs caractéristiques telles que les matériaux, masses et capacités calorifiques des différents éléments composant le plan focal. Le détail sur les bolomètres est donné au chapitre suivant.

Élément	Matériau	Capacité calorifique massique ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	Masse totale (kg)	Capacité calorifique ($\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$)
Cornet	Cuivre	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-1}$	$8,1 \cdot 10^{-4}$
Housing	Cupro-béryllium	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^{-1}$	$7,5 \cdot 10^{-4}$
Platine bolomètre	Cuivre	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$
	Inox	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$7,7 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$
Couronne	Cupro-béryllium	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$
Pieds	Holmium-Yttrium électronique	32,49	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-1}$
	Holmium-Yttrium atomique	$9,6 \cdot 10^{-3}$		$2,0 \cdot 10^{-4}$
Platine dilution	Cuivre	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$9,2 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
Etage 1,6 K	Cuivre	$2 \cdot 10^{-2}$	4,5	0,1

Table 2.3 : Grandeurs caractéristiques des différents éléments composant le plan focal. Pour chaque élément on donne le matériau le composant et la capacité calorifique massique associée, ainsi que sa masse et sa capacité calorifique. Pour les cornets, les housings et les pieds, les masses et capacités calorifiques totales correspondent à la somme des caractéristiques de tous les éléments.

2.4.4 Les Bolomètres

Principe de mesure bolométrique

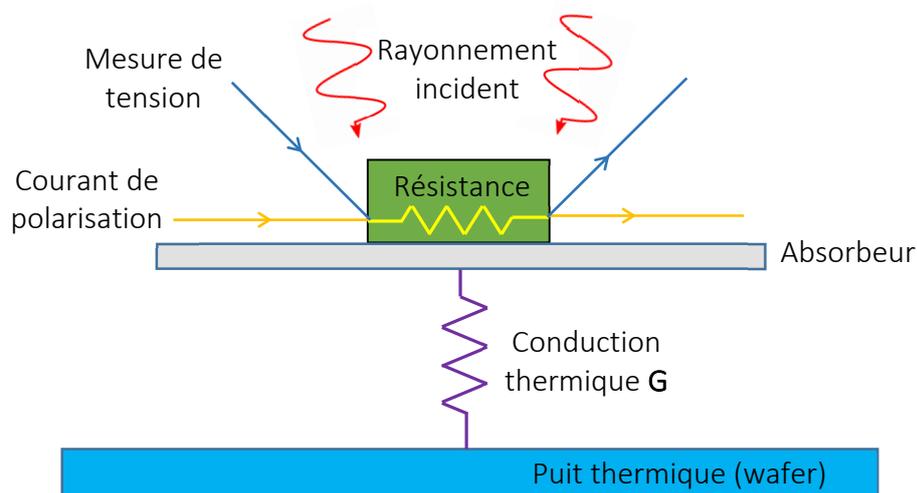


Figure 2.32 : Schéma de principe du bolomètre. Le rayonnement incident élève la température de l'absorbeur qui transmet son énergie à la résistance. La variation de son impédance sous un courant de polarisation est mesurée par une variation de tension à ses bornes.

Un bolomètre est un capteur de température associé à un absorbateur sensible au rayonnement électromagnétique (Jones 1953). L'élévation induite par le rayonnement incident élève la température de l'absorbeur qui génère un changement d'impédance du capteur. Un bolomètre tel que ceux embarqués sur Planck/HFI est composé d'un thermomètre résistif couplé à un absorbateur en grille absorbant le rayonnement incident. La résistance est polarisée

en courant, et son impédance est déterminée à partir d'une mesure de tension. L'ensemble doit être couplé à un puits thermique par une conduction thermique G suffisamment importante pour absorber la puissance reçue, mais également suffisamment faible pour ne pas transmettre les fluctuations thermiques du puits au bolomètre.

Les bolomètres de HFI

Les détecteurs de HFI sont des bolomètres d'environ $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur refroidis à 100 mK construits et testés par le Jet Propulsion Laboratory à Pasadena (NASA/JPL) (Bock et al. 1995; Mauskopf et al. 1997; Yun et al. 2004; Holmes et al. 2008). Deux types de bolomètres sont embarqués sur HFI :

- les SWB (*Spider Web Bolometer*), constitués d'un absorbeur en forme de toile d'araignée, avec en leur centre le thermomètre, sont sensibles à la température du rayonnement.
- Les PSB (*Polarization Sensitive Bolometer*), sont constitués de deux bolomètres PSBa et PSBb rectangulaires tournés l'un par rapport à l'autre d'un angle de 90° . Ils sont sensibles à la température, mais également à la polarisation du rayonnement (Jones et al. 2003; Jones et al. 2007).

HFI embarque en tout 54 capteurs bolométriques refroidis à 100 mK. Deux n'observent pas le ciel, ils sont dit « aveugles » ou « *dark* ». Ils monitorent les effets systématiques tels que les variations de température de la platine afin de supprimer ces effets des autres bolomètres et améliorer le signal scientifique. Les 52 autres capteurs sont répartis entre 20 SWB et 16 PSB (16 PSBa et 16 PSBb) et observent le ciel aux fréquences de 100 GHz, 143 GHz, 217 GHz, 353 GHz, 545 GHz et 857 GHz. Les bolomètres sont composés des éléments suivants (Holmes et al. 2008) :

- Un thermomètre en Germanium dopé par transmutation neutronique (neutron-transmutation-doped, NTD) (Haller et al. 1996) d'environ $350 \times 150 \times 30$ (épaisseur) μm^3 .
- Un absorbeur composé d'une grille suspendue en nitrure de silicium (Si_3N_4) d'éléments de $5\text{-}10 \mu\text{m}$ de largeur et moins de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La partie absorbante de la grille est recouverte d'or, matériau absorbant les photons, pour capter le rayonnement électromagnétique. L'espacement de la grille est supérieur à $50 \mu\text{m}$ afin d'absorber le rayonnement millimétrique tout en étant transparent aux longueurs d'onde plus faibles et réduire l'interaction avec les particules cosmiques.
- Un *wafer* (*silicon die*) en silicium sur isolant ¹⁴ (*Silicon On Insulator*, SOI) recouvert d'un dépôt de Si_3N_4 de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Il soutient la grille par 12 pieds (dont 2 supportant la connectique de la résistance) et sert de lien thermique avec l'absorbeur. Le ou les pads en or (dépendant du type : PSB ou SWB) sur lesquels sont soudés les connecteurs

¹⁴ Le silicium sur isolant (ou SOI) est constitué d'une couche de silicium et d'une couche d'isolant tel que le saphir, le dioxyde de silicium ou de l'air.

assurent le contact électrique de la résistance. La forte capacité calorifique de cet élément lui permet d'emmagasiner une importante quantité d'énergie sans chauffer.

- Un *backshort*, situé sous l'absorbeur, soutient le *wafer* et améliore l'absorption du rayonnement par la grille. Placé à $\lambda/4$ de distance de l'absorbeur, le *backshort* permet de renvoyer la partie non absorbée de l'onde incidente vers l'absorbeur. Pour cela, il est absolument essentiel de s'assurer d'un alignement optimal.
- Un circuit imprimé, ou *Printed Wiring Board* (PWB) est monté à l'arrière du *backshort*, en direction opposée au *wafer*. Il intègre l'électronique nécessaire (inductance et capacité) à l'atténuation des signaux radiofréquences avant leurs corrections au niveau du bolomètre.
- Une traversée, ou *feedthrough*, élément présent seulement sur les PSBa, relie électriquement le pad en or du PSBa au PWB. Le fil, suspendu par de l'époxy, passe dans un cylindre collé à l'époxy sur le *backshort*. Cette technique permet une excellente atténuation du *cross-talk* électrique avec le PSBb.
- Un boîtier composé du *housing* et du *cover*. Le *housing*, fabriqué en Cupro-Béryllium, maintient le *wafer* des SWB ou des PSBa. Le *cover*, en Cupro-Béryllium également, est installé à l'arrière du *backshort*. Il protège le PWB et supporte le connecteur.

Le procédé de fabrication est donné en Annexe A.1

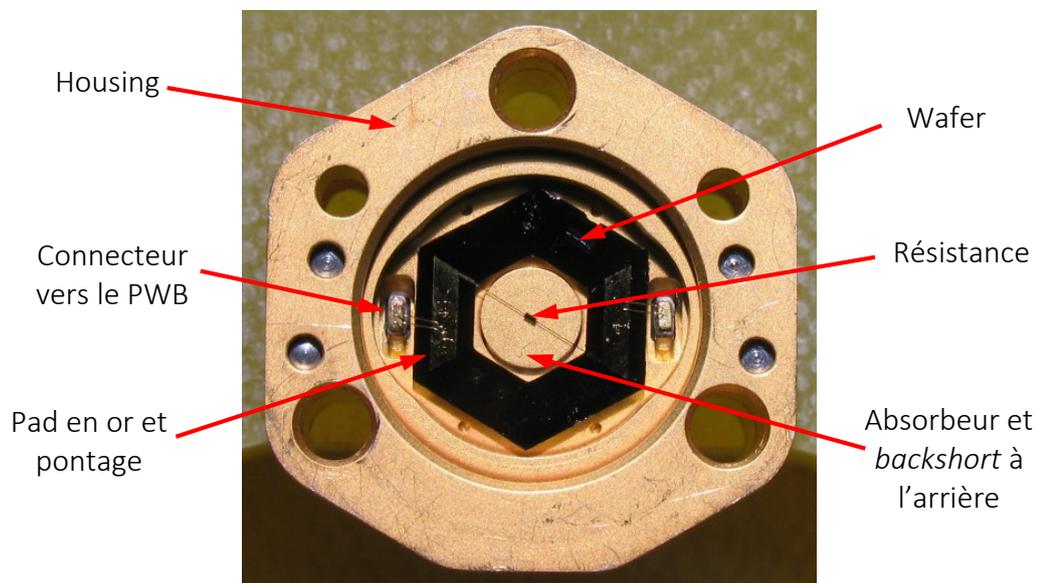


Figure 2.33 : Photos et détails des composants d'un des bolomètres SWB embarqué sur Planck/HFI. Les bolomètres PSB contiennent les mêmes éléments, mais sont positionnés différemment pour certains.

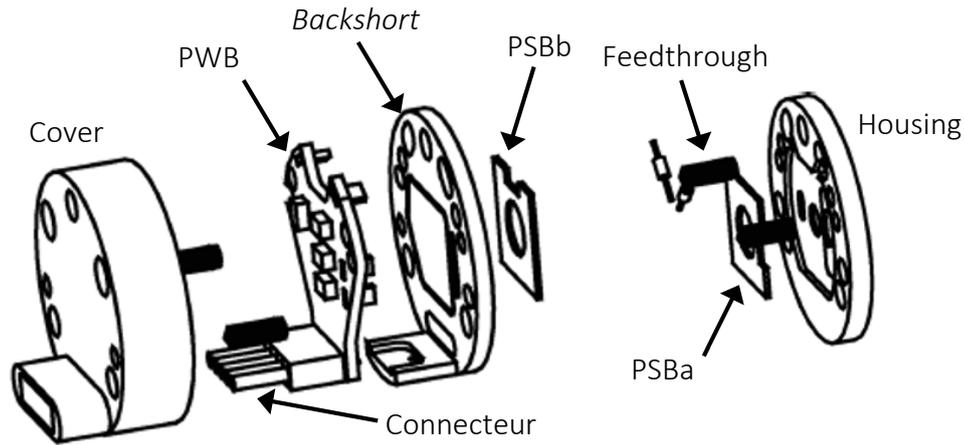


Figure 2.34 : Vue éclatée d'un PSB composé de deux bolomètres et des différents éléments listés précédemment (Holmes et al. 2008).

Grandeurs caractéristiques

A chaque type de bolomètre (PSB ou SWB) et chaque fréquence d'observation correspond une géométrie particulière basée principalement sur l'absorbeur dont l'espacement de la grille dépend de la longueur d'onde observée. Les bolomètres de même type et fréquence sont identiques. Cette diversité dans la mesure permet la séparation de composantes (voir §2.2.3) nécessaire à l'analyse des données.

Les bolomètres montés sur HFI sont extrêmement complexes de par leur fabrication. Ce sont les dimensions et les propriétés des matériaux composant le bolomètre qui font sa sensibilité et garantissent son bon fonctionnement. Ainsi, réaliser un modèle thermique fin des bolomètres nécessite une grande attention. Néanmoins, les principales caractéristiques et grandeurs sont connues, elles sont données dans la Table 2.4 et la Table 2.5.

Freq	Type	NTD	Wafer			Grille		Gold pad	
		Surface	Epais.	Die masse	Si die surf.	Nitride surf.	Epaisseur Nitride	Absorber Au	Epaisseur Au
GHz		mm ²	μm	mg	mm ²	mm ²	μm	angström	angström
100	PSB	0,05	350	35	43	1,17	1,2	95	3000
143	SWB	0,05	350	33	41	0,58	1,0	150	3000
143	PSB	0,05	350	40	49	0,53	1,2	95	3000
217	SWB	0,05	350	23	28	0,15	1,2	175	3000
217	PSB	0,05	350	40	49	0,53	1,2	95	3000
353	SWB	0,05	350	25	30	0,12	1,0	125	3000
353	PSB	0,05	350	40	49	0,50	1,2	95	3000
545	SWB	0,05	350	25	31	0,48	1,0	/	3000
857	SWB	0,05	350	25	31	0,40	1,0	/	3000

Table 2.4 : Tailles caractéristiques des éléments composant les différents bolomètres embarqués sur l'instrument HFI.

Éléments	Capacité calorifique [J/K]
Grille + thermomètre	$1 \cdot 10^{-12}$
Pad en or	$1 \cdot 10^{-10}$
Wafer	$1 \cdot 10^{-11}$
Housing	$1 \cdot 10^{-4}$

Table 2.5 : Ordres de grandeur des capacités calorifiques des éléments composants le bolomètre

Liens thermiques au sein d'un bolomètre

Les liens thermiques au sein d'un bolomètre sont très complexes à modéliser à cause de l'encombrement très réduit du système et des incertitudes, faibles mais significatives, sur les géométries et masses des composants. La sensibilité est telle qu'une infime variation de masse peut engendrer une erreur non négligeable dans le calcul des liens thermiques. Néanmoins, on peut établir un modèle thermique général (Figure 2.35) reliant les principaux éléments du bolomètre.

Dans le cas d'un dépôt d'énergie dans le *wafer*, la chaleur est transmise vers l'absorbeur puis le thermomètre. Une fluctuation thermique de la platine entraîne un chauffage du bolomètre via le *housing* et sa connectique, puis par le fil d'un côté et le *wafer* de l'autre. C'est cette complexité, avec la multitude de liens entre les éléments qui complique réellement le travail de modélisation. Cette situation a orienté l'étude des bolomètres par expérimentation, détaillée dans les chapitres suivants, en plus des simulations.

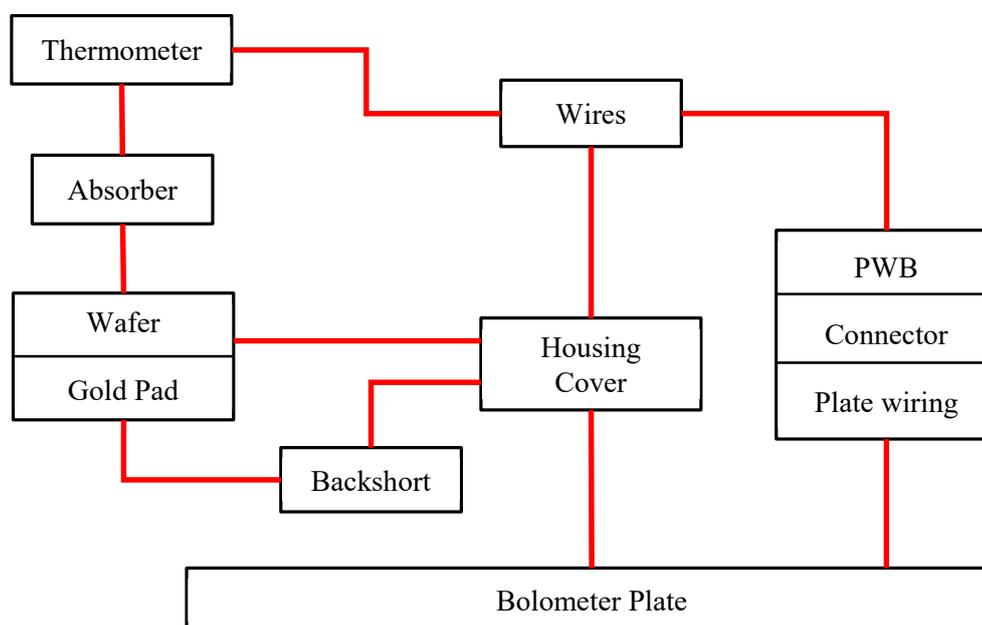


Figure 2.35 : Modèle thermique d'un bolomètre SWB. Tous les éléments sont détaillés dans le §2.4.4. Chaque élément est thermiquement décrit par sa capacité calorifique et sa diffusivité thermique. Chaque lien thermique représente une conductance.

Sensibilité

Les bolomètres ont été construits suivant un cahier des charges précis, mais ce n'est qu'après les tests réalisés en vol que les caractéristiques réelles ont pu être mesurées. Elles

sont regroupées dans la Table 2.6. Ainsi, les données de trois détecteurs, ne fonctionnant pas de manière nominale, ont été écartées de la fabrication des cartes.

La sensibilité des détecteurs est donnée par la puissance équivalente de bruit (Noise-Equivalent Power, NEP). Elle correspond à l'amplitude de la fluctuation de puissance équivalente en entrée de l'instrument (en Watt) qu'aurait une fluctuation de puissance d'écart type σ (autour d'une valeur moyenne donnée) pour une mesure avec un temps d'intégration d'environ $\frac{1}{2}$ seconde, c'est à dire une bande passante de 1 Hz. Elle est donnée en $W/Hz^{1/2}$.

	100 GHz	143 GHz	217 GHz	353 GHz	545 GHz	857 GHz
Longueur d'onde (mm)	3	2,10	1,38	0,85	0,55	0,35
Nombre détecteurs sensibles à la polarisation (traités ^a)	8 (8)	8 (8)	8 (8)	8 (8)		
Nombre détecteurs non sensibles à la polarisation (traités ^a)		4 (3)	4 (4)	4 (4)	4 (3)	4 (3)
Fréquence moyenne centrale (GHz)	100	143	217	353	545	857
FWHM du faisceau (arc-min)	9,37	7,04	4,65	4,43	3,80	3,67
Ellipticité moyenne	1,18	1,03	1,14	1,09	1,25	1,03
NEP moyenne ($10^{-17} W \cdot Hz^{-1/2}$) ^b	1,2	1,4	1,4	1,5	3,4	3,7

Table 2.6 : Caractéristiques principales des bolomètres. Ces informations sont compilées à partir de (Planck HFI Core Team et al. 2011a) et (Planck Collaboration et al. 2011b). [a] les bolomètres 143-8, 545-3 et 857-4 ont été retirés du traitement des données. Ces trois détecteurs sont soumis à des signaux télégraphiques aléatoires (*Random Telegraphic Signals, RTS*) plus connus sous le nom de « pop-corn ». Cet effet s'observe par un changement aléatoire de la ligne de base du signal du bolomètre. [b] La NEP moyenne est calculée pour chaque groupe de fréquence.

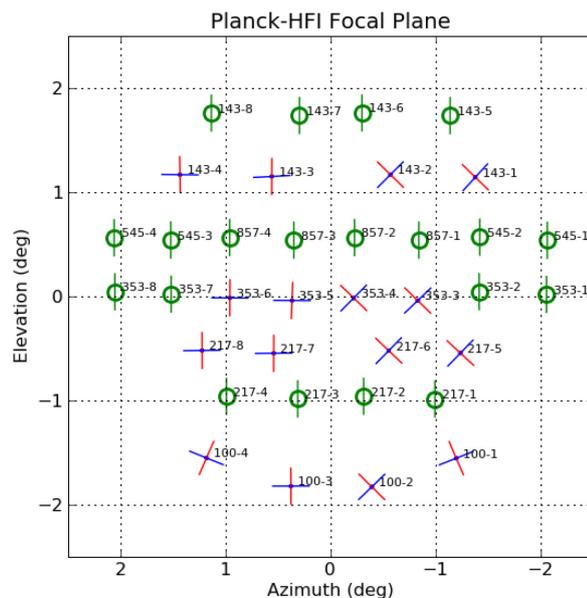
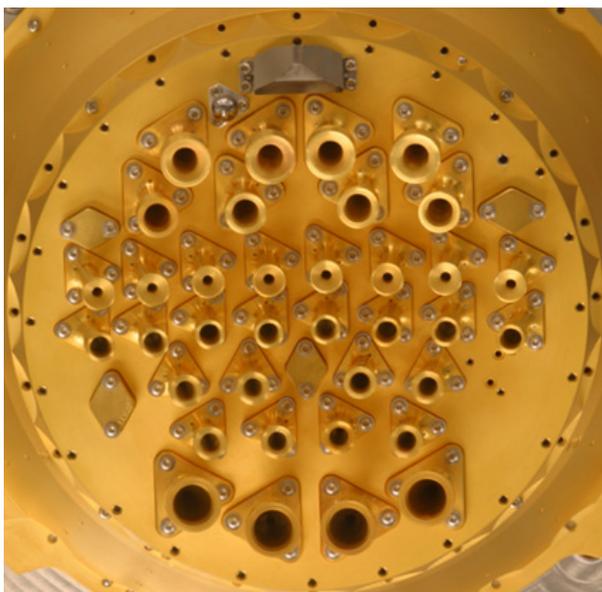


Figure 2.36 : [A gauche] photo du plan focal de HFI à 4K incluant les cornets. [A droite] dénomination et disposition des bolomètres sur le plan focal. Les SWB sont représentés par des cercles et les PSB par des croix. Les différentes orientations des PSB permettent d'observer les composantes de la polarisation du rayonnement. Source : ESA / Planck

Nbelt / Nchannel	0	1	2	3	4	5
0	100-1a	100-1b	143-1a	143-1b	217-1	353-1
1	143-5	217-5a	217-5b	353-2	545-1	Dark 1
2	100-2a	100-2b	217-2	353-3a	353-3b	857-1
3	143-2a	143-2b	353-4a	353-4b	545-2	857-2
4	100-3a	100-3b	143-6	217-6a	217-6b	353-7
5	143-3a	143-3b	217-3	353-5a	353-5b	545-3
6	143-7	217-7a	217-7b	353-6a	353-6b	857-3
7	143-8	217-8a	217-8b	545-4	857-4	Dark 2
8	100-4a	100-4b	143-4a	143-4b	217-4	353-8
9	Ther_0.1K 1	Ther_PID2 N	Ther_PID1 N	Ther_PID1.6 N	Ther_1.6K 1	Ther_PID4 N
10	Resistor	Capa 2	Ther_0.1K 2	Ther_PID1.6 R	Ther_4KH 1	Ther_4KL 1
11	Ther_PID2 R	Ther_PID1 R	Ther_1.6K 2	Ther_PID4 R	Ther_4KH 2	Ther_4KL 2

Table 2.7 : Organisation de la chaîne de lecture des données de HFI. Chaque colonne correspond à une ceinture. Chaque ceinture intègre 6 voies.

2.4.5 Lecture des bolomètres

Chaîne de lecture

Les données scientifiques transmises par HFI sont reportées en 72 voies regroupant les mesures de 54 bolomètres, mais également celles de 16 thermomètres fins dans une gamme de $10\text{ M}\Omega$, 1 résistance de $10\text{ M}\Omega$ et 1 capacité de 100 pF .

Une architecture de lecture stable à basse fréquence (jusqu'à $0,1\text{ Hz}$) a dû être développée pour répondre aux besoins de la mission Planck/HFI concernant entre autres la sensibilité et les températures de fonctionnement (Gaertner et al. 1997). Les bolomètres doivent fonctionner à la température de 100 mK , au contraire de la chaîne électronique qui fonctionne à 300 K . La distance entre les deux extrémités est d'environ 10 m ce qui peut induire d'importantes interférences électromagnétiques. Pour diminuer ces perturbations, la chaîne de lecture est divisée en 3 blocs : la boîte JFET (*Junction Field Effect Transistor*) sur l'étage 50 K , le PAU (*Pre-Amplifier Unit*) à 300 K , et le REU (*Readout Electronic Unit*) au bout de la chaîne. Chaque bloc est constitué de 12 ceintures (*belt*) de 6 voies (*channel*) distribuées comme présenté par la Table 2.7.

La JFET réalise l'adaptation d'impédance entre les thermomètres froids (dizaine de $\text{M}\Omega$) et l'électronique chaude de lecture (quelques $\text{K}\Omega$).

Le PAU amplifie le signal en sortie de la JFET.

Le REU contrôle la polarisation en courant des bolomètres ainsi que la numérisation des 72 signaux analogiques à la fréquence d'échantillonnage de $180,4\text{ Hz}$. Les données sont liées à

un objet temps, le *Time Of Sample* (ToS). Il est compté en CUC (*CCSDS Unsegmented Time Code*) à bord du satellite, puis transformé en nanosecondes à partir du 1er janvier 1958 à minuit. Un échantillon de données correspond à environ 4,5 ms.

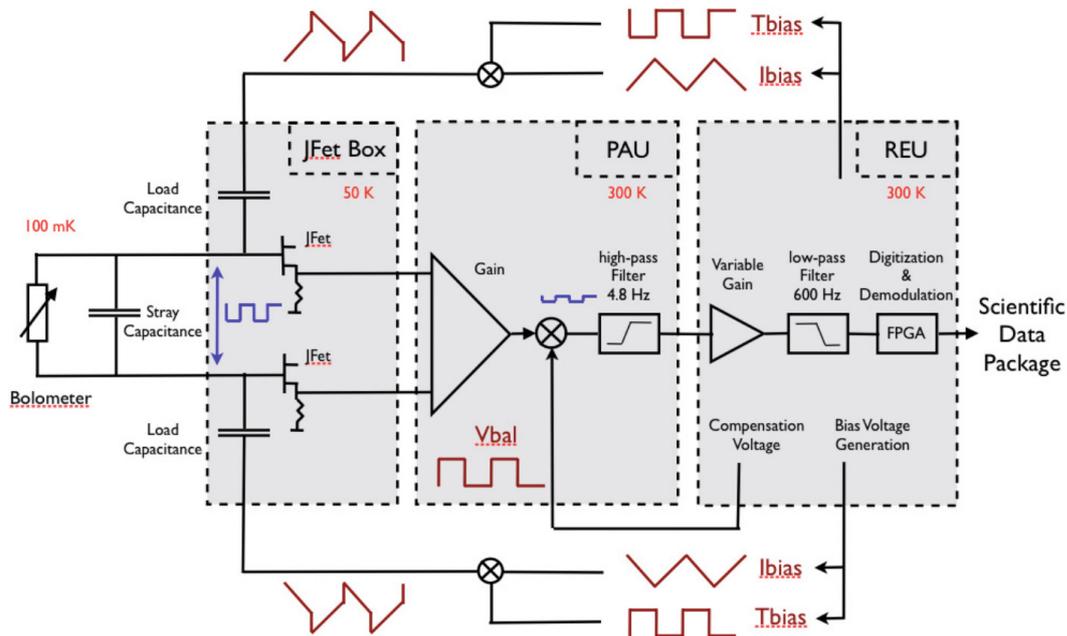


Figure 2.37 : Schéma de principe de la chaîne de lecture. On y retrouve un capteur à gauche et la transmission des données à droite. Au milieu se trouvent les 3 blocs de la chaîne de lecture mais également les signaux de polarisation du bolomètre envoyés par le REU. *Source : ESA / Planck*

Le signal des bolomètres

Les données reçues sont traitées indépendamment pour chaque bolomètre et sont ordonnées en temps (*Time Ordered Information, TOI*). Le processus mis en œuvre entre la réception des données et la fabrication des cartes est découpé en niveaux (*level*) L1, L2 et L3 comme montré sur la Figure 2.38. Le niveau 1 construit la base de données, tandis que les niveaux 2 et 3 produisent des cartes après correction du signal. Plus d'informations sont fournies dans la publication (Planck HFI Core Team et al. 2011c).

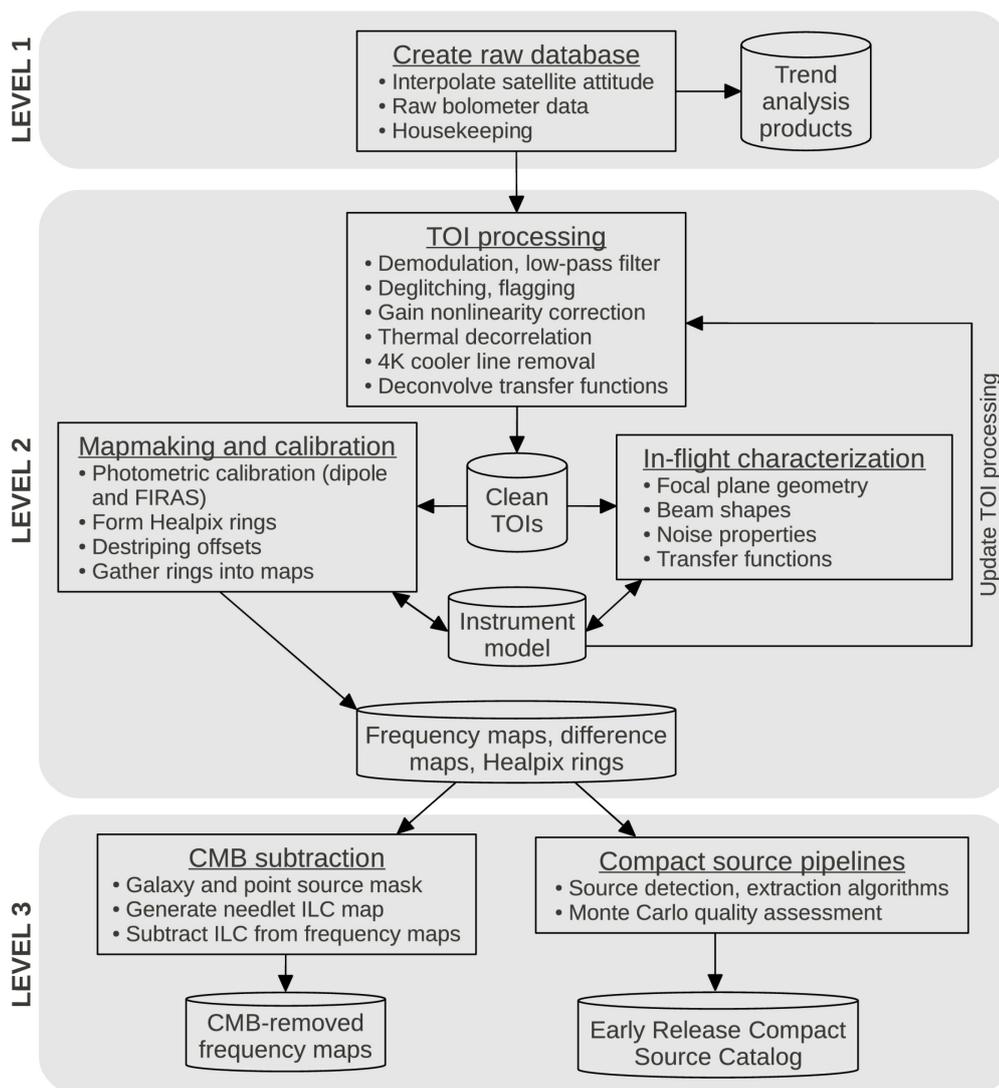


Figure 2.38 : Diagramme du processus mis en place pour le traitement de données transmises par HFI. Le niveau 1 (L1) crée une base de données à partir du signal échantillonné transmis par Planck. Le niveau 2 construit les cartes pour les 6 fréquences de HFI en s'appuyant sur un *Instrument Model* (IMO). Le niveau 3 récupère ces cartes et en dérive les produits astrophysiques finaux (séparations de composantes).

Avant traitement par L2 et L3, les données permettent d'observer plusieurs phénomènes émettant dans les mêmes gammes de fréquences que celles utilisées par HFI comme expliqué au §2.2.3. La galaxie (Figure 2.39) est la source principale qui masque le CMB. Est également observé l'effet du dipôle (Figure 2.39), causé par le déplacement relatif du satellite par rapport au référentiel cosmologique (voir §2.2.3). Les observations des planètes contribue à la calibration de l'instrument (Planck Collaboration et al. 2014a).

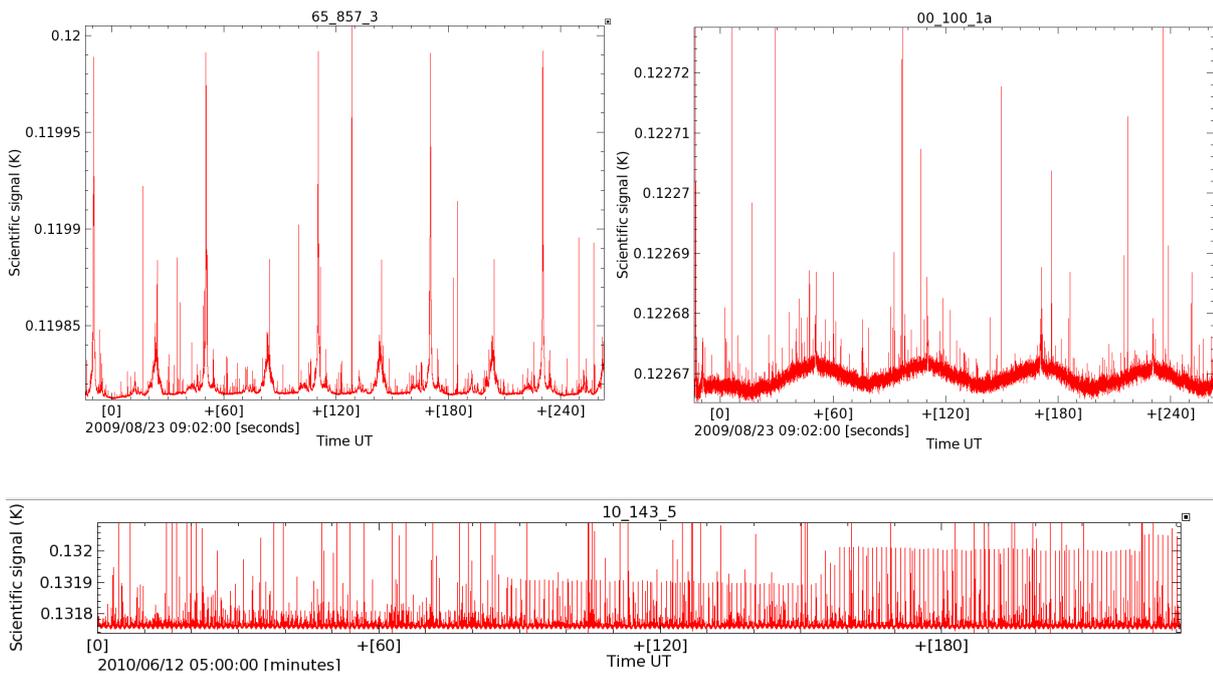


Figure 2.39 : Température en Kelvin des bolomètres 65_857_3, 00_100_1a et 10-143_5 en fonction du temps à différents instant de la mission. **[A gauche]** le signal d'un bolomètre d'une fréquence de 857GHz sur 4 minutes. On observe le passage du centre et de l'anti-centre de la galaxie chaque minute, soit la vitesse de rotation de Planck sur son axe. **[A droite]** observation du dipôle par un bolomètre à 100 GHz. **[En bas]** le passage d'Uranus devant HFI.

Sources de bruit

Le bruit observé dans les données issues des mesures des bolomètres de HFI est une combinaison de plusieurs sources (Planck HFI Core Team et al. 2011b) :

- Le bruit de photon, soit le bruit blanc filtré par le temps de réponse du bolomètre, l'électronique de lecture et le traitement de données
- Le bruit électronique (Johnson), généré par l'agitation des électrons aux bornes des résistances du bolomètre
- Le bruit produit par l'étage de refroidissement 4 K qui utilise des compresseurs mécaniques générant des vibrations et des interférences EMC
- L'énergie déposée par les particules cosmiques sur les différents éléments composant le bolomètre
- Un excédent de bruit basse fréquence principalement lié aux fluctuations thermiques, présent en dessous de 0,1 Hz.

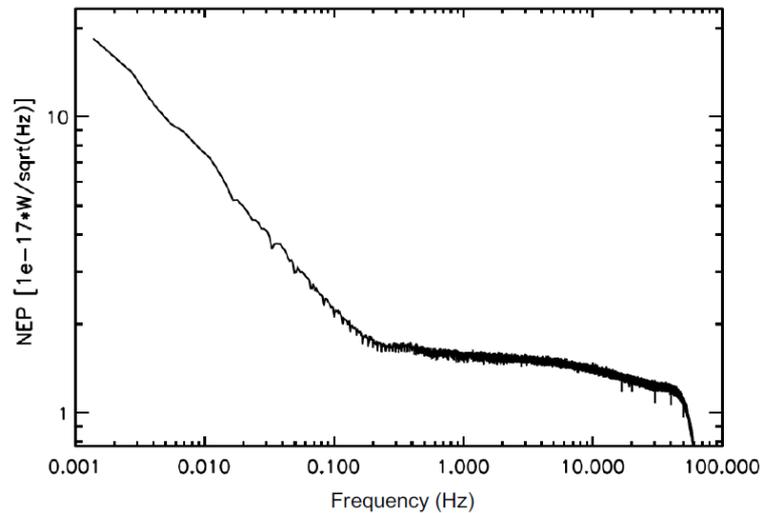


Figure 2.40 : Spectre de puissance en amplitude pour le bolomètre 143-5 résultant d'un empilement des données de 200 rings (Planck HFI Core Team et al. 2011b).

2.5 Conclusion

La mission Planck/HFI a été un réel succès scientifique et technique. Les données récoltées pendant 2 ans et demi, soit 5 balayages du ciel, ont permis de réaliser la carte du fond diffus cosmologique la plus précise qu'il soit. De nombreux résultats scientifiques ont découlé des observations tels que les quantités des éléments composant l'univers ou encore la cartographie des sources ponctuelles.

Ces résultats n'ont pu être obtenus que grâce à l'incroyable précision de l'instrument et de ses 54 bolomètres répartis sur le plan focal, refroidis par une longue chaîne cryogénique jusqu'au système à dilution à circuit ouvert limitant la durée de la mission dans le temps.

Le fonctionnement des bolomètres et les liens thermiques entre leurs composants, doivent être étudiés en détail pour analyser l'impact de l'interaction des particules cosmiques avec eux.

Chapitre 3 - Impact direct des particules cosmiques sur les détecteurs de HFI

3.1 Introduction

L'interaction des particules cosmiques sur les détecteurs cryogéniques est le cœur du travail de cette thèse. Dans ce chapitre, je l'étudie dans sa forme directe avec les bolomètres de Planck/HFI. J'y décris les différents signaux issus de l'interaction des particules avec les détecteurs, appelés *glitches*, et les moyens mis en œuvre pour les détecter et les supprimer (§3.2.2). Ces relevés m'ont permis d'étudier les variations du taux d'évènements journaliers au cours de l'année (§3.2.3) et d'en déduire les sources principales de ces *glitches* (§3.2.4)

Concernant les sources de formation des *glitches*, je décris l'importante étude, analytique (§3.2.4) puis expérimentale (3.3.1), réalisée afin de départager deux hypothèses de sources de *glitches* répondant au fort flux observé : la création de *glitches* par le *wafer* du bolomètre et la création de gerbes de particules.

Enfin, j'expose l'expérience que nous avons réalisée à l'institut Néel visant à étudier l'effet du transport de l'énergie par phonon balistique au sein du silicium composant le bolomètre et expliquant la formation des *glitches* longs (§3.3). Cette étude a été principalement segmentée en trois parties : d'abord la calibration en énergie du détecteur avec une source X (§3.3.5). Puis les mesures de la réponse des bolomètres au dépôt d'énergie de particules α émis par une source radioactive. Enfin la réalisation des mêmes mesures sur le même bolomètre, mais dont la surface de passage des phonons balistiques au sein de silicium est modifiée (§3.3.6).

3.2 Les *glitches* sur HFI

3.2.1 Introduction

Comme vu au §1.3.4, les particules cosmiques déposent de l'énergie en traversant les matériaux de toutes sortes. L'énergie déposée dépend de la particule et de son énergie, ainsi que de l'épaisseur, de la densité et du numéro atomique du matériau. Les particules cosmiques, en très grand nombre dans l'espace et au point L2 (§1.3.2), interagissent donc avec l'ensemble du satellite Planck et de ses instruments.

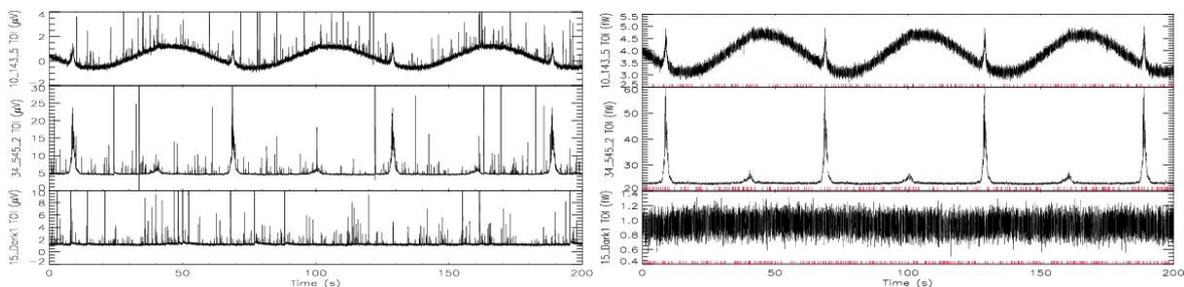


Figure 3.1 : TOI de trois bolomètres (de haut en bas : 143-5, 545-2 et Dark1) illustrant leurs comportements face aux différents effets. On observe le dipôle sur le 143-5, le centre et l'anti-centre de la galaxie sur le 545-2 et les fluctuations thermiques de la platine sur le *Dark* (qui n'observe pas le ciel) (Planck HFI Core Team et al. 2011c). [A gauche] sont donnés les résultats bruts pour chacun des bolomètres. [A droite] les TOI sont traités et les *glitches* supprimés. Les données signalées sont marquées par un trait rouge en bas de chaque graphique.

Plus particulièrement, dans le cas de Planck/HFI, ces particules interagissent avec les bolomètres en y déposant tout ou partie de leur énergie dans les matériaux les composant. En déposant de l'énergie, les particules produisent un échauffement du capteur qui se traduit par des pics d'énergies visibles dans les données comme montré en Figure 3.1. Ces pics sont appelés *glitches*.

Plusieurs types de *glitches* ont été repérés et catalogués comme *long*, *court* et *lent*. Chacun est associé à plusieurs constantes de temps de descente dont la durée totale atteint plusieurs secondes. Ce signal thermique, non négligeable, ne peut être simplement signalé et supprimé des données, car cela entraînerait une perte de données non acceptable.

3.2.2 Détection et suppression des *glitches*

Typologie

Comme dit précédemment, les *glitches* sont répartis entre trois familles : long (*long*), court (*short*) et lent (*slow*). Ces séparations sont le résultat de plusieurs années de travail, d'analyse de données (Planck Collaboration et al. 2014b) ou expérimental (Catalano et al. 2014).

Ces familles sont définies par les constantes de temps de la descente en température des *glitches* représentée par une équation de décroissance exponentielle du type :

$$P(t) = \sum_{i=1}^N A_i \times e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad (3.1)$$

À ce jour, 8 constantes de temps sont prises en compte pour soustraire du signal les *glitches*. Les principales, avec leurs amplitudes, sont données dans la Table 3.1. Les valeurs des constantes de temps sont estimées en ajustant un modèle basé sur l'équation (3.1) à un empilement d'un grand nombre d'évènements de même famille.

Constante de temps	Glitch court	Glitch long	Glitch lent
1ère	5 ms	5 ms	/
2ème	/	50 ms	50 ms

Table 3.1 : Principales constantes de temps des *glitches*. Données tirées de (Planck Collaboration et al. 2014b)

La montée en température du *glitch* n'est pas étudiée car la fréquence d'acquisition à 180 Hz (5,56 ms) n'est pas assez élevée pour observer une variation de la constante de temps de montée. On ne peut ainsi définir la constante de temps de montée que comme inférieure à 5 ms, et ce quel que soit le type de *glitch*.

Chaque type de *glitch* correspond à un effet thermique bien particulier créé au sein du bolomètre. Ils sont décrits ci-dessous et récapitulés au sein de la Figure 3.2. Ces trois types de *glitch* ont été obtenus par empilement de nombreux évènements afin de faire ressortir les constantes de temps principales. Ces résultats sont à mettre en lumière avec les informations données dans la partie « Liens thermiques au sein d'un bolomètre » du §2.4.4.

- Les courts, très rapides dans leur descente, sont liés à une interaction entre la particule et le centre du bolomètre (grille, thermomètre). La chaleur se diffuse rapidement au niveau du senseur, est absorbée par le *wafer* de grande capacité calorifique (comparée à celle de la grille), puis se diffuse au sein du *housing*.
- Les longs sont créés par une interaction d'une particule avec le *wafer*. Les caractéristiques de cette famille ont été déterminées lors de plusieurs expériences à l'IAS, au LPCS et à l'Institut Néel. Le Chapitre 4 décrit en détail ces études.
- Les lents restent encore mal expliqués mais nous savons qu'ils se forment uniquement dans les bolomètres PSBa.

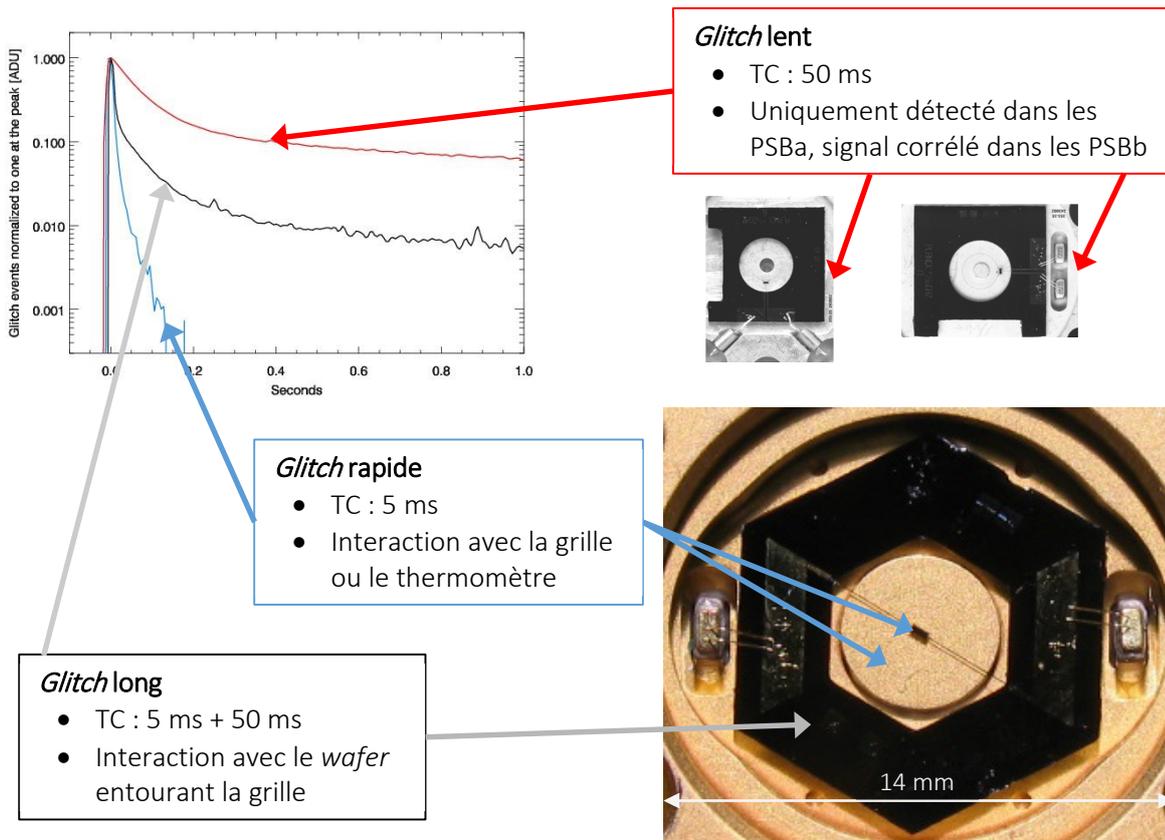


Figure 3.2 : Localisation de l'interaction des particules cosmiques avec le bolomètre pour les *glitches* de type court, long et lent. Pour chaque type sont données les principales constantes de temps et l'élément impacté du bolomètre.

Détection et ajustement du modèle

Les *glitches* sont détectés en repérant la valeur maximum sur 3 points dans des données dont le signal du ciel a été supprimé (grâce aux multiples observations de HFI d'une même portion de ciel entre chaque dépointage) pour une fenêtre de 1000 échantillons. Seuls les événements supérieurs à $3,2 \sigma$ (environ $1 \mu\text{K}$) sont sélectionnés afin de limiter les fausses détections.

Un ajustement joint (*joint fit*) de l'amplitude des modèles long et court de *glitch* est réalisé pour chaque *glitch* détecté. Les modèles long et court sont créés indépendamment et sont composés respectivement de 3 et 4 constantes de temps. Les paramètres des modèles varient

globalement en fonction de l'ajustement. Cela permet de n'ajuster qu'un facteur d'amplitude global pour chaque type de *glitch* et chaque évènement.

Pour chaque évènement, l'ajustement du double modèle est réalisé par la méthode des moindres carrés. On obtient ainsi deux paramètres : les deux amplitudes des modèles de *glitch* court et long. La séparation entre les familles *court* et *long* est réalisée par comparaison des deux amplitudes. Les *glitches lents* sont détectés comme *longs* mais composés d'une amplitude très élevée.

Soustraction du modèle

Le modèle estimé est retiré des TOI des bolomètres (voir Figure 3.3) afin de minimiser l'impact de l'interaction des particules cosmiques avec les détecteurs dans les données. La composante rapide des *glitches* est supprimée des données. La soustraction de l'ajustement du modèle sur les longues constantes de temps au signal permet de conserver le maximum de données pour l'analyse scientifique.

Après traitement, le pourcentage de données signalées comme contaminées et écartées de l'analyse varie de 6 % à 20 % en fonction du bolomètre. Les données écartées de l'analyse sont de 14,4 %, 16,1 %, 16,8 %, 17,1 %, 12,8 % et 11,2 % pour chaque fréquence de bolomètre entre 100 et 857 GHz.

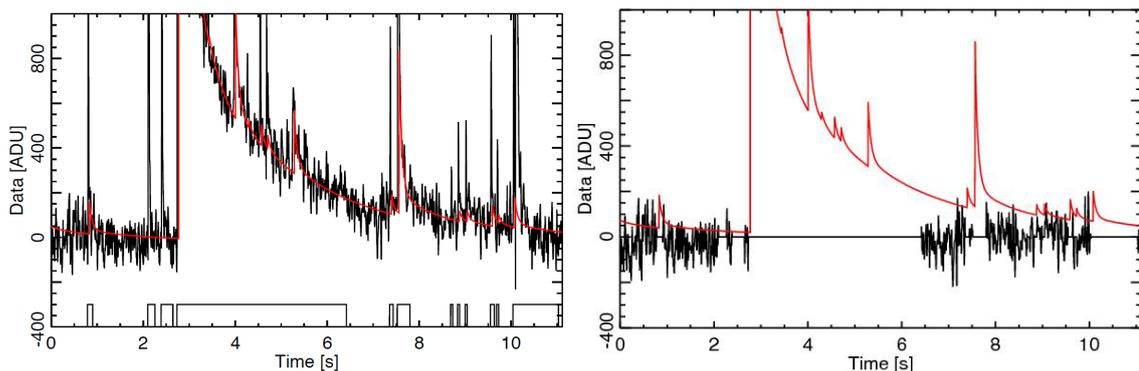


Figure 3.3 : portion de données d'un détecteur à 143 GHz autour de multiples *glitches*. [A gauche] en noir, le segment de donnée brutes pour lequel une estimation du signal du ciel a été soustraite. En rouge le signal des *glitches* reconstruit à partir des modèles ajustés des *glitches* longs. [A droite] Le tracé noir correspond aux données pour lesquelles le ciel et les modèles de *glitches* ont été soustraits. Les données repérées non utilisables pour l'analyse scientifique sont mises à zéro. Le tracé rouge est identique à celui de la figure de gauche. (Planck Collaboration et al. 2014b).

Une comparaison des spectres de puissance avec et sans soustraction des modèles de *glitches* pour les bolomètres à 100 GHz est donnée Figure 3.4. L'énergie latente des *glitches* non retirée du signal participe fortement au bruit entre 0,002 Hz et 2 Hz. La constante de temps de 2 s est responsable, elle, de l'excès entre 0,01 Hz et 0,1 Hz. La soustraction des modèles des *glitches* court et long réduit d'un ordre de grandeur la contamination du signal cosmologique et astrophysique entre 0,01 Hz et 0,1 Hz.

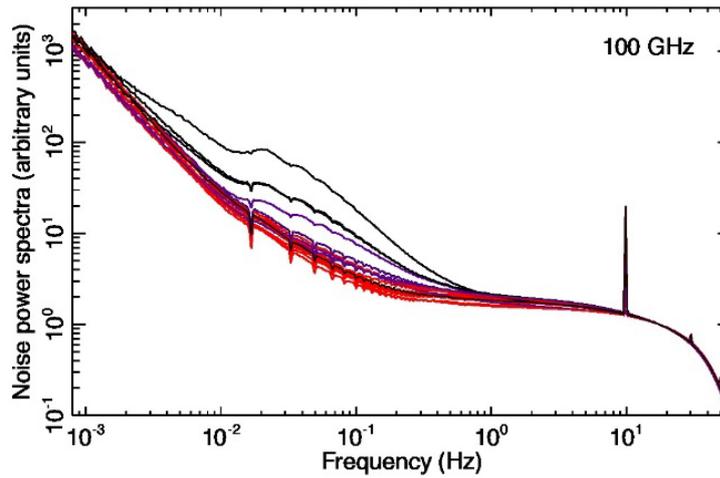


Figure 3.4 : Spectre de puissance du bruit pour les bolomètres à 100 GHz. Les courbes noires correspondent au spectre de puissance sans soustraction des modèles de *glitches* pour les bolomètres PSBb et les SWB ; les courbes bleues pour les PSBa. Les courbes sont réalignées à 20 Hz. En rouge sont donnés les spectres de puissance après soustraction. On observe l'effet du *déglitchage* des données, principalement entre 0,002 Hz et 2 Hz.

Repérage dans la base de données

Les données associées aux *glitches* sont repérées dans la base de données de Planck/HFI. De même nombre d'échantillons que les TOI des bolomètres, ces objets permettent d'analyser les effets des *glitches* échantillon par échantillon et de les classer par famille.

Chaque échantillon des TOI est détaillé par un *mot* de 8 bits regroupant les informations listés dans la Table 3.2.

Bit	Valeur	Information
0	1	Données à rejeter pour l'analyse
1	1	Données à rejeter car signature de rayons cosmiques
2	1	Position du maximum du signal des rayons cosmiques qui ont une signature courte (donc pas les lents)
3	1	Position du max d'un évènement qui a une partie longue détectée
4	1	Non utilisé
5	1	Évènement détecté par le <i>despike</i> qui repère des traînées à 2 secondes
6	1	Évènement négatif
7	1	Problème détecté dans la reconstruction du signal par le <i>despike</i>

Table 3.2 : Liste des informations associées à chaque bit égal à 1 du *mot*.

On peut ainsi repérer les différents types de *glitches* en analysant les bits 2 et 3 des objets. Les études des *glitches* et des *HCE* (Chapitre 5) sont basées sur ces données.

<i>Mot</i> binaire	Résultat en nombre	Type de glitch
00000100	4	<i>glitch</i> court
00001100	12	<i>glitch</i> long
00001000	8	<i>glitch</i> lent

Table 3.3 : Repérage des types de *glitch* en fonction de l'information comprise dans le *mot*.

3.2.3 Taux de *glitches*

Nombre par type de *glitch* et par bolomètre

La Figure 3.5 expose le nombre de *glitches* détectés de type court, long et lent pour chaque bolomètre sur l'ensemble de la mission. Elle met en évidence un nombre de longs supérieur de presque un ordre de grandeur des *glitches* courts. Les lents, comme décrit précédemment, ne sont détectés que sur les bolomètres *a* des PSB et sont très peu nombreux en comparaison des longs ou des courts.

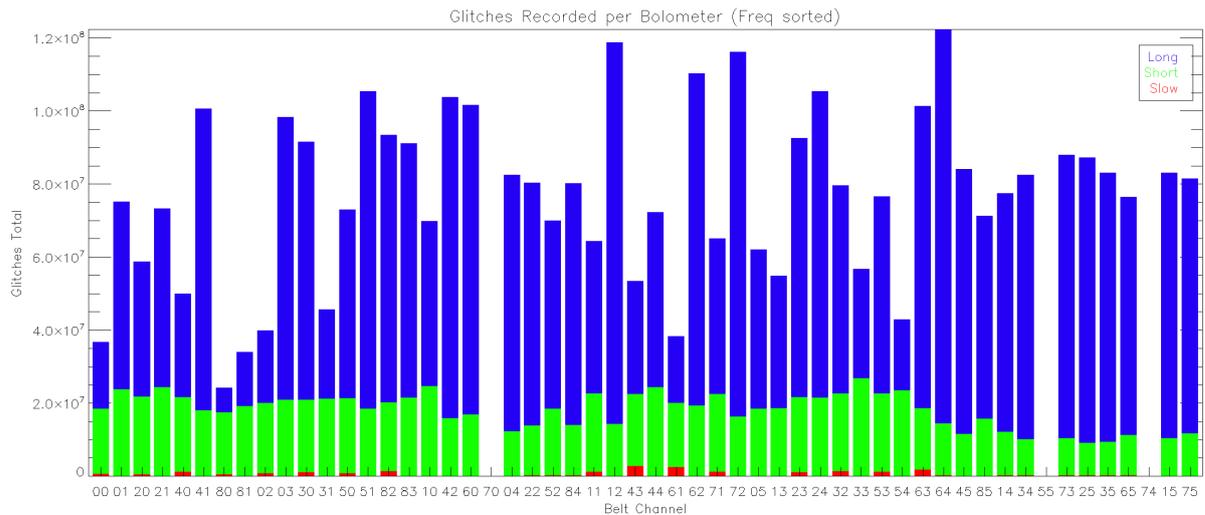


Figure 3.5 : Nombre de *glitches* longs (long), courts (short) et lents (slow) détectés sur l'ensemble de la mission sur chacun des bolomètres, classés par ordre de fréquence. Les bolomètres 55_545_3, 70_143_8 et 74_857_4 ne sont pas pris en compte.

Fréquence par bolomètre

La fréquence de *glitches* observés sur les bolomètres varie en fonction du type de bolomètre et également dans le temps comme on peut le voir sur la Figure 3.6. Les écarts entre les bolomètres sont liés à la géométrie de ces derniers (voir section Grandeurs caractéristiques dans le §2.4.4) et les fluctuations dans le temps sont créées par l'activité solaire comme détaillé dans la suite de ce chapitre.

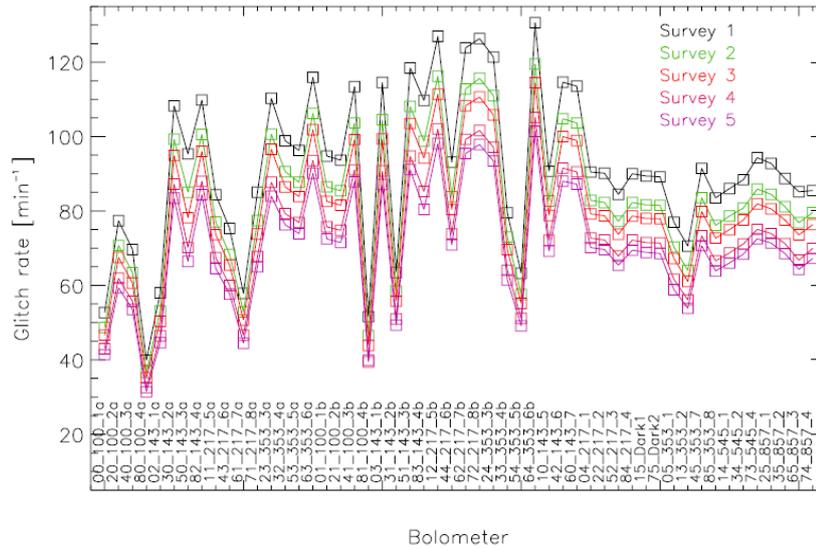


Figure 3.6 : Taux de *glitches* moyen par minute pour chaque bolomètre pour chacun des 5 balayages du ciel (6 mois) de la mission HFI. L'augmentation observée au cours du temps est liée à l'activité solaire décroissante. Les taux sont compris entre 40 et 120 *glitches* par minute pour chaque bolomètre. (Planck HFI Core Team et al. 2011b)

Comparaison avec le flux mesuré

On peut estimer l'énergie des particules interagissant avec les bolomètres en comparant le rapport du nombre de *glitches* détectés par surface avec le flux de proton au point L2. La Table 3.4 donne les dimensions moyennes du groupe grille + thermomètre et du *wafer*. D'après le taux de *glitches* moyen pour les bolomètres on peut en déduire le flux de particules par unité de surface, de temps et d'angle, soit environ 4000 particules/m²·sr·s ou 5 particules/cm²·s, en considérant une pénétration homogène dans une sphère de 4π .

Ce flux, bien qu'élevé, correspond est cohérent au flux observé lors d'un minimum d'activité solaire, ce qui était le cas lors de la mission Planck. La Figure 3.7 représente le flux de protons dans le cas du minimum solaire de 1965 (voir Figure 1.10). Le flux total de proton est maximum autour de 200 MeV, ce qui correspond à un flux de 1000-2000 particules/m²·sr·s·GeV.

Surface Grille + thermo [mm ²]	Surface Wafer [mm ²]	Somme Surface [mm ²]	Taux <i>glitch</i> [<i>glitch</i> /min]	Flux part. [(m ² ·sr·s) ⁻¹]
0,22	41,66	41,88	71,5	4 800

Table 3.4 : Energie estimée des particules interagissant avec les bolomètres. La surface des éléments et taux de *glitches* détecté sont des moyennes de l'ensemble des bolomètres. Les caractéristiques et les calculs individuels à chaque bolomètre sont donnés en Annexe A.3.

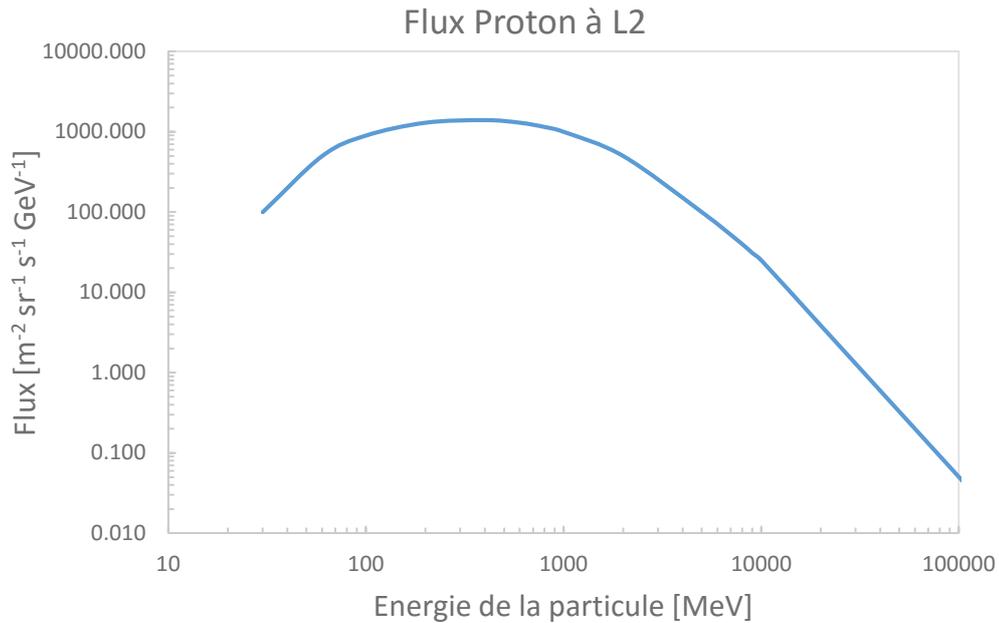


Figure 3.7 : Flux de protons mesuré et calculé entre 30 MeV et 10^7 MeV. Les valeurs du flux sont issues de la Figure 1.12 pour les particules d'énergie comprise entre 30 MeV et 10 GeV. Au-delà, le flux est calculé à partir de la loi de puissance en $E^{-2.7}$.

3.2.4 Source des *glitches*

On distingue deux types de particules : les particules cosmiques, émanant de l'univers lointain et dont les particules de faible énergie sont soumises à l'activité solaire (§1.3.1) ; les particules solaires, émises par le Soleil lors de son activité normale ou d'éruption solaire.

Les deux sources propagent des particules de type et de niveaux d'énergie bien différents. Les particules cosmiques sont formées de protons et noyaux d'hélium d'énergie comprise entre 10^9 et 10^{20} eV tandis que les particules solaires, formant le vent solaire, sont des ions et des électrons d'énergie comprise entre 1,5 et 10 keV, hors éruption solaire.

Particules cosmiques

La Figure 3.8 met en évidence la corrélation du taux de *glitches* au cours de la mission avec les données extraites du SREM (voir §1.3.3) ce qui permet de confirmer la relation directe entre les particules cosmiques et la création des *glitches*. Les importantes fluctuations du flux de particules cosmiques s'expliquent par la modification de l'activité solaire. La variation entre le début et la fin de la mission est d'un facteur 1,3, valeur que l'on retrouve également en comparant le taux pour les différents balayages du ciel (Figure 3.6). Ces variations s'expliquent par la modulation du vent solaire pour des particules d'énergie inférieure à 10 GeV (voir §1.3). Plus l'activité solaire augmente, moins le flux de particules est important. On peut donc en déduire que la majorité des *glitches* est créée par des particules d'une énergie inférieure à 10 GeV.

L'évolution de puissance délivrée par le PID présentée en Figure 3.8 souligne également la variation du flux de particules avec le temps. L'énergie des particules variant avec l'activité solaire, la chaleur créée par leurs interactions avec la platine varie également dans le temps. Ces fluctuations de chauffage, très lentes, sont contrebalancées par le PID qui maintient la

platine bolomètre à la même température. Dans le cas d'un faible flux de particules cosmiques, on observe donc un chauffage plus important que pour un grand flux de particules.

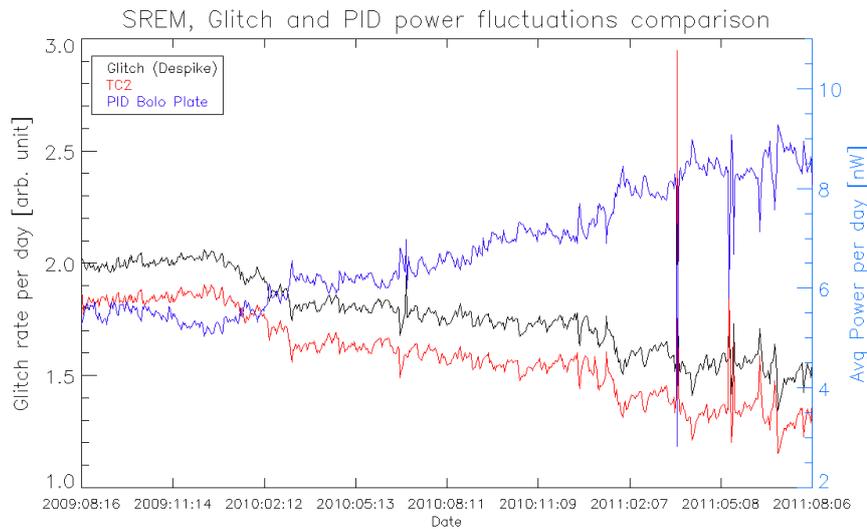


Figure 3.8 : Comparaison du flux de particules comptabilisé par le SREM et observé dans les données avec les variations de puissance du PID de la platine bolomètre sur l'ensemble de la mission. Les fortes fluctuations en fin de mission sont dues aux éruptions solaires.

Eruptions solaires

Une autre source possible de particules créant des *glitches* pourrait être le Soleil en lui-même qui éjecte des ions et des électrons accélérés dans la couronne solaire. Mais leur énergie, de l'ordre du keV, ne leur permet pas de passer les premières couches de matériaux du satellite et donc d'interagir avec les détecteurs. Les particules solaires ne sont donc pas directement liées à la formation de *glitches* au sein de bolomètres de Planck/HFI.

Néanmoins lors de sa phase d'activité intense, le Soleil connaît des événements de forte énergie appelés *éruptions solaires*. Elles sont provoquées par une accumulation d'énergie magnétique dans les zones proches de l'équateur qui se traduit par une importante libération d'énergie (de l'ordre de 10^{25} joules) émise sous forme de particules. Lors de ces événements les particules éjectées ont une énergie comprise entre 10 et 100 MeV et peuvent atteindre 1 GeV (environ une fois par an) à 10 GeV (environ une fois tous les 10 ans). Planck/HFI a été en contact avec 13 éruptions solaires, chacune de quelques heures, et majoritairement à la fin de la mission. A ces énergies, les particules peuvent pénétrer jusqu'aux détecteurs et créer des *glitches*, mais le flux de particules est tellement important que la température de la platine bolomètre entière est affectée. Ces événements ont donc été signalés dans les données et exclus du traitement.

Même si les éruptions solaires ne sont pas la source de la création de la grande majorité des *glitches* au cours de la mission, l'étude de deux d'entre elles permet de connaître la fourchette d'énergie des particules pénétrant jusqu'aux détecteurs, leur impact en termes de création de *glitches* étant extrêmement différent.

Le taux de protons supérieur à 20 MeV (TC1) entre ces deux événements varie d'un facteur 2 alors que le taux de protons supérieur à 39 MeV (TC2) varie lui d'un facteur 50. Cette importante variation peut s'expliquer par le type de particules éjectées lors de l'éruption

solaire. Lors de celle de mars 2011, les particules émises sont surtout des électrons et des protons de faible énergie (inférieure à 39 MeV), tandis que lors de l'éruption d'août 2011, des particules d'énergie supérieure à 39 MeV sont émises.

Cette variation se retrouve également sur le nombre de *glitches* qui varie d'un facteur similaire à celui du flux de proton d'énergie supérieure à 39 MeV. Ainsi, on en déduit que les particules atteignant le plan focal et ses bolomètres sont d'énergie supérieure à 39 MeV.

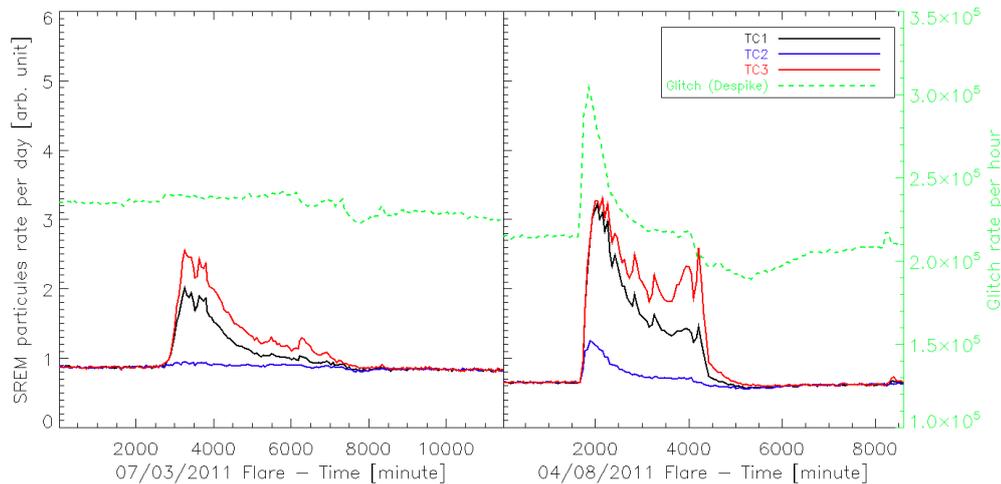


Figure 3.9 : Comparaison du flux de particules en heure enregistré par les canaux TC1, TC2 et TC3 du SREM (axe de gauche) et mesuré par le taux de *glitches* (axe de droite) pour les éruptions solaires du 7 mars 2011 et 4 août 2011.

Particules secondaires

Une autre approche a été étudiée afin d'expliquer ce taux de *glitches* : une particule cosmique, lorsqu'elle rentre en contact avec un matériau, a une probabilité d'engendrer une gerbe composée de plusieurs milliers de particules après quelques interactions. Par exemple, un proton interagit avec le cuivre composant le boîtier du bolomètre et produit une gerbe de particules qui vient toucher le NTD. Les bolomètres de Planck/HFI observeraient alors des particules secondaires ce qui aurait expliqué ce flux plus important que celui attendu.

Cette hypothèse a été étudiée expérimentalement sur l'accélérateur Tandem à Orsay. Les détails de l'expérience et les résultats sont donnés dans le §3.3.1.

3.3 Etude expérimentale de l'impact des particules sur des bolomètres de type Planck

A la suite du traitement de données détaillées ci-dessus, deux hypothèses expliquant la formation de *glitches* ont été mises en évidence : l'interaction directe des particules cosmiques primaires sur les détecteurs ou l'interaction indirecte via des particules secondaires générées dans les composants du bolomètre. Les expériences sur l'accélérateur Tandem à Orsay, mises en place pour départager ces deux hypothèses, sont détaillées dans le §3.3.1.

Les résultats formulés ont permis de valider l'hypothèse de la formation des *glitches* par impact direct des particules cosmiques. Afin de poursuivre l'étude et comprendre les échanges thermiques associés au dépôt d'énergie des particules dans les éléments du bolomètre, j'ai réalisé plusieurs expériences en collaboration avec l'institut Néel à Grenoble. Elles sont résumées dans les §3.3.2 et suivants. Ces expériences sont décrites dans la publication (Catalano et al. 2014) à laquelle j'ai contribué.

3.3.1 Expériences précédentes

Test sur l'accélérateur Tandem

Les tests à l'Institut de Physique Nucléaire (IPN, Université Paris-Sud) sur l'accélérateur Tandem ont été réalisés en décembre 2010. Cette installation a permis de placer des bolomètres face à un flux orthogonal de protons de 23 MeV compris dans un faisceau de $2,5 \cdot 10^{-3}$ cm. Ainsi, la surface totale du bolomètre était couverte par le flux de particules.

Ce test a permis d'obtenir une vue générale de l'impact de l'interaction entre des protons et les différents éléments de 3 bolomètres de type SWB dans différentes configurations. En face du premier a été placée une feuille d'or de $10 \mu\text{m}$ à une distance de 5 mm pour tester la production de delta-électron¹⁵. Le second a été positionné en face du faisceau de protons sans protection ni optiques (filtres, cornets, etc.). Le dernier a été utilisé comme référence.

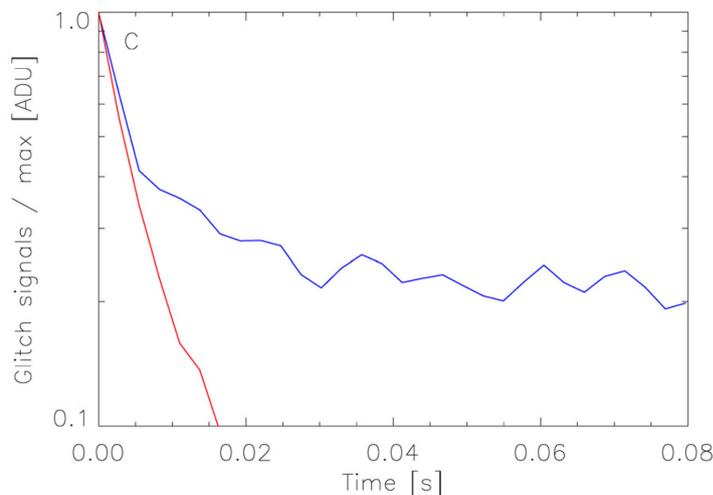


Figure 3.10 : Profil des deux familles de *glitches* obtenus par empilement de l'ensemble des évènements. Le profil « bleu » est issu de l'empilement des *glitches* longs, composant 98,5 % des *glitches* détectés et d'une amplitude moyenne de $45 \mu\text{V}$. Le profil « rouge » est similaire aux *glitches* courts observés sur les bolomètres de HFI. Cette famille regroupe une faible portion des *glitches* observés, d'une amplitude moyenne de $0,15 \text{ mV}$. Les deux profils sont composés d'une même constante de temps τ de 4 ms et le profil « bleu » admet une seconde constante de temps d'environ 20 ms pour une amplitude de quelques pourcents.

Deux familles de *glitches* ont été repérées dans les données (Figure 3.10). La première famille (bleu) d'une amplitude moyenne de $45 \mu\text{V}$, soit 98,5 % des évènements détectés, est

¹⁵ Electrons éjectés de la matière par un rayonnement ionisant

formée par deux constantes de temps à 4 ms et 20 ms. Cette famille est similaire aux *glitches* longs observés en vol sur Planck/HFI et correspond à une interaction de la particule avec le *wafer*.

La seconde famille (rouge) correspond à des *glitches* de 0,15 mV d'amplitude et regroupe 1,5 % des événements détectés. Le profil de ces *glitches* peut être ajusté par un modèle à une constante de temps d'une valeur de 4 ms. Cette famille est similaire aux *glitches* courts observés en vol sur Planck/HFI et correspond à une interaction de la particule avec la grille ou le thermomètre du bolomètre.

Le bolomètre devant lequel a été placée une feuille d'or a donné les mêmes résultats que le bolomètre nu. Aucun signal pouvant être relié à la production de delta-électron dans la feuille d'or n'a pu être mis en évidence. Cette observation a permis d'écarter l'hypothèse de la création de *glitches* par des particules secondaires.

Test avec source α focalisée

Ces tests ont été réalisés avec une source ^{241}Am émettant des particules α de 5,4 MeV à 3 Bq collimatée par un diaphragme de 2,5 mm à une distance de 1 cm. Un blindage de 10 μm de cuivre a été collé au diaphragme pour obtenir une énergie de particule sortante de 1,1 MeV.

Afin de tester les différents composants du bolomètre, la source a été focalisée et placée à différentes positions face au *wafer*. Cette configuration ne permettait que des interactions des particules avec le *wafer*. Avec une énergie de 1,1 MeV, les particules sont complètement absorbées dans l'épaisseur du silicium. Pour comparer l'énergie déposée dans le *wafer* et dans le NTD, on calcule le facteur d'atténuation $E_{\text{wafer}}/E_{\text{NTD}}$. En déplaçant la source entre deux positions, on a pu mesurer la variation du facteur d'atténuation.

La Figure 3.11 donne la comparaison entre la distribution en énergie des tests réalisés sur l'accélérateur Tandem et les histogrammes correspondant aux deux positions de la source. La courbe verte correspond à une région du *wafer* proche de l'absorbeur. La courbe bleue donne les résultats pour une région proche du pad en or. Le facteur d'atténuation varie de 500 à 1000 entre les deux positions. Dans le cas des tests sur Tandem, lors desquels l'ensemble du bolomètre est couvert par le faisceau, le facteur d'atténuation est de 650.

Dans le but de mesurer avec précision la montée puis la descente en température du *glitch*, une électronique de lecture à haute fréquence a été utilisée. Cette étude a permis de dissocier les processus physiques impliquant la propagation thermique du *wafer* vers le NTD. La Figure 3.11 montre le profil des *glitches* obtenus par focalisation de la source sur le *wafer* et l'ajustement du modèle à deux constantes de temps.

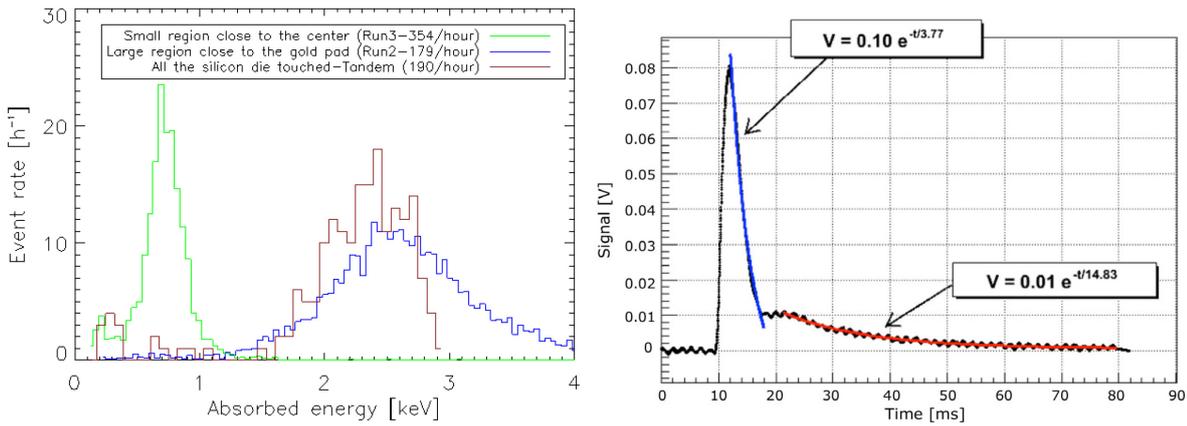


Figure 3.11 : [A gauche] nombre d'évènements par heure en fonction de l'énergie absorbée dans le NTD pour deux positions (vert et bleu) de la source radioactive le long du *wafer*. La courbe verte donne le flux pour une position de la source en face du *wafer* à proximité de l'absorbeur. La courbe bleue donne le flux pour une position de la source en face du *wafer*, mais à proximité de pad en or. Le même histogramme est donné pour les résultats obtenus devant l'accélérateur Tandem (courbe rouge). [A droite] profil moyen d'un empilement de 466 *glitches* issus de l'impact d'une particule dans la *wafer*. Le profil est modélisé par un modèle à deux constantes de temps (courbes bleue et rouge).

3.3.2 Contexte de l'expérience

Comme noté dans la Table 3.1, les constantes de temps des *glitches* courts et longs sont similaires, c'est surtout les amplitudes associées qui varient. Ainsi, les effets thermiques seraient similaires ce qui laisserait penser que l'interaction avec la particule se fait dans les mêmes composants du bolomètre. Mais en alignant un faisceau de protons de Tandem avec chacun des éléments composant le bolomètre, il a été démontré que seuls des interactions avec le *wafer* sont à l'origine des *glitches* longs.

La complexité du problème réside dans la première constante de temps de 5 ms, qui devrait ne pas exister pour les *glitches* longs puisqu'elle est liée au NTD, mais que l'on observe sur les données. L'objectif des expériences réalisées à Grenoble en avril 2013 était de comprendre cette première constante de temps. La question pourrait se poser de la sorte : pourquoi observons-nous un chauffage du NTD simultanément au chauffage du substrat ? Quel effet précède le chauffage du NTD par conduction pure depuis le substrat vers le NTD ?

Dans le cas d'un chauffage purement thermique du NTD induit par le dépôt d'énergie dans le *wafer*, la constante de temps de montée du *glitch* long devrait être similaire à celle du bolomètre, soit environ 20 ms. N'observant que des constantes de temps de montée inférieures à 5 ms pour les *glitches* longs, il est nécessaire d'impliquer un nouveau moyen de transport de la chaleur.

3.3.3 Nouvelle hypothèse : les phonons balistiques

Une hypothèse soulevée consiste à prendre en compte l'aspect balistique des phonons (Holmes et al. 1998; Hoovers et al. 2005), qui transmettent rapidement de l'énergie à travers le silicium. Ainsi, le pic d'énergie semblable à celui observé sur les *glitches* courts pourrait provenir de l'énergie déposée sur le substrat mais transmis par phonons balistiques via les pattes en Si_3N_4 jusqu'au NTD. Ces pattes au nombre de 12 (voir §2.4.4), soutiennent la grille du

bolomètre au substrat mais permettent également de transmettre la chaleur du NTD vers l'extérieur du système.

En prenant en compte cette hypothèse, l'énergie déposée par une particule dans le *wafer* se diffuse de deux manières : par conduction classique et phonon balistique dans le silicium. Le transfert par phonon balistique propage la chaleur du *wafer* jusqu'au thermomètre et le chauffe, ce qui explique que la première constante de temps des *glitches* longs soit similaire à celle observée pour les *glitches* rapides. La conduction classique fournit les constantes de temps lentes, la chaleur emmagasinée dans le *wafer* s'évacuant par les fils, le *housing* et les autres liens thermiques.

Afin de s'assurer que ce phénomène de phonon balistique est bien présent, il a été décidé de procéder, après calibration, au cassage des pattes non structurales du bolomètre. Si les phonons balistiques circulent par les pattes, la suppression d'une partie d'entre elles devrait amener une diminution de leur amplitude ou de leur constante de temps de décroissance thermique.

Cette expérience a été réalisée à l'Institut Néel à Grenoble au département Matière Condensée - Basses Températures (MCBT) avec Andrea Catalano, Alain Benoit et Alessandro Monfardini.

3.3.4 Moyens expérimentaux

Pour cette expérience, j'ai travaillé en collaboration avec l'équipe de l'institut Néel. Un de leur cryostat a été mis à notre disposition. Il peut descendre en froid en 10h et être réchauffé en quelques heures. De plus, il peut être piloté à distance grâce à ses électrovannes, ce qui entraîne un important gain de temps comparé au cryostat SYMBOL. C'est grâce à cet excellent moyen de test que nous avons pu réaliser 6 mises en froid en 2 semaines.

Le banc d'acquisition de mesures est le même que celui utilisé pour les expériences de 2010 et 2011. Il est similaire à la chaîne de lecture installée sur Planck. Un logiciel développé par l'Institut Néel permet de faire varier le courant de polarisation (I_{bias}), la tension d'entrée (V_{bal}) et la fréquence.

Le bolomètre sur lequel nous réalisons les essais est de type SWB observant les photons à la fréquence de 217 GHz. Il s'agit d'un des bolomètres de rechange de Planck/HFI, il possède donc des caractéristiques identiques à ceux embarqués pour la mission.

3.3.5 Calibration

La calibration en rayons X est réalisée afin de connaître par la suite l'énergie déposée par les particules lorsqu'elles rentrent en contact avec les différents composants du bolomètre (NTD, grille et substrat). Nous utilisons une source de ^{55}Fe de $4 \cdot 10^2 \text{ Bq}\cdot\text{sr}^{-1}$ qui émet des rayons X d'une énergie de 5,9 keV. Elle est placée à quelques centimètres du bolomètre nu (sans cornet ni carénage) afin que le NTD, la grille et le substrat soient totalement éclairés par la source.

Dans le cas des rayons X, les photons ont une probabilité d'interagir avec l'élément qu'ils rencontrent par ionisation suivant l'épaisseur et le matériau de celui-ci. Dans le cas d'une interaction, l'énergie du photon est entièrement absorbée par le matériau et transformée en chaleur. Un faisceau de 5,9 keV aura les probabilités indiquées dans la Table 3.5 de déposer l'intégralité de son énergie dans les différents éléments composant le bolomètre. En

considérant les tailles des différents éléments (le *wafer* représente 99 % des surfaces), le dépôt d'énergie se fait quasi totalement au sein du substrat.

Élément	Matériau	Épaisseur [μm]	Probabilité d'absorption [%]
NTD	Germanium	30	100
Grille	Si ₃ N ₄	1	3,5
Wafer	Si	350	100

Table 3.5 : Transmission des rayons X en pourcent pour les principaux composants des bolomètres. Données mises à disposition par le *Lawrence Berkeley National Laboratory* via son site web <http://henke.lbl.gov/>. Les épaisseurs sont extraites des informations fournies au §2.4.4.

De plus, l'interaction peut amener à arracher un électron qui laisse un trou. A une énergie de 5,9 keV, les photons qui touchent le *wafer* ionisent les atomes de Si₃N₄ et leur font donc perdre ou gagner des électrons. Les photoélectrons produits sont majoritairement absorbés immédiatement par le Si₃N₄. La totalité de l'énergie du photon est alors transformée en chaleur au sein du bolomètre. Mais une partie non négligeable de photoélectrons s'échappe et réduit donc l'énergie totale déposée. Lorsqu'il s'agit d'une perte d'électron d'une couche électronique interne, un trou est laissé libre. Un électron d'une couche électronique supérieure viendra le remplir en libérant de l'énergie afin que toutes les couches inférieures soient remplies. Alors deux phénomènes physiques sont possibles : la fluorescence et l'émission d'un électron Auger.

- Dans le cas de la fluorescence, l'interaction de la particule avec le matériau excite un électron qui émet de l'énergie libérée sous forme de photon X. Pour du Silicium, l'énergie libérée est de 1,74 keV pour une fluorescence X K-alpha (couche L vers couche K) et de 1,83 keV pour une fluorescence X K-Beta (couche M vers couche K). La totalité des 5,9 keV ne sera donc pas absorbée dans le Si₃N₄.
- Lorsque l'énergie est absorbée par un électron voisin, ce dernier se trouve éjecté de l'atome (électron Auger). A cause de son libre parcours moyen de quelques dizaines d'angströms, l'électron Auger est immédiatement absorbé dans le matériau environnant, soit le Si₃N₄. Dans ce cas-là, on considère que la totalité des 5,9 keV est transformée en chaleur au sein du nitrure de silicium. Ce phénomène est plus largement observé que celui de fluorescence.

La Figure 3.12 met en évidence ces deux phénomènes. Le pic le plus important correspond aux photons X de 5,9 keV absorbés totalement dans le *wafer*, tandis que celui à sa gauche correspond à l'énergie totale moins la fraction libérée par fluorescence.

La calibration a donc été réalisée avec le pic le plus élevé correspondant à une énergie de 5,9 keV transformée en chaleur au sein du *wafer*. Afin d'explorer la réponse du bolomètre à différents paramètres d'entrée, nous avons réalisé quatre relevés d'environ 6h chacun pour un courant injecté de 0,2 et 0,4 nA à des fréquences d'acquisition de 100 et 200 Hz et pour une température de platine de 100 mK. Les histogrammes des amplitudes des *glitches* mesurés pour les deux séries réalisées à une fréquence de 100 Hz sont donnés en Figure 3.12. Les facteurs de calibration pour l'ensemble des séries réalisées sont donnés dans la Table 3.6.

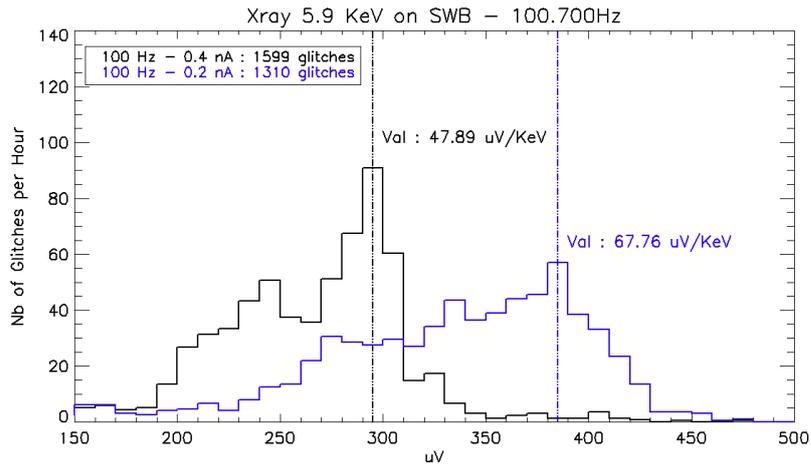


Figure 3.12 : Histogrammes de l'amplitude en μV des *glitches* détectés dans les données acquises pour des fréquences d'échantillonnage de 100 Hz et un courant de polarisation de 0,2 et 0,4 nA. Les deux pics se chevauchant sont facilement discernables à un courant de polarisation de 0,4 nA. La première bosse présente dans chacun des histogrammes correspond à un effet de fluorescence. Le pic de la seconde bosse est utilisé pour réaliser la calibration en énergie.

	Relevé 1	Relevé 2	Relevé 3	Relevé 4
F_{mod} [Hz]	100	100	200	200
I_{bias} [nA]	0,2	0,4	0,2	0,4
Facteur de calibration [$\mu\text{V}/\text{keV}$]	67,76	47,89	74,16	91,10

Table 3.6 : Facteurs de calibration en fonction des paramètres expérimentaux. Les valeurs permettent de convertir la tension lue en une énergie.

3.3.6 A la recherche des phonons balistiques

La suite de l'expérience a consisté à illuminer le même bolomètre, mais avec une source de ^{244}Cm émettant des particules α de 5,9 MeV à un taux de 10 kBq et mesurer l'énergie déposée par ces particules. Puis, 8 pattes sur les 12 de ce même bolomètre ont été cassées afin de confronter notre théorie concernant les phonons balistiques avec des données expérimentales.

Étude du bolomètre non modifié

La source éclairant l'ensemble du bolomètre, les particules α interagissent avec les différents éléments le composant et créent des *glitches*. L'histogramme donné en Figure 3.13 montre l'énergie déposée dans le couple grille-thermomètre et le *wafer*.

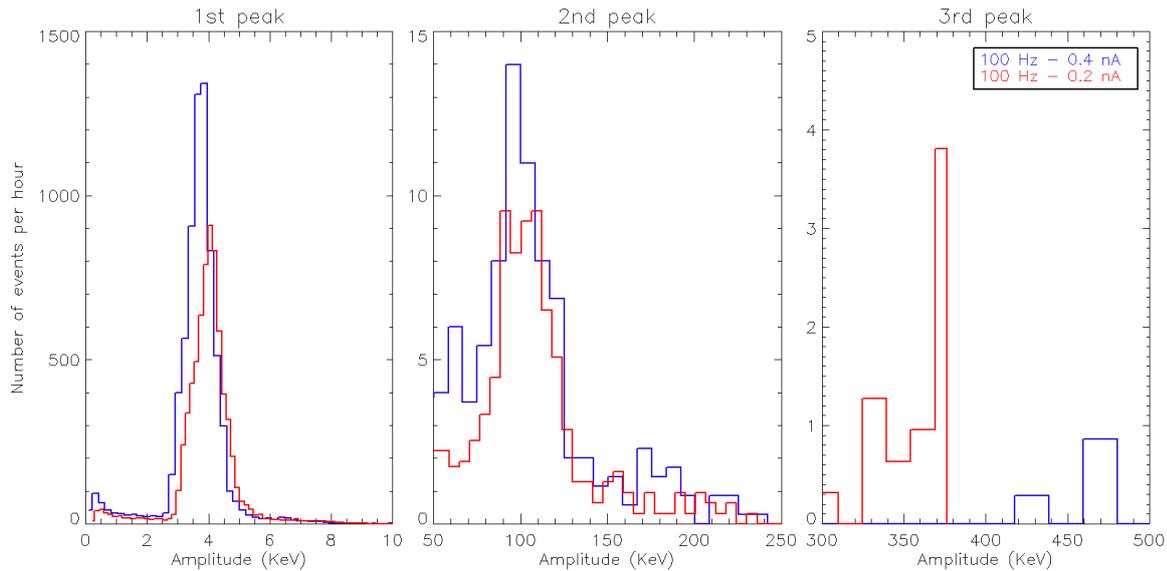


Figure 3.13 : Histogramme des amplitudes des *glitches* pour un courant de 0,2 à 0,4 nA à une fréquence de 100 Hz. Les mesures sont ramenées en énergie (keV) grâce aux facteurs de conversion calculés précédemment. La comparaison réalisée permet de valider ces facteurs, les deux courbes pour les deux premiers pics étant raisonnablement bien superposées. Seuls les segments de l'histogramme correspondant aux 3 pics pour chaque courant de polarisation sont donnés. Le 1er pic donne le maximum de l'énergie déposée dans la *wafer*, le 2ème dans la grille et le thermomètre. Le 3ème pic peut provenir d'un dépôt d'énergie uniquement dans le thermomètre.

Comme donné au §2.4.4 et rappelé dans la Table 3.7, ces trois éléments sont principalement constitués de silicium pour la grille et la *wafer* et de germanium pour le thermomètre. L'énergie déposée par une particule α de 5,9 MeV dans ces composants est donnée dans la Table 3.7. Les épaisseurs des matériaux entraînent une absorption conséquente ou totale de l'énergie de la particule. Ces différences de caractéristiques permettent d'analyser les pics d'énergie de la Figure 3.13 et de les rapprocher de certains des composants.

La source émettant de manière uniforme dans toutes les directions et à flux constant, on peut comparer le nombre de *glitches* observés par groupe d'amplitude avec les surfaces des composants. La grille et le thermomètre étant fortement liés thermiquement, on peut considérer qu'une particule arrivant sur l'un ou l'autre entraîne le même effet thermique. Ce groupe, d'une surface de 0,2 mm² a une surface 140 fois moins grande que celle du *wafer*. Le ratio du nombre de *glitches* mesurés entre le groupe 0-10 keV et 50-150 keV est de 100 pour les deux mesures réalisées. On estime ainsi que le premier pic présenté sur la Figure 3.13 correspond à l'amplitude moyenne des *glitches* issus d'interactions de particules avec le *wafer* et le second pic à une interaction avec la grille ou le thermomètre. La forte amplitude moyenne du troisième pic suggère que cette troisième famille est composée de *glitches* liés au dépôt d'énergie de la particule dans le thermomètre uniquement.

Cette séparation en trois familles permet d'estimer la portion d'énergie déposée par la particule et diffusée jusqu'au thermomètre :

- Dans le cas d'une particule interagissant avec le *wafer* (1ère famille) l'énergie atteignant le thermomètre est d'environ 4 keV.
- Pour une particule interagissant avec la grille ou le thermomètre, l'énergie diffusée est de 100 keV.

Pour ces deux familles, on observe une variation du nombre d'évènement par heure de 30 % entre les courants de polarisation de 0,2 nA et 0,4 nA. Cette différence peut s'expliquer par une mauvaise détection des *glitches*, surtout de faible amplitude, à faible courant de polarisation. Le nombre d'interactions est globalement plus important que ce qui est détecté, et reste tout du moins constant quel que soit le courant de polarisation.

Les amplitudes données ne prennent pas en compte la totalité de l'énergie déposée, bien plus importante, surtout dans le cas du *wafer* qui absorbe la totalité des 5,9 MeV. N'est ici observée que l'énergie maximale atteignant le thermomètre.

Dans le cas de l'énergie déposée dans le *wafer*, on observe en partie l'effet des phonons balistiques qui diffusent une petite part de l'énergie du *wafer* vers le thermomètre.

Éléments	Matériau	Épaisseur [μm]	Énergie absorbée [keV]	Surface [mm ²]	Rapport des surfaces
Grille	Silicium	1,2	250	0,2	140
Thermomètre	Germanium	30	Arrêté		
Wafer	Silicium	350	Arrêté	28	

Table 3.7 : Caractéristiques pour un bolomètre de type SWB observant à 217 GHz. Les valeurs d'énergie absorbée données sont calculées pour une particule α de 6 MeV. La grille et le thermomètre étant fortement liés thermiquement, la surface donnée correspond à la somme des deux éléments.

Étude du bolomètre modifié

Cette étude a été réalisée afin d'étudier la propagation des phonons balistiques entre le silicium du *wafer* et le thermomètre. Dans cette idée, nous avons cassé 8 pattes sur 12, deux étant nécessaires à la polarisation du thermomètre, et deux autres, orthogonales aux précédentes, à la suspension de la grille. Les pattes en silicium ont été cassées sous binoculaire à l'aide d'une aiguille en inox. L'opération a été réalisée sur le bord du *wafer* en plaçant l'aiguille juste à côté de la patte, puis en la déplaçant jusqu'à casser la patte.

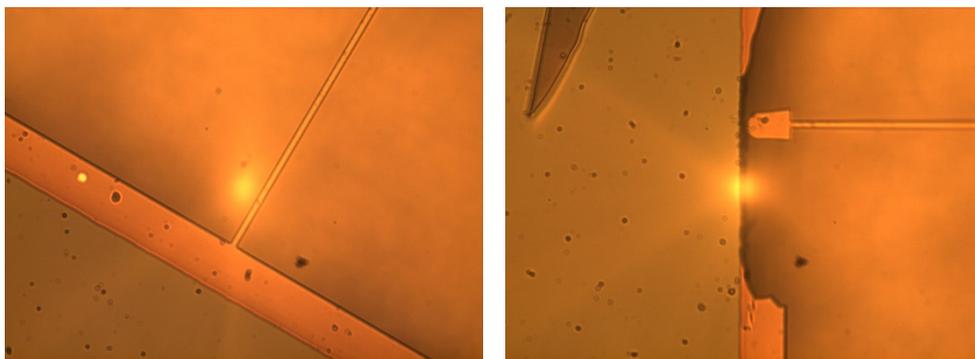


Figure 3.14 : Photos du bolomètre SWB à 217 GHz. [A gauche] patte non cassée. Le *wafer* est en bas à gauche, son bord apparaît plus clair. La patte est l'élément le plus fin traversant le haut de l'image. [A droite] patte cassée. On retrouve les différents éléments cités. Le bord du *wafer* est endommagé et la patte est tombée.

La surface du lien thermique entre le *wafer* et le thermomètre a ainsi été réduite de 65 %. L'empilement de tous les évènements d'une amplitude comprise entre 0 et 10 keV (particules

interagissant avec le *wafer*) a permis la création d'un modèle à deux constantes de temps. L'ajustement de ce modèle pour chacun des *glitches* détectés avant et après la modification du bolomètre permet de déterminer l'évolution des constantes de temps et des amplitudes associées.

Comme on peut le voir sur la Figure 3.15, la 1ère constante de temps du modèle augmente de 15 %, et la seconde de 10 % entre les deux mesures. La conductance entre le thermomètre et le *wafer* ayant diminué à cause de la réduction du nombre de pattes assurant le lien thermique, la durée de relaxation thermique est plus élevée, comme le donne l'équation $\tau = C/G$. La forme du *glitch* a donc changé entre les deux mesures.

On observe également une diminution de l'amplitude associée à la première constante de temps d'environ 20 %. L'amplitude associée à la seconde constante de temps ne varie pas ou que très faiblement.

Cette seconde observation est cohérente avec l'hypothèse qu'une partie de la chaleur issue de l'interaction d'une particule avec le *wafer* se propage vers le thermomètre par phonon balistique.

L'énergie ne circulant plus vers le thermomètre se diffuse dans le reste du *wafer* en plus grande proportion qu'avant avoir cassé une partie des pattes.

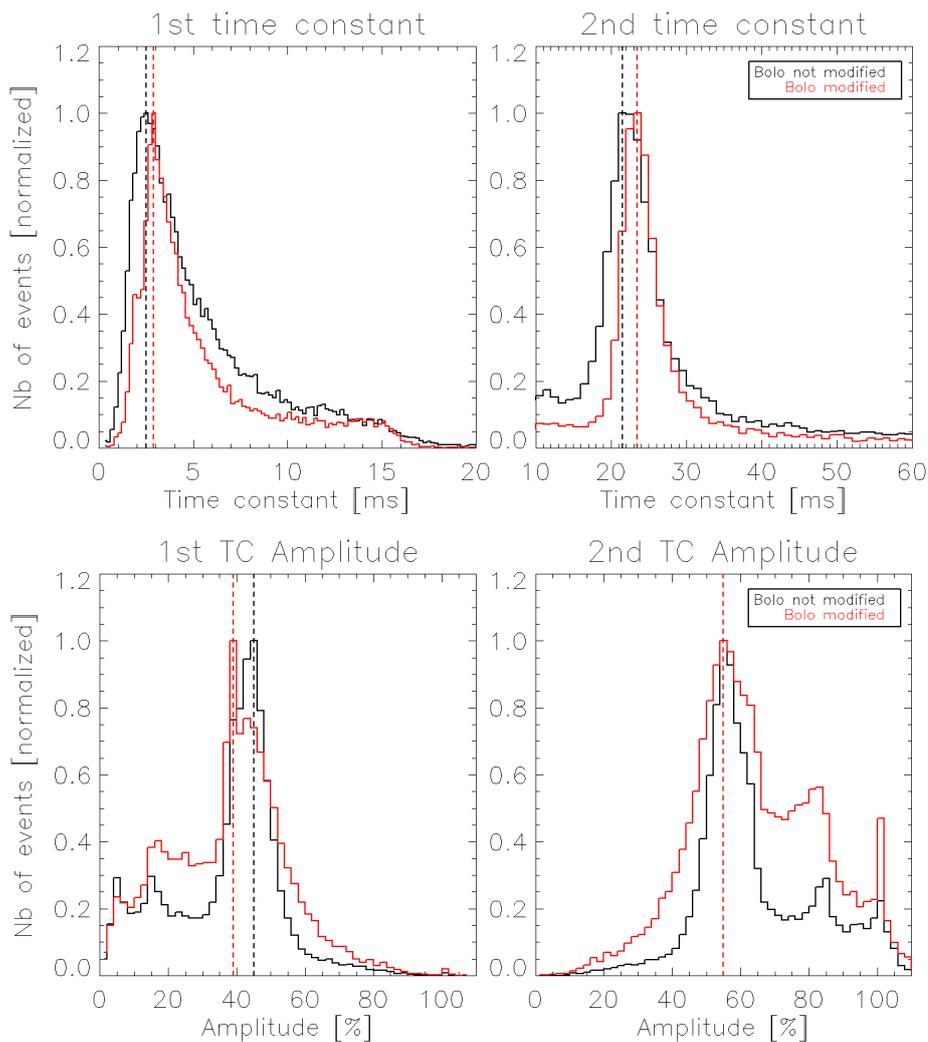


Figure 3.15 : Histogrammes des quatre paramètres issus de l'ajustement d'un modèle à deux constantes de temps. Seuls les événements liés au dépôt d'énergie de la particule dans le *wafer* sont ajustés

(amplitude de l'énergie comprise entre 0 et 10 keV). En noir les histogrammes pour le bolomètre non modifié, en rouge le bolomètre modifié. [A gauche] les histogrammes des deux constantes de temps. Pour les deux paramètres, on note une diminution de la constante de temps dans le cas du détecteur dont on a coupé les pattes. [A droite] les histogrammes des amplitudes en pourcentage de signal associées aux constantes de temps du modèle. Seule l'amplitude de la 1ère constante de temps diminue pour le bolomètre modifié.

3.4 Conclusion

Le traitement de données et les expériences, complémentaires dans leurs analyses, ont permis de révéler et comprendre la formation des *glitches*. L'analyse statistique a mis au jour leurs principales constantes de temps qui permet, par soustraction des modèles, de conserver 90 % des données acquises en vol. Les expériences, impliquant des sources radioactives et l'accélérateur de particules Tandem, ont dévoilé la physique régissant ces effets, entraînant l'amélioration des modèles et donc des données scientifiques.

Les expériences à très basses températures ont, entres autres, conduit à la découverte de l'impact des particules sur le *wafer* du bolomètre. Pendant longtemps, l'hypothèse répondant au grand nombre de *glitches* était la formation de particules secondaires interagissant avec la grille ou le NTD. Cependant, la réponse du bolomètre à un faisceau de particules collimaté sur le *wafer* a mis en évidence la création de *glitches* tandis que celle du bolomètre séparé du faisceau par une feuille d'or n'a montré aucun signe de particules secondaires.

Une étude expérimentale plus fine des effets thermiques présents au sein du *wafer* nous a poussés à soulever l'hypothèse d'une conduction par phonon balistique formant la composante rapide des *glitches* longs. En exposant un même bolomètre à une source α avant et après modification de ses liens avec le *wafer*, nous avons pu observer une diminution de la première constante de temps et de son amplitude de 15-20 %.

Les bolomètres sont des détecteurs extrêmement sensibles et finalement mal connus dans leur fonctionnement fin tant leur précision est grande. La collaboration Planck/HFI a demandé une expertise accrue de leur fonctionnement afin d'éliminer toute systématique entraînant une dégradation des résultats scientifiques. Cela nous a poussé à entreprendre expériences et analyse de données, mais, malheureusement, seulement qu'une fois le satellite en vol.

Néanmoins, nos expériences ont permis d'améliorer le rapport signal-sur-bruit et d'obtenir un traitement fin des données associées aux *glitches* et donc d'améliorer le signal cosmologique et astrophysique.

Chapitre 4 - Impact direct des particules cosmiques sur des bolomètres de type TES

4.1 Introduction

Les prochaines missions d'observation depuis l'espace telles que CORe+ (Core Collaboration 2010) ou Athena (Barret et al. 2013) nécessiteront une sensibilité bien supérieure à celle de Planck/HFI. CORe+ devra ainsi observer le ciel avec des capteurs d'une sensibilité de $5 \cdot 10^{-18} \text{ W}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$, d'un facteur trois au-dessus de Planck/HFI (Lamarre et al. 2010). Avec une telle sensibilité, des effets jamais observés auparavant seront traités. En contrepartie les effets thermiques des particules cosmiques, traduits par des *glitches* sur Planck/HFI, seront d'autant plus importants.

Ces futurs satellites pourront être équipés de bolomètres de type TES pour *Transition Edge Sensor* (Lee et al. 1996) ou de détecteurs KID pour Kinetic Inductance Detector (Day et al. 2003) qui seront soumis au même environnement spatial.

Dans le but de mesurer l'effet des particules cosmiques sur ces futurs détecteurs spatiaux, j'ai soumis des bolomètres TES au rayonnement d'une source radioactive α (§4.2.2) et étudié leur comportement. L'analyse des données m'a permis de dissocier deux types de *glitches* induits par l'interaction des particules α avec les composants du TES : des *glitches* rapides similaires à ceux observés sur les bolomètres embarqués sur Planck/HFI (§4.4.1) ; des *glitches* lents, propres aux bolomètres TES comme nous allons le voir (§4.4.2). Le type de *glitch* (rapide ou lent) dépend de l'élément du détecteur avec lequel la particule interagit. Sur la grille ou le thermomètre, le *glitch* a une constante de temps thermique de descente dite *rapide* ; sur le *wafer* liant tous les bolomètres, le *glitch* a une constante de temps *lente*.

4.2 Cadre expérimental

4.2.1 Fonctionnement des bolomètres TES

Courbe de transition

Le principe du bolomètre TES, pour *Transition Edge Sensor*, est similaire aux bolomètres composant le plan focal de Planck/HFI (voir le schéma de principe fourni en Figure 2.32) : l'onde électromagnétique est absorbée par une grille thermiquement couplée à un senseur. La différence se trouve dans le senseur thermique constitué d'un matériau supraconducteur. En ajustant sa température sur la transition raide entre son état normal et supraconducteur, on obtient un thermomètre de grande précision. Pour une faible variation de température du senseur, la variation de la résistance est grande et permet une mesure précise comme on le voit dans la Figure 4.1.

Les senseurs des bolomètres, les TES, utilisés pour cette étude, sont fabriqués en Niobium Silicium (Wasim & Zebouni 1969) par le CSNSM. Ce matériau, suivant sa composition en Nb, devient supraconducteur lorsqu'il est refroidi à une température comprise entre 40 mK et 800 mK (Marnieros 2014).

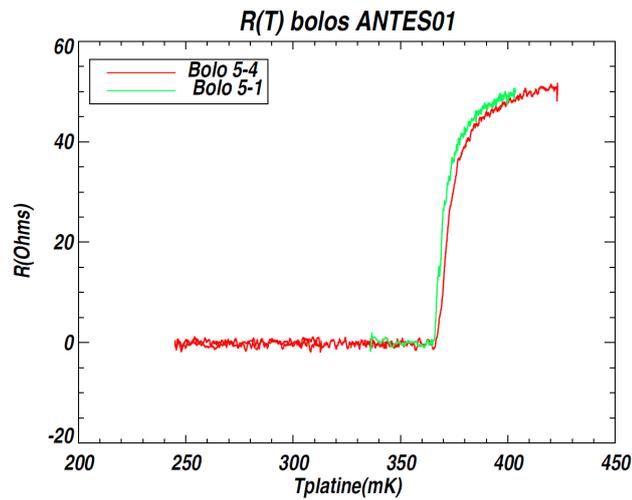


Figure 4.1 : Exemple d'une courbe de la transition entre l'état normal (> 400 mK) et l'état supraconducteur (< 370 mK). Ces données ont été obtenues pour le senseur ANTES01 développé par Jianqiang Zhong lors de sa thèse à l'IAS.

Contre-réaction

Les autres différences majeures se situent dans la chaîne de lecture avec le SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*) et la contre-réaction électrothermique (ETF, pour *ElectroThermal Feedback*). Lors d'une variation de la température du senseur causée par l'absorption d'une onde électromagnétique, ce n'est pas la résistance qui varie, mais le courant de polarisation. Cette technique permet au senseur une stabilité thermique importante autour du point de fonctionnement, généralement au milieu de la transition supraconducteur du matériau. Cela permet d'accélérer significativement le détecteur (par rapport aux bolomètres de Planck/HFI qui dépendent de leurs constantes de temps physiques).

Le circuit peut être représenté par le schéma synoptique donné en Figure 4.2. La boucle de gain associée est $\mathcal{L} = (P_B \times \alpha_T)/(G \times T)$ avec P_B la puissance de chauffage par effet joule du TES, α_T la pente de la courbe de transition $R(T)$ du senseur, G la conductance du lien thermique et T la température du senseur ($\sim T_c$). Ces paramètres restent quasi-constants, sauf α_T qui varie avec la tension de polarisation.

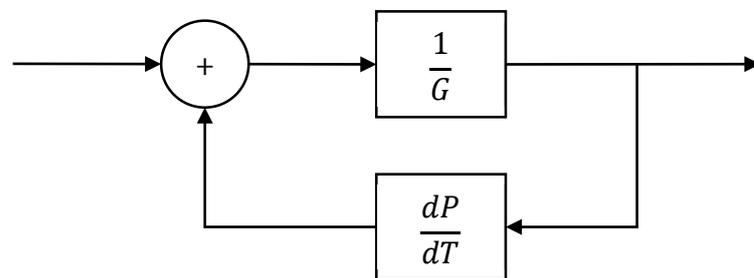


Figure 4.2 : Schéma synoptique d'une chaîne de lecture d'un TES. Le bloc de la chaîne direct est le TES, dont la fonction de transfert comprend la conduction thermique G du système. La contre-réaction apparaît sur le bloc retour.

Il est attendu que la diminution de la température du point de fonctionnement (diminution de la tension de polarisation) entraîne via l'ETF une diminution du temps de réponse de la constante de temps associée au boucle de gain \mathcal{L} . Pour un modèle à 3 constantes de temps τ_1 ,

τ_2 et τ_3 , soumises au boucle de gain \mathcal{L} (Maasilta 2012), seule la plus lente, τ_3 est significativement modifiée.

Dans le cas d'un système stable, cette constante de temps τ_3 représente le pôle dominant qui est alors soumis à l'effet de l'ETF, une modification du gain entraînant une fréquence de coupure plus élevée (Figure 4.3). Les constantes de temps suivantes (τ_2 et τ_1), à plus haute fréquence, sont moins sensibles à l'ETF et ne varient donc pas.

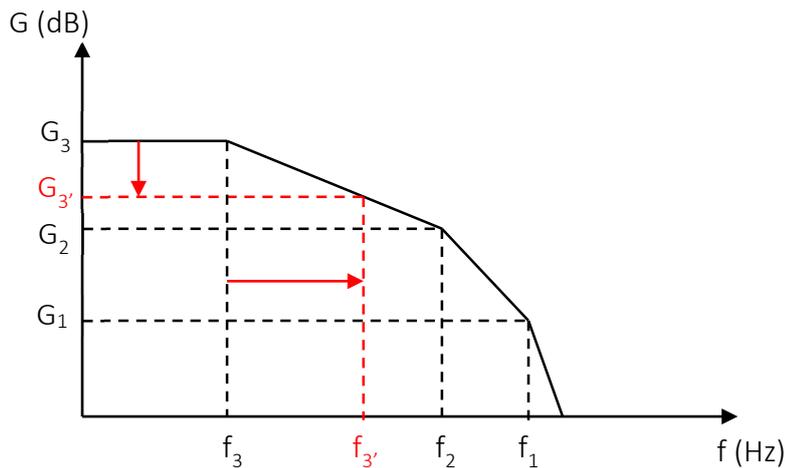


Figure 4.3 : Exemple de diagramme d'amplitude à trois constantes de temps τ_1 , τ_2 et τ_3 aux fréquences respectives de f_1 , f_2 et f_3 . La contre-réaction agit uniquement sur le pôle dominant G_3 .

Multiplexage

A la différence des bolomètres de Planck/HFI, les bolomètres TES sont assemblés par matrices de pixels par micro-fabrication. Chaque pixel est un bolomètre. Sur un *wafer* en silicium peuvent être gravées de larges matrices regroupant des centaines voire des milliers de pixels¹⁶. Ce grand nombre de capteurs nécessite un multiplexage pour transmettre les données des senseurs qui permet de lire de manière quasi-simultanée l'ensemble des TES d'une même matrice.

L'un des problèmes que peut présenter un tel système est la « proximité thermique » entre les détecteurs. A l'inverse de Planck/HFI où les détecteurs sont découplés les uns des autres (sauf entre les paires des PSB) par la capacitance du *housing* et de la platine, les TES d'une même matrice sont tous reliés entre eux par le *wafer* en silicium les supportant. Ainsi, une particule déposant de l'énergie au sein de ce *wafer* peut générer un signal corrélé sur plusieurs senseurs.

4.2.2 Moyens expérimentaux

Afin d'observer l'impact de particules émis par une source radioactive sur les bolomètres TES, nous avons mis en œuvre les moyens expérimentaux suivants.

¹⁶ BICEP3 (Karkare et al. 2014), par exemple, ou le Keck Array, embarquent des matrices de TES de milliers de pixels. Dans l'espace, Athena/X-IFU fera de même d'ici 15 ans.

Les mesures ont été réalisées avec le cryostat à dilution de l'APC au sein duquel une matrice de 23 bolomètres TES était déjà intégrée. L'électronique de lecture utilisée est composée d'un SQUID par détecteur, déporté autour de la matrice de bolomètres. Un ASIC à 4K (*Application-Specific Integrated Circuit*) assure la polarisation des SQUID, la lecture séquentielle (multiplexage) des pixels et l'amplification à froid. La lecture des mesures est réalisée après le passage du signal dans un amplificateur à 300K et un CAN échantillonnant le signal de sortie à 10 kHz. Plus de détails sont donnés dans (Martino et al. 2014; Martino 2012, chap.10.3). Ces différents éléments sont rappelés dans la Figure 4.4.

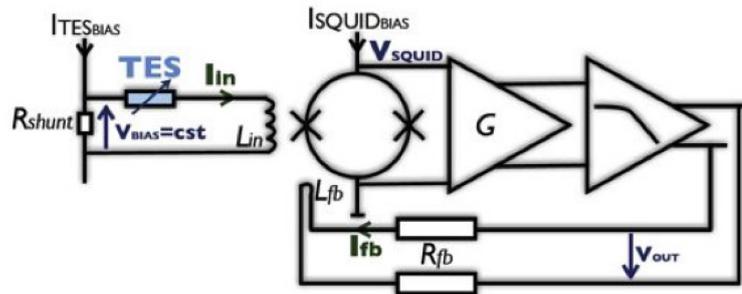


Figure 4.4 : Circuit de polarisation et de lecture. Le TES est représenté par une résistance variable à gauche. Le composant au centre représente le SQUID, l'amplificateur « G » l'ASIC et l'amplificateur de droite l'amplification à 300 K. Le TES est polarisé par une tension constante via un générateur de courant (à 300 K) et une résistance R_{shunt} . La variation de la résistance du TES générée par une onde électromagnétique (ou une particule) entraîne une variation de courant dans la bobine modifiant le champ magnétique lu par le SQUID.

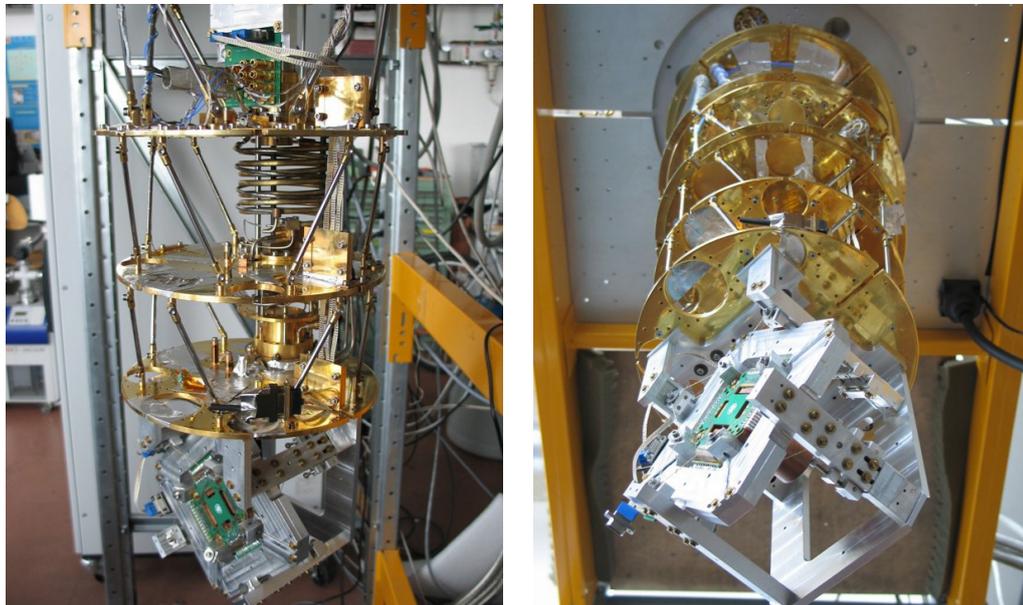


Figure 4.5 : Le cryostat à dilution de l'APC et le support (en bas) accueillant la matrice de bolomètres TES. En fonctionnement, chaque étage du cryostat est isolé du rayonnement par un écran en cuivre et l'enceinte est sous vide.

Le support mécanique de la matrice est suspendu par des fils de kevlar pour l'isoler thermiquement de la platine froide à 200 mK. Un régulateur de type PID maintient la platine froide à cette température afin d'absorber toutes les fluctuations thermiques émanant des

bolomètres. Seul un fil de cuivre, dont la conductance est maîtrisée, fait le lien thermique entre les deux éléments. Cette technique permet de supprimer la majorité des fluctuations thermiques du bain et garantit une stabilité thermique de la matrice.

En fonctionnement, la matrice de bolomètres (Figure 4.6) est à la même température que son support, soit 200 mK, tandis que le TES est à une température d'environ 550 mK, sa température critique. Pour atteindre ces températures, l'ensemble du dispositif est chauffé au-dessus de la température critique, puis le TES est polarisé afin de conserver sa température de fonctionnement. Enfin, la matrice et son support sont redescendus à 200 mK. Sans cette procédure, le TES ne peut pas atteindre sa température critique puisque le matériau le composant est supraconducteur. Toutes les mesures ont été réalisées avec la matrice de TES ayant une température critique de 550 mK.

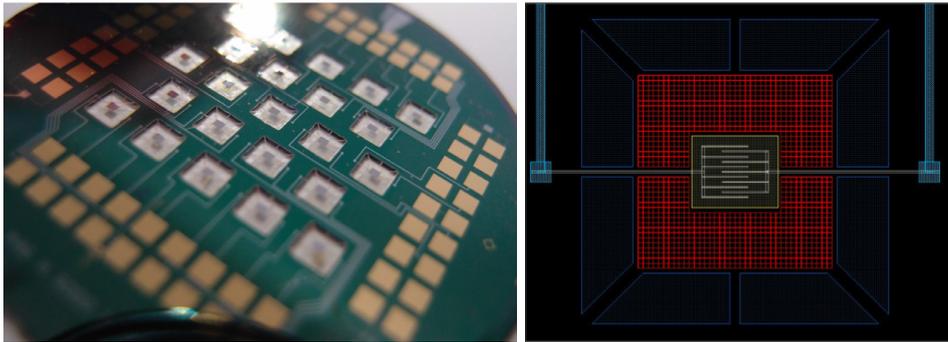


Figure 4.6 : [A gauche] la matrice de 23 bolomètres TES. Chaque pixel fait $3 \times 3 \text{ mm}^2$. La grille s'étend sur une surface de $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Au centre de chaque pixel se trouve le capteur composé des différents éléments détaillés sur la figure de droite. Autour des capteurs, les pads en or permettent l'interconnexion entre les détecteurs et les SQUID. [A droite] une vue rapprochée et schématique sur le capteur : en vert, au centre, le NbSi sur lequel sont posés les peignes inter-digités en niobium qui polarisent le senseur. En rouge la grille absorbante en iridium. En noir, le *wafer* de silicium. En bleu les zones de vide. Images tirées de (Martino 2012).

La source radioactive utilisée est un substrat d'américium 241 d'un diamètre de 3 mm émettant des particules α de $5,44 \pm 0,05 \text{ MeV}$ à un flux d'environ 8 Bq. La source est placée à 1 mm de distance d'un pixel (TES 1) de la matrice. La séparation de 5 mm entre chaque pixel permet de supprimer la quasi-totalité des interactions entre les α et les TES environnants.

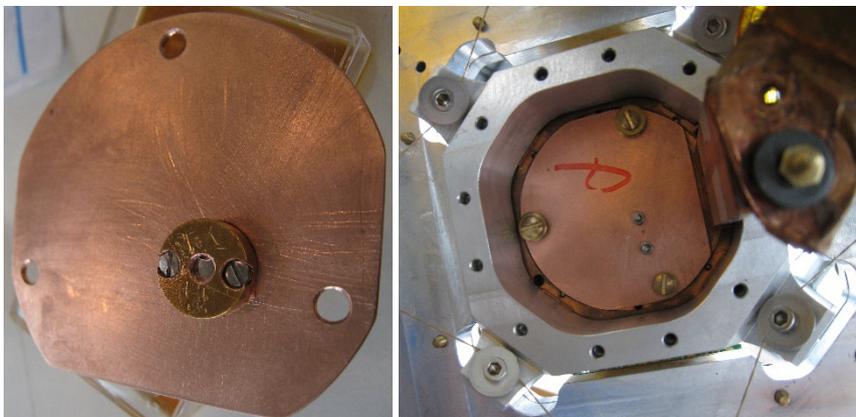


Figure 4.7 : [A gauche] la source radioactive encapsulée placée sur le support. [A droite] le support fixé au cryostat sur les fixations de la matrice de TES. La source fait directement face, à une distance de 1 mm d'un TES de la matrice.

4.3 Expérience

L'expérience a consisté à éclairer le bolomètre TES avec la source radioactive pour différents points de fonctionnement dans la transition en modifiant la tension de polarisation. Les données ont été acquises pendant plusieurs heures pour chaque mesure. Les informations concernant chaque mesure sont regroupées dans la Table 4.1.

La lecture séquentielle des 23 bolomètres n'était pas encore implémentée dans la chaîne de lecture à l'époque où nous avons réalisé cette expérience. La lecture simultanée de plusieurs bolomètres nous aurait permis d'étudier un effet thermique coïncident entre les TES. Ainsi, nous avons choisi de mesurer la résistance d'un seul bolomètre (TES 1) en face duquel est placée la source radioactive. Par la suite, nous avons également mesuré le TES 3, proche du TES 1, afin d'étudier l'effet thermique par diffusion au sein du silicium de particules interagissant avec le *wafer*.

	Mesure 1	Mesure 2	Mesure 3	Mesure 4	Mesure 5
	TES 1			TES 3	
Tension polarisation [V]	2,3	2,4	2,5	3,3	3,5
Durée acquisition [h]	5h54	5h00	13h05	5h10	15h37
R/Rn [%]	70	77	85	/	/

Table 4.1 : Les différentes mesures réalisées. Le ratio R/Rn représente la position sur la courbe de la transition. Plus R/Rn est faible, plus le point de fonctionnement se trouve proche de l'état supraconducteur du NbSi. Le ratio R/Rn n'a pas été mesuré pour le TES 3.

4.4 Résultats

La lecture des TES 1 et TES 3 a fourni de nombreuses données sur l'impact thermique créé par les particules au sein du capteur. Nous avons mis en évidence deux populations de *glitches* : d'une part des rapides, majoritaires en nombre et de faibles constantes de temps de décroissance thermique et d'autre part une population de *glitches* lents.

Nous analyserons dans un premier temps les interactions possibles créant ces *glitches* rapides observés dans le signal du TES 1. Dans un second temps, nous étudierons les *glitches* lents formés dans les TES 1 et TES 3 et leurs sources potentielles.

Les *glitches* sont détectés dans les données grâce à un algorithme détectant un front de montée d'une amplitude supérieure à 8σ à l'intérieur d'une fenêtre de 1000 échantillons. L'écart type est recalculé pour chaque fenêtre de la plage de données traitée.

Le signal lu correspond à la tension de polarisation, il est donné en volt. Les variations de tension sont directement liées à la température du senseur.

4.4.1 *Glitches* rapides

De nombreux *glitches* sont présents dans l'ensemble des données du TES 1. La Figure 4.8 donne le profil typique de l'un d'entre eux. Leur temps de montée est inférieur à 1 ms et la température du senseur retrouve sa valeur nominale en 50 ms environ. Pour chaque *glitch* détecté, on mesure son amplitude et ses constantes de temps pour les différentes tensions de polarisation appliquées au TES.

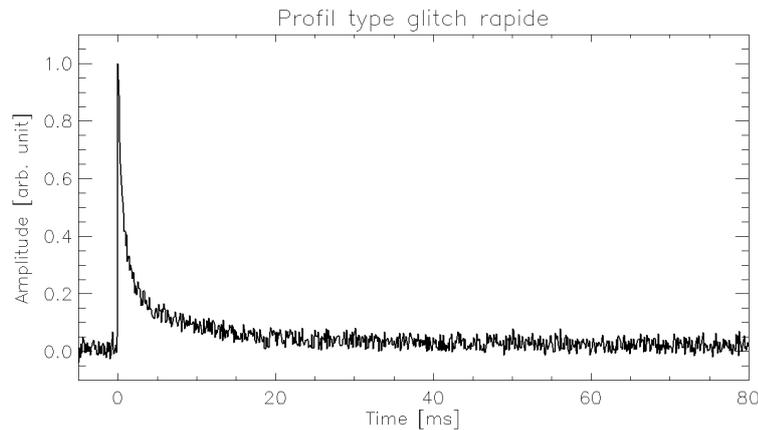


Figure 4.8 : Exemple d'un *glitch* rapide en fonction du temps (en ms). Le maximum de son pic est normalisé à 1.

Amplitude des *glitches* en fonction de la tension de polarisation

Comme on peut le voir sur la Figure 4.9, les *glitches* sont répartis pour chaque tension de polarisation V_{pol} entre trois familles. La première et la deuxième regroupent respectivement une centaine et quelques centaines de *glitches* par heure et sont de faible amplitude (pic à 0,02 V et 0,09 V). La troisième en regroupe également plusieurs centaines par heure mais est de plus forte amplitude (0,3 à 1,3 V). Le nombre de *glitches* des différentes familles est similaire entre les mesures pour différentes tensions. Le nombre total de *glitches* pour chaque tension de polarisation s'élève à environ 1000 / heure. La Table 4.2 donne pour une tension de polarisation de 2,4 V le nombre d'évènements par heure regroupés dans chaque famille et leur tension moyenne.

Famille	1	2	3
Tension (V)	0,02	0,09	0,6
Flux (<i>glitches</i> /heure)	150	450	350

Table 4.2 : Caractéristiques tirés des histogrammes présentés en Figure 4.9 pour une tension de polarisation du TES de 2,4 V.

Les deux premières familles sont regroupées autour des deux mêmes pics tandis que le maximum en amplitude de la troisième augmente pour des tensions de polarisation décroissantes. Cet effet, lié à l'ETF, s'explique par un décalage de la réponse du TES $R[A/W] = 1/V_{pol}$ avec R la réponse et V_{pol} la tension de polarisation. Plus la tension est faible, plus la réponse du TES est forte. On observe ainsi une amplitude maximum à 1,1 V pour $V_{pol} = 2,3$ V, 0,6 V pour $V_{pol} = 2,4$ V et 0,3 V pour $V_{pol} = 2,5$ V.

Ces trois familles peuvent être formées par la réponse thermique à un dépôt d'énergie dans les différents éléments composant le TES à un même type de particule et/ou par différents types de particules (d'énergie différente) interagissant avec le TES. Ces deux hypothèses sont étudiées dans les sous-chapitres suivants.

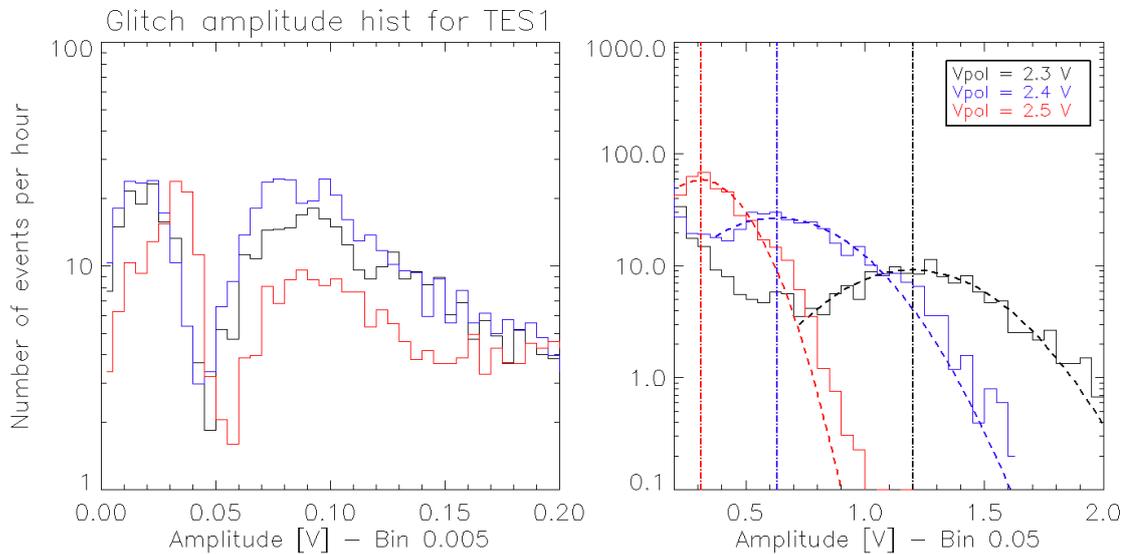


Figure 4.9 : Histogramme de l'amplitude des *glitches* observés sur le TES1 pour les différentes tensions de polarisation utilisées. Le flux total de *glitches* est d'environ 1000 / heure. Pour chaque courbe, trois blocs distincts sont observables. On ajuste l'histogramme des événements supérieurs à 0,2 V par une gaussienne. Pour cette famille, on observe un décalage en amplitude en fonction de la tension de polarisation de 2,3 V (noir), 2,4 V (bleu) et 2,5 (rouge). [A gauche] l'histogramme donne le nombre d'évènements d'une amplitude comprise entre 0 et 0,2 V pour un bin de 0,005 V. [A droite] l'histogramme donne le nombre d'évènements d'une amplitude comprise entre 0 et 2 V pour un bin de 0,05.

Interaction dans les différents composants

La première hypothèse soulevée concerne la localisation de l'interaction de la particule. Au sein d'un TES, les éléments (principalement : peigne, thermomètre, grille et support) diffèrent par leur surface, leur épaisseur et leur matériau. L'interaction d'une particule avec les différents éléments induira donc un dépôt d'énergie et un apport de chaleur variable, mais également un taux de *glitches* proportionnel à la surface concernée.

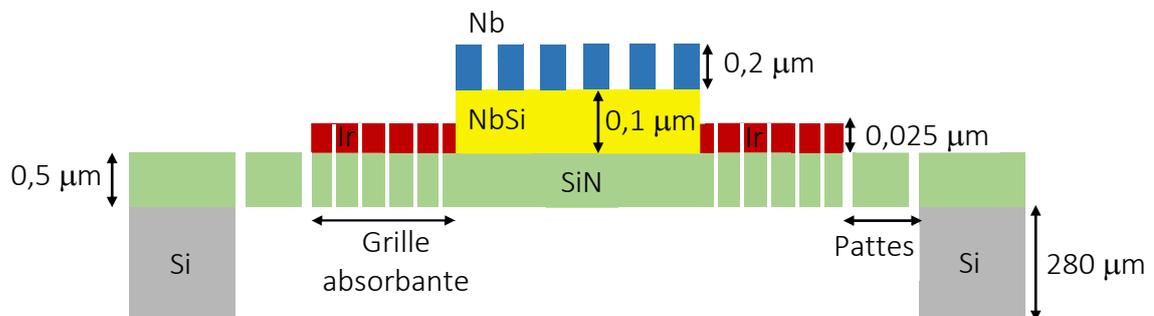


Figure 4.10 : Coupe d'un bolomètre de type TES. Le Si représente le *wafer* de la matrice sur lequel repose tous les pixels. Le SiN sert de structure à tous les éléments composant le TES mais également à le suspendre au *wafer* par des pattes. De l'iridium est déposé sur le SiN usiné en grille pour permettre

l'absorption de l'onde électromagnétique. Le NbSi, au centre du pixel, permet de mesurer la température de la grille. Le schéma n'est pas l'échelle.

Ce type d'étude peut permettre d'analyser en détail la réponse thermique des composants et ainsi étudier les liens thermiques entre les différents éléments. Pour cela, il faut pouvoir séparer les familles de *glitches* observées. Malheureusement, dans le cas de ce TES, le SiN supportant l'ensemble des composants induit un couplage thermique entre eux. La dissociation des interactions avec chaque élément est donc difficile. Effectivement, à chaque fois qu'une particule interagit avec la grille ou le thermomètre, elle interagira également avec le support, comme on peut le voir sur le schéma donné en Figure 4.10.

Néanmoins, à partir des données compilées dans la Table 4.3 et des informations fournies par la Figure 4.10, une étude des interactions est réalisée. Tout d'abord en comparant les surfaces des éléments avec le nombre de coups mesurés par heure pour les trois familles, puis en comparant les températures associées au dépôt d'énergie avec les amplitudes des *glitches*.

Élément	Mat.	Épaisseur [μm]	Surface [m ²]	Pourcentage de surface	Énergie déposée [keV]	Capacité calorifique [J/K]	Température associée [K]
Peigne	Nb	0,2	$7,5 \cdot 10^{-8}$	14 %	59,65	$1 \cdot 10^{-12}$	$9 \cdot 10^{-3}$
Thermo	NbSi	0,1	$2,5 \cdot 10^{-7}$	47 %	17,40	$6 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-4}$
Grille	Ir	0,025	$2,8 \cdot 10^{-7}$	53 %	12,54	$9 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Support	SiN	0,5	$5,3 \cdot 10^{-7}$	100 %	99,76	$3 \cdot 10^{-13}$	$6 \cdot 10^{-2}$
Wafer	Si	280	$6,4 \cdot 10^{-3}$	/	5500,00	$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-6}$

Table 4.3 : Caractéristiques des différents matériaux composant le TES. Les informations sont données pour chaque élément d'après le schéma donné en Figure 4.10. Les capacités calorifiques sont calculées à partir des volumes, densités et capacités calorifiques massiques théoriques pour chaque élément. Les pourcentages d'occupation de l'espace sont donnés par rapport à la surface du support (100 %). La surface du support correspond à la somme des surfaces de la grille et du thermomètre. Le thermomètre et la grille n'occupent pas les mêmes surfaces tandis que le peigne repose sur le thermomètre. L'énergie déposée est calculée à partir du pouvoir d'arrêt d'une particule α de 5,5 MeV pour les matériaux et les épaisseurs donnés (voir équation (1.2)). Les valeurs d'énergie déposée sont calculées à partir de la capacité calorifique des éléments pour les capacités calorifiques théoriques des matériaux associés.

Pour une tension de polarisation de 2,4 V, les familles de *glitches* de 1 à 3 regroupent respectivement 150, 450 et 350 *glitches*/heure. Le nombre de *glitches* détectés varie donc d'un facteur trois au plus entre les familles. A ces nombres sont comparés les surfaces du peigne ($7,5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$), de la grille ($2,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$) et du thermomètre ($2,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$), variant au plus d'un facteur 4. D'un point de vue purement dimensionnel, la famille 1 peut être liée avec un dépôt d'énergie au sein du peigne et la famille 2 avec le thermomètre. La famille 3 ne peut être liée à aucun élément étant donné que le flux associé est plus faible que celui de la famille 2 et qu'aucun élément est plus petit que le thermomètre à l'exception du peigne. Cette approche n'est donc pas concluante. L'effet des particules interagissant avec le support en SiN quel que soit l'élément touché en est probablement la cause.

D'un point de vue thermique, les calculs réalisés à partir de la capacité calorifique des matériaux et les volumes des éléments pour une énergie donnée montrent que la chaleur générée au sein du support en SiN domine largement les autres composants (voir Table 4.3). On obtient ainsi pour une particule de 5,5 MeV interagissant avec le support, une température de chauffage de $6 \cdot 10^{-2}$ K. Bien que cette température ne soit pas observée sur le thermomètre du TES, on peut la comparer aux chaleurs théoriques apportées de l'ordre du millième de Kelvin sur le peigne, la grille ou le thermomètre lors d'une interaction.

La température associée de $6 \cdot 10^{-2}$ K générée par l'interaction d'une particule avec le support en SiN domine d'un ordre de grandeur les températures générées par les interactions dans les autres éléments. En comparaison avec les amplitudes des *glitches*, on observe également une différence d'un ordre de grandeur entre les familles 1 et 2 (0,05 V en moyenne) et la famille 3 (0,6 V). On peut donc considérer que la 3ème famille est composée de *glitches* issus des interactions entre des particules α et le support en SiN quel que soit l'élément supporté traversé.

Les 2 premières familles, de plus faibles amplitudes, peuvent être constituées de *glitches* créés au sein des autres éléments ou par le transport de chaleur par phonons balistiques. Comme on a pu le voir précédemment avec l'expérience menée sur les bolomètres de Planck/HFI, la conduction par phonon balistique dans le silicium n'est pas négligeable. Les pattes du TES, en SiN, peuvent ainsi transmettre efficacement une partie de l'énergie de 5,5 MeV déposée dans le *wafer* vers le TES. La différence d'amplitude moyenne entre la famille 1 (0,02 V) et la famille 2 (0,09 V) peut être liée à l'élément (peigne, thermomètre ou grille) dans lequel l'énergie transportée par phonons balistiques est diffusée.

Constantes de temps

Ces trois familles de *glitches* rapides présentent des constantes de temps de descente en température similaires. Leur constante de temps de montée est inférieure à 0,5 ms et leur durée de descente est de quelques dizaines de millisecondes.

Pour chacun des *glitches* repérés dans les données des différentes mesures, on applique un modèle de décroissance thermique à 3 constantes de temps, τ_1 , τ_2 et τ_3 , de même type que l'équation (3.1) utilisée pour les *glitches* observés sur Planck/HFI. L'histogramme donné en Figure 4.11 regroupe les valeurs calculées de chacune des constantes de temps par rapport au nombre de coups pour chaque tension de polarisation étudiée. Tandis que les constantes τ_1 (~ 1 ms) et τ_2 (~ 6 ms) restent similaires, la constante τ_3 augmente de 45 à 75 ms pour une valeur de tension de polarisation croissante.

La constance des valeurs de τ_1 et τ_2 et l'augmentation de τ_3 est cohérent avec le fonctionnement théorique des TES décrit au §4.2.1. On observe ainsi l'effet de l'ETF sur la constante de temps τ_3 (représentant le pôle dominant) qui augmente pour une tension de polarisation plus grande.

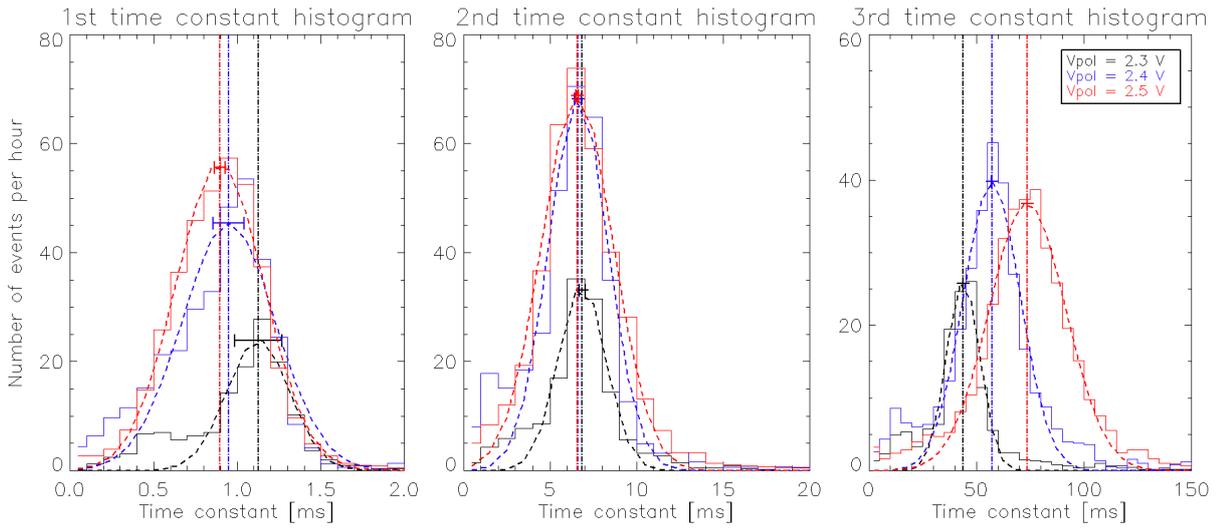


Figure 4.11 : Histogramme des 3 constantes de temps du modèle appliqué aux *glitches* de la 3ème famille observés sur le TES 1. Les données sont ajustées par une gaussienne. Les barres d'erreurs sont calculées à σ/\sqrt{N} , avec N le nombre d'évènements sous la gaussienne. Les constantes τ_1 (~ 1 ms) et τ_2 (~ 6 ms) sont similaires, ou dans les barres d'erreur pour chaque point de fonctionnement. Seule la constante τ_3 varie avec la température du NbSi. Les amplitudes associées à chaque constante de temps ne varient pas en fonction de la tension de polarisation. Elles sont respectivement pour τ_1 , τ_2 et τ_3 de 60 %, 30 % et 10 % du signal. Les évènements pour les tensions de polarisation de 2.3, 2.4 et 2.5 V sont issus d'une sélection pour des seuils en amplitudes respectivement de 0.7, 0.35, 0.2 V.

Chaque constante de temps peut être associée à une conduction thermique au sein du TES. Pour comprendre le fonctionnement du TES étudié, un modèle à 3 blocs a été réalisé (voir Figure 4.12) comprenant les trois liens thermiques suivants. Entre parenthèses sont données les couleurs des éléments dessinés sur la Figure 4.10 :

- Conductance entre le NbSi (jaune) et l'absorbeur en iridium (rouge) : $G_{\text{TES}/1}$
- Conductance entre le NbSi (jaune) et la membrane en SiN (vert) : $G_{\text{TES}/2}$
- Conductance entre la membrane en SiN (vert) et le *wafér* (gris) : $G_{2/b}$

Pour vérifier ce modèle, une précédente expérience (Martino et al. 2014) a permis l'étude de la réponse électrique du TES à de petits signaux électrique. En contrôlant l'amplitude de l'impulsion électrique (au contraire de l'énergie déposée par les particules α de la source), on évite au NbSi de sortir de sa phase de transition. L'ajustement d'un modèle à 3 constantes de temps à la réponse du détecteur donne un jeu de paramètres cohérents avec le design du détecteur.

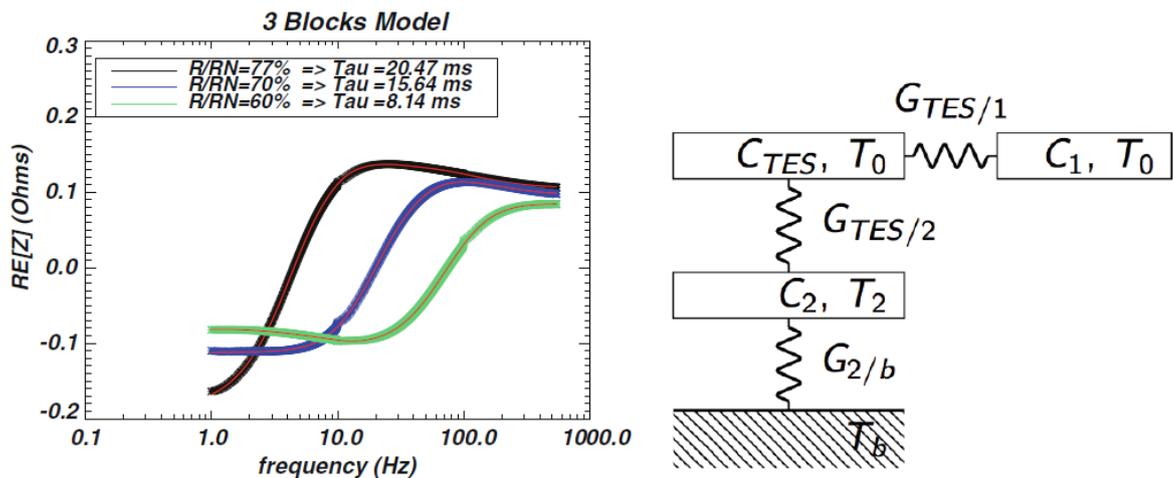


Figure 4.12 : [A gauche] Mesure de réponse électrique en petits signaux afin de ne pas sortir du régime linéaire comme avec la source α . Le graphique donne la partie réelle de l'impédance complexe mesurée pour 3 points de fonctionnement (mesures 1, 2 et 3). La courbe rouge correspond au modèle à 3 constantes de temps ajusté aux courbes. [A droite] le schéma-bloc, avec C_{TES} le NbSi, C_1 l'absorbeur en iridium et C_2 la membrane en SiN. (Martino et al. 2014)

Ce modèle nous a permis de simuler la réponse du TES à un échauffement induit par un dépôt d'énergie dans le TES. Suivant les paramètres du modèle et l'énergie injectée, le NbSi sort de sa courbe de transition pour atteindre le régime normal. Dans ce cas-là, la troisième constante de temps τ_3 augmente largement et rend le système linéaire jusqu'à ce que la température du matériau retrouve une température proche de la température critique.

La sortie de la phase de transition est donc théoriquement possible lors d'un dépôt d'énergie et entraîne un temps de réponse du TES très long.

Plusieurs sources de particules

La seconde hypothèse expliquant la formation de plusieurs familles met en œuvre différents types de particules interagissant avec le TES pendant l'expérience : les particules α émis par la source, les noyaux de recul issus également de la source radioactive et les muons liés aux désintégrations des particules cosmiques dans l'atmosphère. Ces trois types sont étudiés dans la suite de ce sous-chapitre.

- 1) Pour le cas des muons issus des interactions des rayons cosmiques dans l'atmosphère, ils sont certainement présents, mais de trop faible amplitude pour être décelés. Au niveau de la mer, ces particules ont une énergie de 4 GeV et un flux de 1 coup/cm²·min. Ramené à la surface de 4 mm² du TES, on obtient un flux de 10 coups/heure. Mais à ce niveau d'énergie, la portion déposée dans le SiN de 0,5 μ m ne serait que de 0,3 keV, soit 300 fois moins que pour les α déposant environ 100 keV dans le détecteur (voir Table 4.3).

Lors des tests au sol réalisés sur les bolomètres de Planck/HFI, le même phénomène a été observé. Les *glitches* étaient néanmoins de plus grande amplitude par rapport au bruit blanc. Cette différence s'explique par l'épaisseur et les propriétés du matériau formant le NTD avec lequel interagissent les muons. Pour une particule de 4 GeV traversant le NTD en

germanium de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur, l'énergie déposée est de 23 keV , soit presque 100 fois plus que pour le TES.

- 2) Un autre élément à prendre en compte est le fait que la source radioactive émet des noyaux de recul d'une énergie de 95 keV issus de la désintégration de l'américium. Lors de leur interaction avec les éléments, la totalité de l'énergie est transférée au matériau. Proche des 100 keV déposés par les particules α dans le détecteur, ce type d'interaction ne peut pas être facilement identifiable dans l'histogramme. Par ailleurs, le flux de noyaux de recul n'est pas connu, ces particules pouvant être arrêtées au sein de la source radioactive en elle-même.
- 3) De la même manière que pour les muons, le flux de particules α émanant de la source radioactive et rencontrant le détecteur peut être calculé. A 1 mm de distance et pour une surface du support de $S_{\text{sup}} = 5,3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$, l'angle solide correspond à $5,3 \cdot 10^{-1} \text{ sr}$. Dans le cas de notre source radioactive émettant des particules à un flux de 8 Bq , on obtient un taux de *glitches* de $N = (8 \times S_{\text{sup}}) / 4\pi = 0,3 \text{ coup/seconde}$. Soit environ $1000 / \text{heure}$.

Les deux premières hypothèses ne sont pas concluantes après vérification. Par contre, la troisième, dont le flux calculé de 1000 coups/heure est proche du flux observé, laisse penser que l'ensemble des *glitches* présents est lié à l'émission des α par la source radioactive.

4.4.2 Glitches lents

Des *glitches* lents ont été observés sur les TES 1 et TES 3. Comme on peut le voir sur la Figure 4.13, le temps de montée en température est plus lent que pour les *glitches* rapides (1 à 2 ms au lieu d'un temps inférieur à $0,5 \text{ ms}$). Le temps de descente l'est également et atteint plusieurs dizaines de millisecondes. On observe également une différence entre les *glitches* lents observés sur les TES 1 et TES 3.

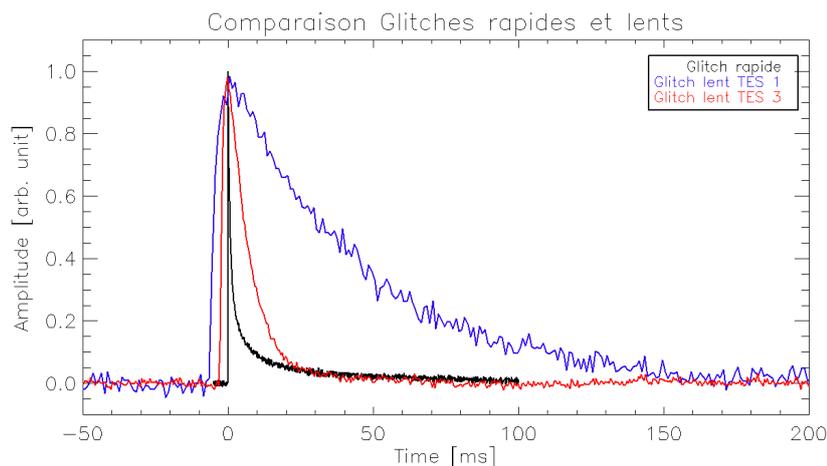


Figure 4.13 : Profils typiques en température des *glitches* rapides (noir) observés sur le TES 1 et des *glitches* lents observés sur le TES 1 (bleu) et le TES 3 (rouge). Les amplitudes sont ramenées à 1, le temps à 0 ms correspond au maximum du pic.

Lors des expériences menées, les TES se lisaient un-à-un, la lecture multiplexée des bolomètres n'étant pas opérationnelle. Nous n'avons donc pas pu observer d'effet thermique

coïncident lié à l'interaction des particules avec le *wafer* entre les différents senseurs. Les résultats détaillés ci-dessous correspondent uniquement aux effets détectés dans l'un ou l'autre des TES mesurés. Une expérience à mener serait d'étudier l'effet de l'interaction simultanément sur plusieurs pixels d'une matrice de TES.

Formation

Cet effet peut être expliqué par la propagation de chaleur au travers du *wafer* regroupant les pixels de la matrice. D'une épaisseur de 280 μm , il absorbe la totalité de l'énergie de la particule α de 5,5 MeV et la restitue sous forme de chaleur (voir §1.3.4). Celle-ci entraîne alors un chauffage du bain thermique auquel est rattaché le TES. La diminution de la différence de température entre T_{TES} et T_{bain} induit alors une diminution de la puissance dans la conduction thermique G (voir schéma de la Figure 4.14). La température T_{TES} s'élève en un temps dépendant de la diffusivité thermique du silicium. Le *wafer* relierait ainsi thermiquement et de manière non négligeable les différents pixels.

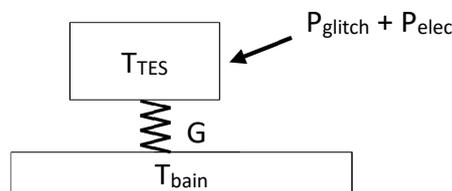


Figure 4.14 : Schéma de principe des liens thermiques entre le TES et son environnement. P_{glitch} représente la puissance apportée par les *glitches*, et P_{elec} la puissance apportée par la lecture du thermomètre, soit sa polarisation en tension.

Constantes de temps

Les constantes de temps, dont les histogrammes sont donnés en Figure 4.15, sont divisées en deux catégories représentant les TES 1 et TES 3. Les *glitches* lents détectés sur le TES 1 ont une constante de temps de montée de l'ordre de 0,5 ms et de descente de 40 ms. Ceux observés sur le TES 3 sont plus lents à la montée (1,5 ms), mais plus rapides lors de la descente (5 ms). Ces différences peuvent être expliquées par deux hypothèses :

- Les constantes de temps pourraient dépendre de la vitesse de diffusivité thermique du Si donc de la distance séparant le point d'impact de la particule du pixel. Le transport par phonons balistiques est trop rapide pour que la distance influe leur effet dans le temps
- Les caractéristiques thermiques (conductance, capacité calorifique) des deux bolomètres seraient différentes ce qui entraînerait des réponses différentes à un même phénomène.

La première hypothèse répond à un effet de diffusivité thermique au sein du silicium. La source étant collimatée sur le TES 1, les particules issues de la source d'américium interagissent avec ce bolomètre et le *wafer* proche.

Les temps de montée observés sur le TES 1 et le TES 3 pourraient être liés à la distance entre l'interaction de la particule avec le *wafer* et le bolomètre. Ainsi, le TES 1, proche de l'endroit de l'impact chaufferait très vite, tandis que les TES 3, plus loin, admettrait un temps

de montée plus lent. Cette hypothèse expliquerait l'étalement du pic de l'histogramme des constantes de temps de montée pour le TES 3, la distance entre l'endroit de l'interaction et le TES 3 variant pour chaque particule.

La décroissance thermique, d'un temps différent entre les deux pixels, ne trouve pas d'explication concluante. Effectivement, dans le cas d'un chauffage global du *wafer*, les constantes de temps de descente thermique des pixels sont dominées par le refroidissement du *wafer*. Les décroissances thermiques des deux pixels devraient donc être similaires. De nouvelles expériences sont nécessaires pour éclaircir ce point.

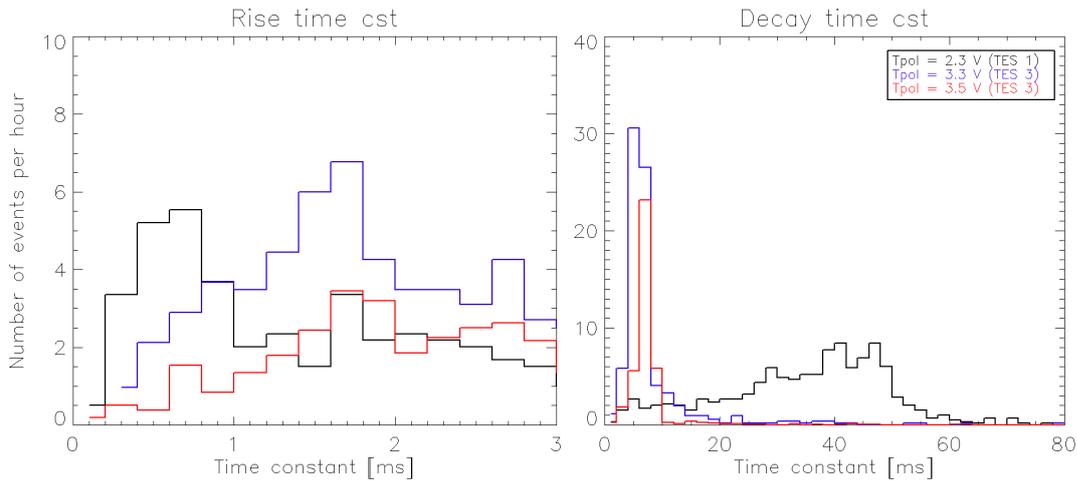


Figure 4.15 : Histogrammes des constantes de temps de montée et de descente en température des *glitches* lents observés dans les données du TES 1 pour une tension de polarisation de 2,3 V et du TES 3 pour des tensions de 3,3 et 3,5 V.

On observe également des amplitudes de *glitch* différentes entre le TES 1 et le TES 3. Cette observation est cohérente avec la première hypothèse soulevée concernant la distance entre le point d'impact et les pixels. Les *glitches* lents sont en moyenne d'une amplitude plus importante pour le TES 1 (proche de l'impact des particules sur le *wafer*) que pour le TES 3 (loin de l'impact) comme on le voit sur la Figure 4.16. Ainsi, une particule interagissant à proximité d'un bolomètre engendrera une plus grande énergie diffusée jusqu'au thermomètre via le silicium que si le point d'impact est éloigné.

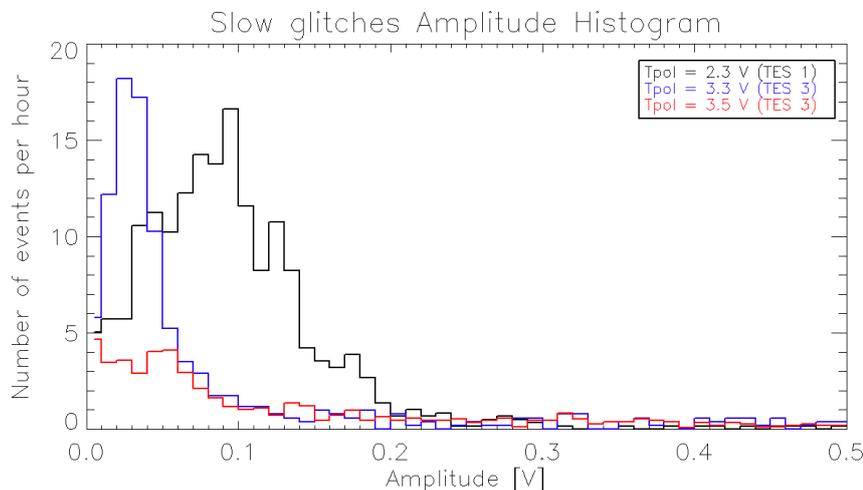


Figure 4.16 : Histogramme des amplitudes des *glitches* lents observés sur le TES 1 pour une tension de polarisation de 2,3 V et le TES 3 pour deux tensions de polarisation à 3,3 V et 3,5 V.

La seconde hypothèse, visant une différence au niveau des caractéristiques thermiques des deux bolomètres n'a pu être vérifiée. Pour ce faire, de plus amples expérimentations, incluant des mesures de conductance et de capacité calorifique des différents éléments du bolomètre devront être réalisées. Pour obtenir ces résultats, le bolomètre peut être équipé de thermomètres et résistances chauffantes de très faible encombrement.

4.5 Conclusion

Les détecteurs de type TES sont retenus dans certaines des futures grandes missions scientifiques d'observation, terrestres ou spatiales. L'expérience acquise sur Planck/HFI soulignant l'impact non négligeable des particules cosmiques sur ses détecteurs m'a montré la nécessité de concevoir une expérience à même de répondre à une problématique identique avec les TES. D'ici quelques années, eux aussi seront soumis à un flux de particules cosmiques et leurs réponses aux différents effets induits devront être comprises.

L'expérience, incluant une source radioactive comme pour les travaux sur les bolomètres de Planck/HFI a mis en évidence la création de *glitches* courts, issus d'une particule interagissant avec les composants du TES et lents, issus d'une particule interagissant avec la matrice. Dans le cas des *glitches* courts, le principal problème réside dans l'échauffement du senseur, produit par le dépôt d'énergie de la particule, et pouvant entraîner la sortie de son point de fonctionnement hors de la phase de transition vers l'état normal du matériau supraconducteur. Cet effet modifie les constantes de temps du système et peut l'entraîner vers une non linéarité au travers de l'ETF.

Par ailleurs, l'énergie déposée d'environ 100 keV par les particules α de 5,5 MeV émises par la source radioactive est bien plus importante que ce qui se produirait en vol. Avec une épaisseur de SiN de 0,5 μm , seules les particules d'énergie inférieure à 0,2 MeV déposent toute leur énergie dans le matériau. Au-dessus, la particule traverse et ne transmet qu'une partie de son énergie (voir §1.3.4). Par exemple, une particule de 50 MeV ne déposera que 20 keV et une de 100 MeV seulement 12 keV. Les effets du rayonnement cosmique seront donc moins prononcés en vol que ce qui est décrit dans les résultats de cette expérience. Le passage du NbSi dans son état normal pourrait ainsi être moins fréquent que ce qui a été observé.

Alors que les *glitches* rapides peuvent se rapprocher des *glitches* observés sur les bolomètres de Planck/HFI, les *glitches* longs ne trouvent pas leur pendant. Cette différence peut être causée par l'assemblage des bolomètres TES en matrice de pixels, disposition qui n'existe pas sur Planck/HFI. L'interaction d'une particule cosmique avec l'épais *wafer* en silicium regroupant l'ensemble des bolomètres d'une même matrice pourrait générer un chauffage global des senseurs. L'étude menée sur les deux TES laisse penser que l'amplitude des *glitches* lents est corrélée avec la distance séparant le pixel de l'impact de la particule. Ainsi, plus la particule interagirait loin du senseur, moins l'amplitude du *glitch* lent serait élevée.

Cet effet lié au silicium doit être sérieusement pris en compte pour les prochaines expériences spatiales car s'il est avéré en vol, cet effet thermique coïncident entre les

détecteurs risque de compromettre la mission. La surface d'interaction étant bien plus grande dans le cas d'une matrice en silicium que dans la configuration de Planck/HFI, le flux de particules cosmiques risque d'engendrer un bruit très significatif dans les données. Plusieurs systèmes permettraient probablement de réduire les effets des particules comme par exemple la réduction de l'épaisseur et de la surface du silicium ou la création de chicanes pour supprimer le transport d'énergie par phonons balistiques.

Enfin, l'effet des particules sur les futurs plans focaux ainsi que les techniques limitant leur impact devront être testés avant vol pour toutes les futures missions.

Chapitre 5 - Etude statistique des effets indirects des particules cosmiques sur l'instrument HFI

5.1 Introduction

Les *HCE*, pour *High Coincidence Event*, dans un premier temps nommés « éléphants » en référence à leurs profils, ont été découverts dans les premiers mois de la mission Planck/HFI et sont caractérisés par l'élévation thermique de l'ensemble de la platine bolomètre (plusieurs microkelvins au-dessus du bruit thermique de fond) et de longues constantes de temps de montée (plusieurs secondes) et de descente (plusieurs milliers de secondes). Au contraire des *glitches* qui n'impliquent une élévation de la température qu'au niveau du bolomètre, les *HCE* correspondent à une augmentation de la température de l'ensemble du plan focal de HFI. Ces événements sont observables directement dans les données non traitées comme on peut le voir sur la Figure 5.1.

Nous avons mis en évidence deux types de *HCE* : des rapides (*fast*), en haut de la Figure 5.1 et des lents (*slow*), en bas de la Figure 5.1. Leur principale différence réside dans leur temps de montée : la constante de temps est d'environ 3 secondes pour les rapides et 30 secondes pour les lents.

Les *HCE* sont repérables par des *glitches* spécifiques appelés précurseurs. Formés simultanément sur un grand nombre de bolomètres, leurs amplitudes et constantes de temps diffèrent des *glitches* vus précédemment (§3.1) et seront étudiés ultérieurement (§5.6).

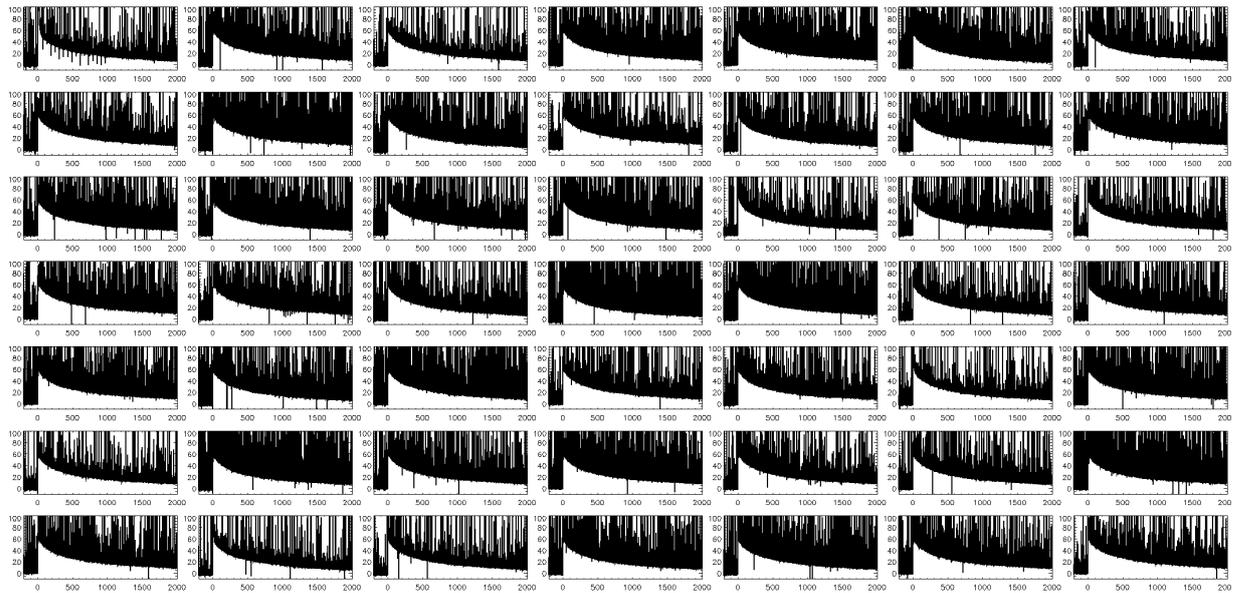
L'ensemble de ce chapitre est dédié à l'analyse de ces événements qui m'a conduit à reproduire des *HCE* en laboratoire dont les expériences sont décrites au Chapitre 6. Basé sur une liste de tous les *HCE* observés pendant la mission (§5.2), j'ai réalisé l'étude détaillée de ces événements. Tout d'abord en étudiant les profils thermiques des *HCE* lents et rapides fournis par les bolomètres (§5.3.1) et les thermomètres (§5.3.2) de Planck/HFI, puis en ajustant des modèles thermiques pour calculer les constantes de temps de montée (§5.4.2) et de descente des *HCE* (§5.4.1).

Une fois les événements bien catégorisés au sein des deux familles, je me suis attaché à étudier par traitement statistique et algorithmique l'élévation thermique de la platine engendrée par les *HCE* (§5.5.1) ainsi que leur évolution en terme de flux, d'amplitude et de constante de temps au cours du temps (§5.5.2).

Les *glitches* précurseurs, indissociables des *HCE*, font l'objet d'une étude particulière (§5.6). Au sein de ce chapitre, j'apporte des informations sur leur nombre et leur amplitude (§5.6.1) par bolomètre et sur leurs principales constantes de temps thermiques (§5.6.2). Enfin, je montre comment ces précurseurs m'ont permis de modéliser la localisation géométrique du *HCE* sur la platine bolomètre (§5.6.3) et d'évaluer un effet systématique lié aux bolomètres de type PSB (§5.6.4).

Pour finir, je décris les deux hypothèses soulevées décrivant la formation des *HCE* rapides (§5.7.1) et lents (§5.7.2), complétées par celles réfutées données en Annexe A.5.

HCE rapide



HCE lent

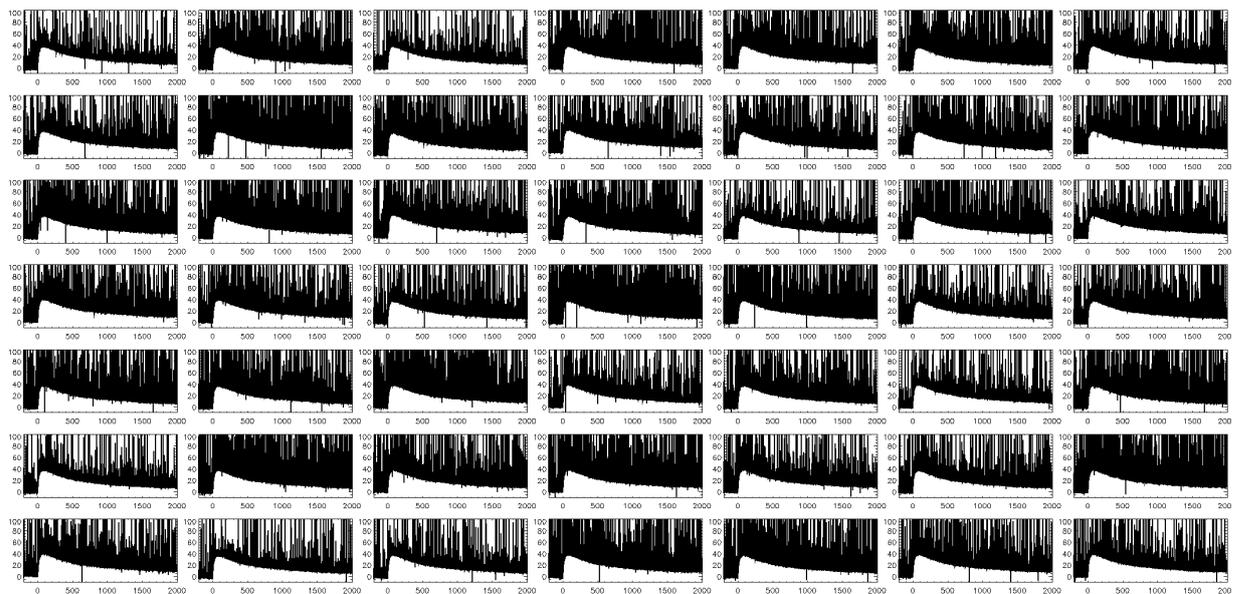


Figure 5.1 : Données brutes en microkelvin de 49 bolomètres pour deux évènements en fonction du temps. Aucun *déglitchage* ni autre traitement n'est appliqué, seul le signal du ciel est retiré. L'amplitude est ramenée à 0 pour le début de l'évènement. Le « hachage » est créé par les nombreux *glitches* qui perturbent le signal. Les données en température des bolomètres, très bruitées, connaissent une hausse brusque avant de diminuer progressivement. Ces deux évènements sont les plus forts repérés. [En haut] un HCE rapide d'un temps de montée d'environ 20 s. [En bas] un HCE lent d'un temps de montée d'environ 100 s.

5.2 Coïncidences et détection

5.2.1 Les *glitches* coïncidents

Comme expliqué dans le §3.2.2, le *despike* fournit une liste des bolomètres dans lesquels apparaissent un *glitch* pour chaque échantillon de données de la totalité de la mission. Lorsqu'un *glitch* est signalé, on dit que le bolomètre est « touché ». Dans le cas contraire, le bolomètre est dit « non touché ». Il arrive régulièrement que plusieurs bolomètres soient touchés simultanément pour un même échantillon, on parle alors de *glitches* coïncidents.

La Figure 5.2 donne l'histogramme du nombre de *glitches* coïncidents pour une fenêtre de 3 échantillons. On observe une inflexion de la courbe à environ 10 bolomètres touchés simultanément. Au-delà de cette valeur, et en soustrayant les événements aléatoires dus à des *glitches* fortuits (courbe en pointillés bleus), les événements comptés sont tous des *HCE*. La limite placée à 15 bolomètres touchés simultanément permet de supprimer la quasi-totalité des événements aléatoires et de sélectionner uniquement les *HCE*. La liste d'événements issue de cette sélection est utilisée pour l'ensemble de l'étude.

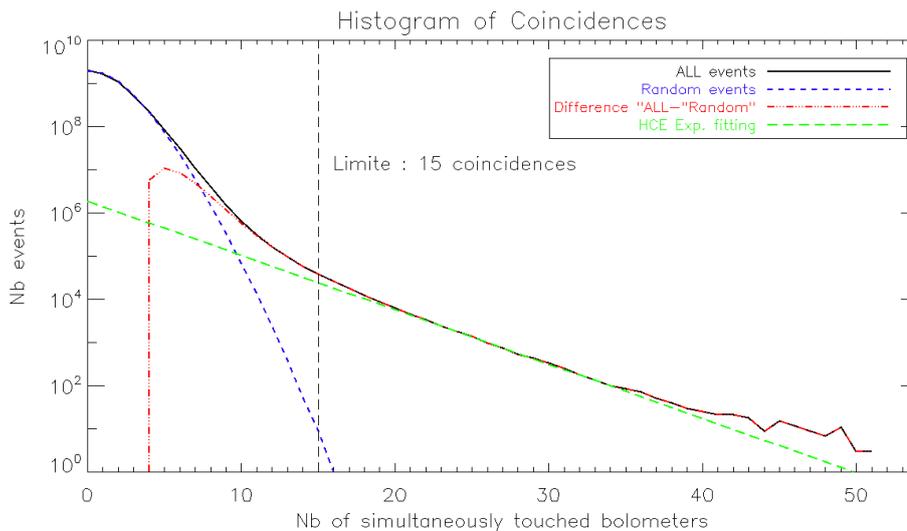


Figure 5.2 : La courbe noire représente l'histogramme du nombre de *glitches* coïncidents pour l'ensemble de la mission, basé sur l'algorithme de détection de *glitches* (Planck Collaboration et al. 2014b). La courbe bleue donne une approximation des événements aléatoires rencontrés. Ces données ont été créées en décalant les TOI de 100 échantillons entre chaque lecture de bolomètre afin de supprimer toute coïncidence liée à un effet physique. Dans le cas des PSB, on considère que les *glitches* sont corrélés entre les deux capteurs. La courbe rouge donne la différence entre ces deux premiers histogrammes. Enfin, la courbe verte donne l'ajustement pour une fonction de type $y = a_0 \times \exp(a_1 \times x)$ du nombre de *HCE* compris entre 25 et 45 bolomètres touchés. La bosse apparaissant au-delà de 35 bolomètres touchés est induite par les *HCE* lents.

Cet histogramme et le fait que les *glitches* précurseurs soient similaires aux *glitches* rencontrés sur l'ensemble de la mission, démontrent clairement le lien entre les *HCE* et les particules cosmiques. La formation de *HCE*, soit des événements non fortuits (pointillés rouges), peut s'expliquer par l'interaction de gerbes de particules de haute énergie créées dans

les éléments extérieurs au plan focal : le satellite en lui-même ou l'instrument HFI, largement composés d'inox, de cuivre et autres matériaux à fort numéro atomique à partir desquels des particules secondaires peuvent être créées. Une gerbe est composée de milliers de particules qui peuvent alors chacune interagir avec les éléments de Planck/HFI, et plus particulièrement les détecteurs engendrant alors des *glitches*.

Lorsqu'une gerbe de particules est créée, la somme de l'énergie des particules secondaires correspond à l'énergie de la particule initiale. Chaque particule secondaire possède donc moins d'énergie et dépose de ce fait plus d'énergie à épaisseur constante dans un matériau.

En intégrant la courbe noire de la Figure 5.2 pour des événements supérieurs à 15 bolomètres coïncidents, on estime le nombre de *HCE* rencontrés au cours de la mission à environ 120 000 événements, soit 5 par heure.

En ajustant par une exponentielle le nombre de *HCE* compris entre 15 et 54 bolomètres touchés, on obtient une modélisation (pointillés verts) dont on peut extrapoler les données pour tous les nombres de coïncidences. On trouverait ainsi environ 6 millions de *HCE*, soit 300 par heure, inférieur au nombre de *glitches* fortuits. Mais la majorité d'entre eux, très faibles en amplitude, font partie du bruit blanc thermique et ont donc un impact quasi-nul sur la température de la platine 100 mK.

L'histogramme des événements (noir) s'éloigne de la modélisation (pointillés verts) pour un nombre de coïncidences supérieur à 35. Cette divergence s'explique par un nombre plus important de *HCE* lents à grand nombre de bolomètres touchés comme nous le verrons par la suite (§5.5.1). De ce fait, la modélisation obtenue donne le nombre de *HCE* rapides, les plus fréquents, en fonction du nombre de bolomètres touchés et ne prend pas en compte les *HCE* lents.

La courbe reproduisant le nombre de bolomètres touchés pour des événements aléatoires est issue de données observées. La distribution aléatoire des événements est réalisée en décalant les TOI de 100 échantillons entre chaque lecture de bolomètre afin de supprimer toute coïncidence liée à un effet physique. Ce décalage prend en compte le fait que dans la majorité des cas, les deux détecteurs *a* et *b* d'un bolomètre de type PSB sont touchés. Néanmoins, on peut noter une divergence entre la courbe d'événements aléatoires (pointillés bleus) et la courbe d'événements (noir) entre 5 et 10 coïncidences. Cette séparation n'a pas trouvé d'explication à ce jour.

5.2.2 Méthode de détection des HCE

Données et traitement utilisés

Pour l'ensemble de cette étude, seuls 51 bolomètres sont pris en compte (dont les *darks*), les bolomètres 148_8, 545_3 et 857_4 n'étant pas traités par le *despike* (Planck Collaboration et al. 2014b).

J'utilise les données démodulées de ces détecteurs pour l'IMO 2.62, dont je soustrais le signal du ciel. La conversion d'ADU (*Analogic to Digital Units*) en microkelvin s'effectue à l'aide des facteurs de calibration donnés en Annexe A.4.

Les données fournies par le *despike* et donc traitées pour l'étude des *HCE* s'étendent du 12/08/2009 au 13/11/2011, soit 823 jour.

Fourchette de détection

L'échantillonnage des données à 180 Hz (5,5 ms) pour un temps de montée des *glitches* de quelques millisecondes rend difficile la localisation temporelle exacte du maximum du pic du précurseur. Cet effet est visible sur la Figure 5.3 qui donne le nombre de *glitches* détectés pour un seul évènement à plus ou moins 2 échantillons autour du maximum du nombre de bolomètres touchés. Dans ce cas-là, les précurseurs, bien que simultanés, sont détectés comme étalés sur 3 échantillons.

Afin de garantir un comptage correct du nombre de précurseurs pour chaque évènement, j'utilise une fourchette de détection à 3 échantillons. En prenant un plus grand nombre d'échantillons en compte, les *glitches* fortuits se mélangent aux précurseurs ; en en prenant moins, le maximum de précurseurs réels pour un évènement n'est pas atteint.

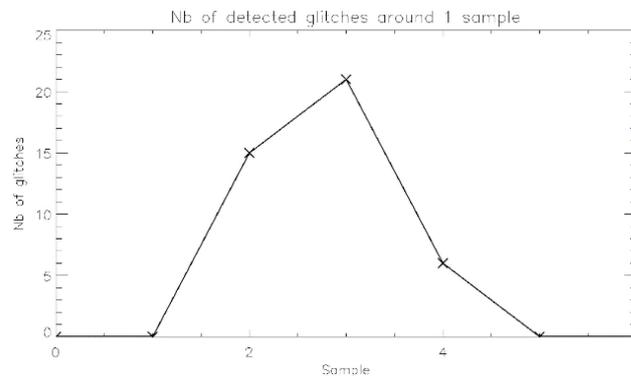


Figure 5.3 : Nombre de *glitches* détectés pour un évènement en fonction de l'échantillon. La fréquence d'échantillonnage n'est pas assez élevée pour permettre de positionner exactement le maximum du *glitch*. Prendre une fourchette de détection de 3 échantillons permet de centrer la détection sur l'échantillon du milieu et d'ajouter le nombre de bolomètres touchés à +/- 1 échantillon.

Séparation des types de *HCE*

L'étude visuelle des *HCE* a permis de déterminer les durées nécessaires aux *HCE* lents et rapides pour atteindre leurs maxima. Pour une analyse rapide des évènements, un algorithme simple basé sur cette étude permet d'étiqueter le type de *HCE* comme lent ou rapide. Celui-ci calcule l'amplitude moyenne des bolomètres non touchés (sans précurseur) pour environ 1000 échantillons autour des maxima théoriques des *HCE* lents et rapides. Ils sont fixés à 10 s après le précurseur pour les rapides et 60 pour les lents. On obtient ainsi deux valeurs que l'on compare l'une à l'autre. Si le « seuil *HCE* rapide » est plus grand que le « seuil *HCE* lent », l'évènement est déclaré rapide. L'inverse le définit comme lent.

Cet algorithme fonctionne très bien pour les évènements d'une amplitude supérieure à 0,8 μK . En deçà de cette limite, le bruit du signal est trop important par rapport à l'amplitude de l'évènement pour distinguer avec un bon niveau de confiance les types d'évènements.

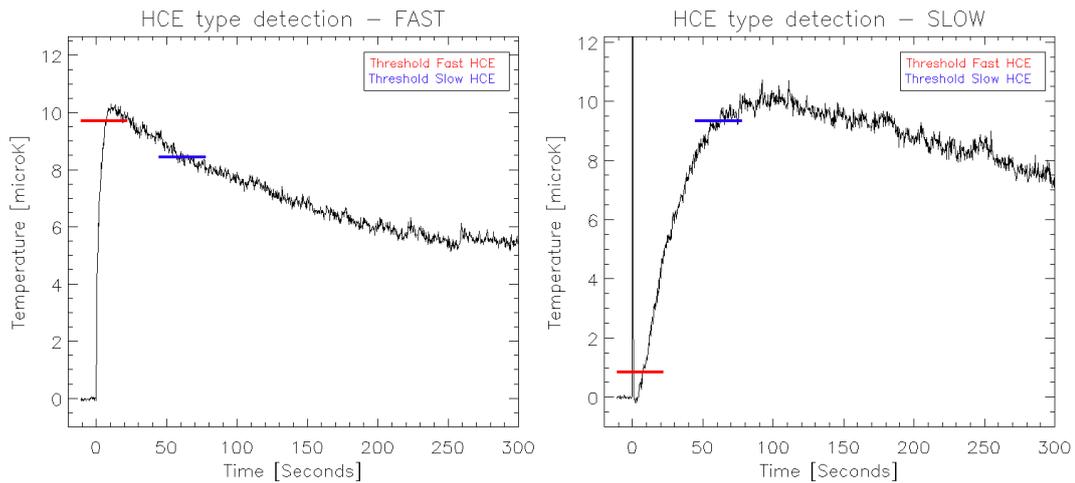


Figure 5.4 : Comparaison des seuils de détection pour les deux types de *HCE*. En rouge le « seuil des *HCE* rapides » et en bleu « le seuil des *HCE* lents ». Ces deux seuils sont comparés pour dissocier le type d'évènement. La plage temporelle affichée des seuils ne représente pas la plage temporelle prise en compte pour réaliser la moyenne. Les deux profils sont issus de la médiane des signaux de l'ensemble des bolomètres pour les évènements du 25/03/2010 à 12h30 pour le *HCE* rapide et du 20/10/2009 à 23h44 pour le *HCE* lent.

5.2.3 Nombre de *HCE*

Plusieurs approches ont été menées dans le but de réaliser des listes de *HCE*, permettant ensuite leur étude. Les listes sont toutes similaires à quelques dizaines d'évènements près sur les 123 829 détectés par l'algorithme. La différence s'explique par le choix du seuil de détection différent, l'utilisation de différentes versions du *despike* ou encore le traitement des évènements très proches dans le temps (quelques secondes) détectés.

La Table 5.1 détaille les nombre d'évènements détectés pour différents paramètres. Les caractéristiques détaillées pour ces différents groupes sont données dans les chapitres suivants.

Nb de coïncidences	Amplitude	Type	Nombre d'évènements	Fréquence d'évènements
> 15	Toute	Tout	123 829	150 / jour
> 15	> 1 μ K	Lent	78	1 / 10 jours
		Rapide	158	1 / 5 jours
> 15	> 3 μ K	Lent	33	1 / 25 jours
		Rapide	13	1 / 63 jours

Table 5.1 : Nombre d'évènements détectés en fonction du nombre de coïncidences, de l'amplitude et du type d'évènement. Le nombre d'évènements par jour est calculé sur la base de 823 jours de données traitées.

Comme observé dans cette table et mis en évidence par la Figure 5.5, les *HCE* lents dominant à forte amplitude tandis que les rapides sont majoritairement de faible amplitude.

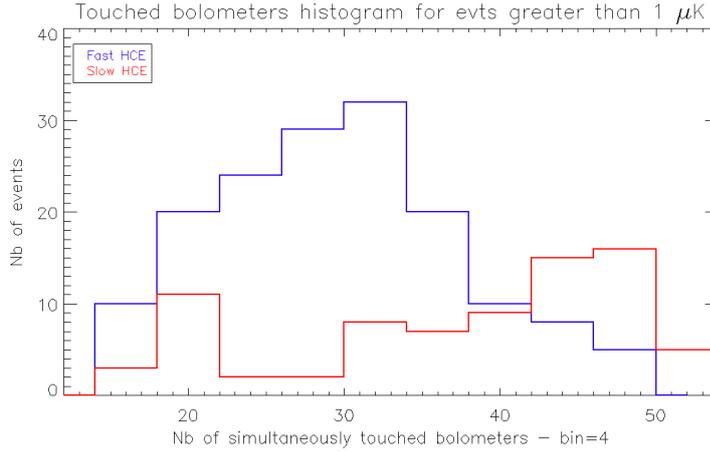


Figure 5.5 : Histogramme du nombre de bolomètres touchés pour les évènements supérieurs à $1 \mu\text{K}$, soit 236 évènements. Les évènements sont regroupés par bin de 4.

On trouve dans les données deux *HCE*, un rapide et un lent, d'amplitudes exceptionnelles atteignant respectivement 60 et $40 \mu\text{K}$. Ils sont affichés en Figure 5.1 et sont facilement repérables dans les différentes figures fournies ci-après.

5.2.4 Estimation du flux de HCE

Les *HCE* étant composés de précurseurs proches des *glitches* issus de l'interaction des particules cosmiques avec les bolomètres, on peut considérer que les *HCE* sont également liés aux particules cosmiques. Qui plus est, le nombre élevé de précurseurs détectés dans les données des bolomètres pour un même évènement confirme l'hypothèse de l'apparition d'une gerbe de particules dans les couches externes du satellite ou des instruments. Dès lors, on peut calculer le taux d'interaction des particules cosmiques avec le satellite ou le plan focal (FPU) composé de HFI et de LFI.

La probabilité qu'une particule interagisse avec un milieu d'une épaisseur et densité connues est donnée par l'équation (Tavernier 2009) :

$$P(x) = [1 - \exp(-xN\sigma)]^n \quad (5.1)$$

avec, x la distance traversée en cm par la particule dans le milieu, N le nombre atomes par unité de volume en cm^{-3} , σ la section efficace en cm^2 ou en barn ($1 \text{ barn} = 1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$) et n le nombre de fois qu'une particule va former une gerbe.

On calcule N et σ avec les équations suivantes :

$$N = \frac{\rho N_A}{A_r} \quad (5.2) \quad \sigma = 4 \times 10^{-26} (A)^{2/3} \quad (5.3)$$

Pour l'inox, matériau dominant au sein de Planck et du FPU, $\sigma = 3,5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}$ ou 0,35 barn.

Dans le cas des *HCE*, le grand nombre de bolomètres touchés souligne la forte densité en particules de la gerbe ce qui amène à considérer que cette dernière se forme à proximité du plan focal. Néanmoins, le calcul de probabilité est réalisé pour le satellite Planck et le FPU afin de comparer les deux résultats.

A partir des données relatives au satellite Planck et son FPU (Table 5.2) on détermine les paramètres nécessaires au calcul de la probabilité d'interaction. Le diamètre et la hauteur sont donnés par les dimensions géométriques des volumes représentant les deux éléments. La distance traversée est estimée, considérant une particule générant une gerbe dont les particules interagissent avec le plan focal. Ainsi, la distance traversée ne peut être plus grande que la longueur séparant le plan focal de la surface du FPU.

Les masses sont données par les caractéristiques techniques des deux éléments étudiés et le volume est obtenu par calcul à partir du diamètre et de la hauteur exprimés. Enfin, la densité d'atomes par unité de volume est calculée avec $N = (m/M_{proton})/V$, avec $M_{proton} = 1,6 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

Les deux dernières colonnes du tableau ne sont pas nécessaires au calcul de la probabilité d'interaction mais permettent de calculer le nombre de coups théoriques du flux de particules à différentes énergies dans Planck et le FPU. Ces paramètres, détaillés au sein de ce paragraphe, seront utilisés par la suite. La surface est obtenue par addition des surfaces du cylindre représentant Planck ou le FPU. La surface est multipliée par 4π pour obtenir le paramètre $S\Omega$.

	Diamètre (cm)	Hauteur (cm)	Distance traversée x (cm)	Masse m (g)	Volume V (cm ³)	N (cm ⁻³)	Surface S (m ²)	$S\Omega$ (m ² ·sr)
Planck	430	430	100	$1,5 \cdot 10^6$	$6,5 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^{22}$	$9 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^3$
FPU	25	35	15	$1 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^{23}$	$3,2 \cdot 10^3$	$6,2 \cdot 10^{-1}$

Table 5.2 : Grandeurs principales estimées du satellite Planck et de l'ensemble HFI/LFI désigné sous l'acronyme FPU.

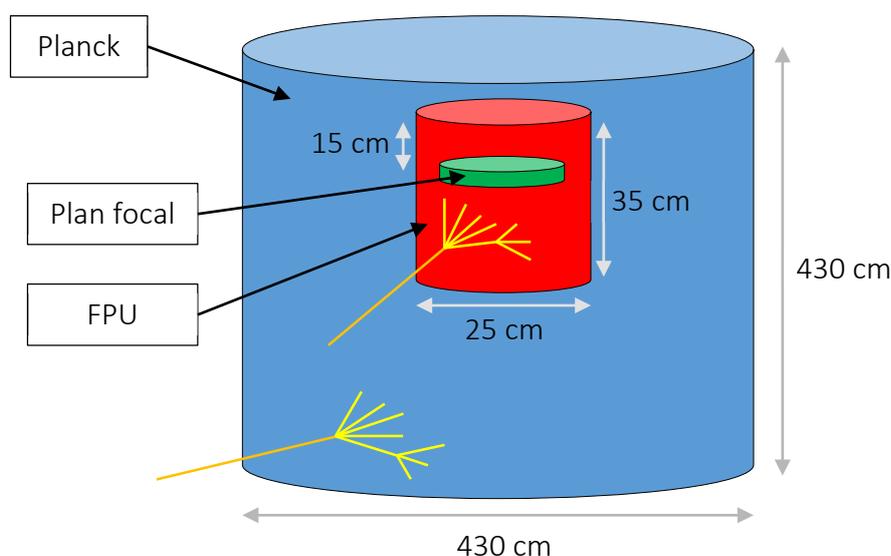


Figure 5.6 : Schéma du modèle utilisé pour simuler des interactions de particules cosmiques (orange) avec le satellite Planck (bleu) et le FPU (rouge). Le plan focal est représenté en vert, il se trouve à environ 15 cm du haut du FPU.

La littérature donne une multiplicité de 4 et un nombre d'interaction de 7 pour un proton de 200 GeV lors d'une interaction avec un noyau (Gevorkyan et al. 1984; Babecki & Nowak 1979). Cette multiplication des particules donne une gerbe finale composée de $N_{part} = 16384$ particules. Pour $n=7$ nous obtenons donc les deux probabilités suivantes d'interaction avec les deux éléments :

$$P_{Planck}(x) = 1,5 \cdot 10^{-3}$$

$$P_{FPU}(x) = 3,3 \cdot 10^{-1}$$

On peut alors calculer pour différentes énergies de particules le nombre de gerbes créées par jour dans le satellite et le FPU et en déduire le dépôt d'énergie associée. Les résultats sont listés dans la Table 5.3. Les énergies des particules et les flux correspondant sont obtenus à partir des données de la Figure 1.9.

Le nombre de coups par jour dans Planck ou le FPU est donné par la multiplication suivante : $coups/jour = dN/dlnE \times S\Omega \times Sec_{day}$ avec $Sec_{day} = 86400$. Le nombre de gerbes par jour dans Planck ou le FPU est obtenu en multipliant le nombre de coups par jour avec la probabilité $P(x)$ calculée précédemment. L'énergie par particule est obtenue par la formule suivante : $E_{part} = E_{tot}/N_{part}$ avec $N_{part} = 16384$.

L'énergie déposée est calculée de deux manières en fonction de l'énergie par particule. Dans le cas de l'interaction d'une particule avec le plan focal en inox d'une épaisseur équivalente de 5 mm, un proton d'énergie inférieure à 40 MeV déposera toute son énergie. Au-dessus, l'énergie déposée est donnée par la formule $E_{depo} = E_{max}/(E_{part}/40)^{1,5}$. On peut se référer au §1.3.4 pour plus d'information au sujet du dépôt d'énergie d'une particule en fonction de son énergie et de l'épaisseur d'un matériau traversé.

Particules Cosmiques		Planck		FPU		Dépôt d'énergie	
Energie E_{tot} TeV	$dN/dlnE$ $m^{-2}sr^{-1}s^{-1}$	Coups par jour dans Planck	Gerbes par jour dans Planck	Coups par jour FPU	Gerbes par jour FPU	Energie par particule MeV/part.	Energie déposée platine TeV
$1,00 \cdot 10^{-3}$	$1,26 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^{12}$	$1,9 \cdot 10^9$	$6,7 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^5$	$6,10 \cdot 10^{-2}$	$1,00 \cdot 10^{-3}$
$3,16 \cdot 10^{-3}$	$1,78 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^{11}$	$2,6 \cdot 10^8$	$9,5 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^4$	$1,93 \cdot 10^{-1}$	$3,16 \cdot 10^{-3}$
$1,00 \cdot 10^{-2}$	$2,51 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^{10}$	$3,7 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$	$3,5 \cdot 10^3$	$6,10 \cdot 10^{-1}$	$1,00 \cdot 10^{-2}$
$3,16 \cdot 10^{-2}$	$3,55 \cdot 10^1$	$3,5 \cdot 10^9$	$5,3 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^6$	$4,9 \cdot 10^2$	1,93	$3,16 \cdot 10^{-2}$
$1,00 \cdot 10^{-1}$	5,01	$4,9 \cdot 10^8$	$7,4 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^5$	$7,0 \cdot 10^1$	6,10	$1,00 \cdot 10^{-1}$
$2,00 \cdot 10^{-1}$	1,54	$1,5 \cdot 10^8$	$2,3 \cdot 10^5$	$8,2 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^1$	$1,22 \cdot 10^1$	$2,00 \cdot 10^{-1}$
$3,16 \cdot 10^{-1}$	$7,08 \cdot 10^{-1}$	$6,9 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^5$	$3,8 \cdot 10^4$	9,8	$1,93 \cdot 10^1$	$3,16 \cdot 10^{-1}$
1,00	$1,00 \cdot 10^{-1}$	$9,8 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^3$	1,4	$6,10 \cdot 10^1$	$5,31 \cdot 10^{-1}$
3,16	$1,41 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^6$	$2,1 \cdot 10^3$	$7,5 \cdot 10^2$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$1,93 \cdot 10^2$	$2,98 \cdot 10^{-1}$
$1,00 \cdot 10^1$	$2,00 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^2$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$6,10 \cdot 10^2$	$1,68 \cdot 10^{-1}$
$3,16 \cdot 10^1$	$2,82 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^1$	$1,5 \cdot 10^1$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$1,93 \cdot 10^3$	$9,43 \cdot 10^{-2}$
$1,00 \cdot 10^2$	$3,98 \cdot 10^{-5}$	$3,9 \cdot 10^3$	5,9	2,1	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$6,10 \cdot 10^3$	$5,31 \cdot 10^{-2}$
$3,16 \cdot 10^2$	$5,62 \cdot 10^{-6}$	$5,5 \cdot 10^2$	$8,3 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^{-5}$	$1,93 \cdot 10^4$	$2,98 \cdot 10^{-2}$

Table 5.3 : Coups et nombre de gerbes par jour dans le satellite et le FPU et énergie déposée dans la platine en fonction de l'énergie des particules composant la gerbe. Le nombre de coups par jour est calculé à partir du flux de particules cosmiques en $m^{-2}sr^{-1}s^{-1}$ pour la surface et l'angle solide donnés dans la Table 5.2. Le nombre de gerbes par jour résulte de la multiplication du nombre de coups et de la probabilité d'interaction. L'énergie de chaque particule est issue de la division de l'énergie globale de la

particule considérée par le nombre de particules composant la gerbe (16384). L'énergie déposée est calculée dans le cas de la platine bolomètre d'une épaisseur équivalente de 5 mm.

Le nombre de *HCE* correspondant à un nombre de bolomètres touchés supérieur à 15 est de 120 000, soit 150 évènements par jour. Le modèle réalisé donne lui un flux compris entre $8 \cdot 10^{-5}$ et $2 \cdot 10^5$ gerbes par jour suivant l'énergie des particules interagissant avec le FPU (au plus proche du plan focal). L'hypothèse mettant en œuvre un dépôt d'énergie de plusieurs GeV par des gerbes issues de particules cosmiques peut donc expliquer la formation des *HCE*.

5.3 Etude du profil thermique du plan focal

5.3.1 Au travers des bolomètres

Bolomètres « touchés » et « non touchés »

La Figure 5.7 donne les profils de température des bolomètres en fonction de la présence ou non d'un précurseur dans les données de chaque évènement pour des *HCE* lents et rapides. La dissociation des bolomètres touchés et non touchés est réalisée à l'aide de l'algorithme de détection des *glitches* (*despike*) qui liste les *glitches* dont l'amplitude est supérieure au seuil de $3,2\sigma$.

Les deux profils thermiques par type d'évènement résultent de « l'empilement » moyenné des signaux des bolomètres touchés ou non touchés pour les évènements supérieurs à $1 \mu\text{K}$. La méthode par empilement (ou *stacking* en anglais) consiste à réaliser la moyenne ou la médiane d'un ensemble d'évènements similaires afin d'améliorer le rapport signal-sur-bruit. Empiler un groupe de signaux dans lesquels n'apparaît que du bruit permet ainsi d'observer des effets cachés dans celui-ci.

Dans le cas des *HCE* lents, on observe la présence d'un *glitch* précurseur dans le profil de température des bolomètres détectés comme « touchés » par le *despike* mais on observe également un précurseur d'une amplitude de $3,9 \mu\text{K}$ pour les bolomètres détectés comme « non touchés ». Cette observation s'explique par l'amplitude trop faible de ces *glitches*, sous le seuil de détection du *despike*. Il apparaît ainsi que l'ensemble des bolomètres est touché dans le cas d'évènements lents, bolomètres aveugles compris. De plus amples détails sont donnés à ce sujet dans le §5.6.3.

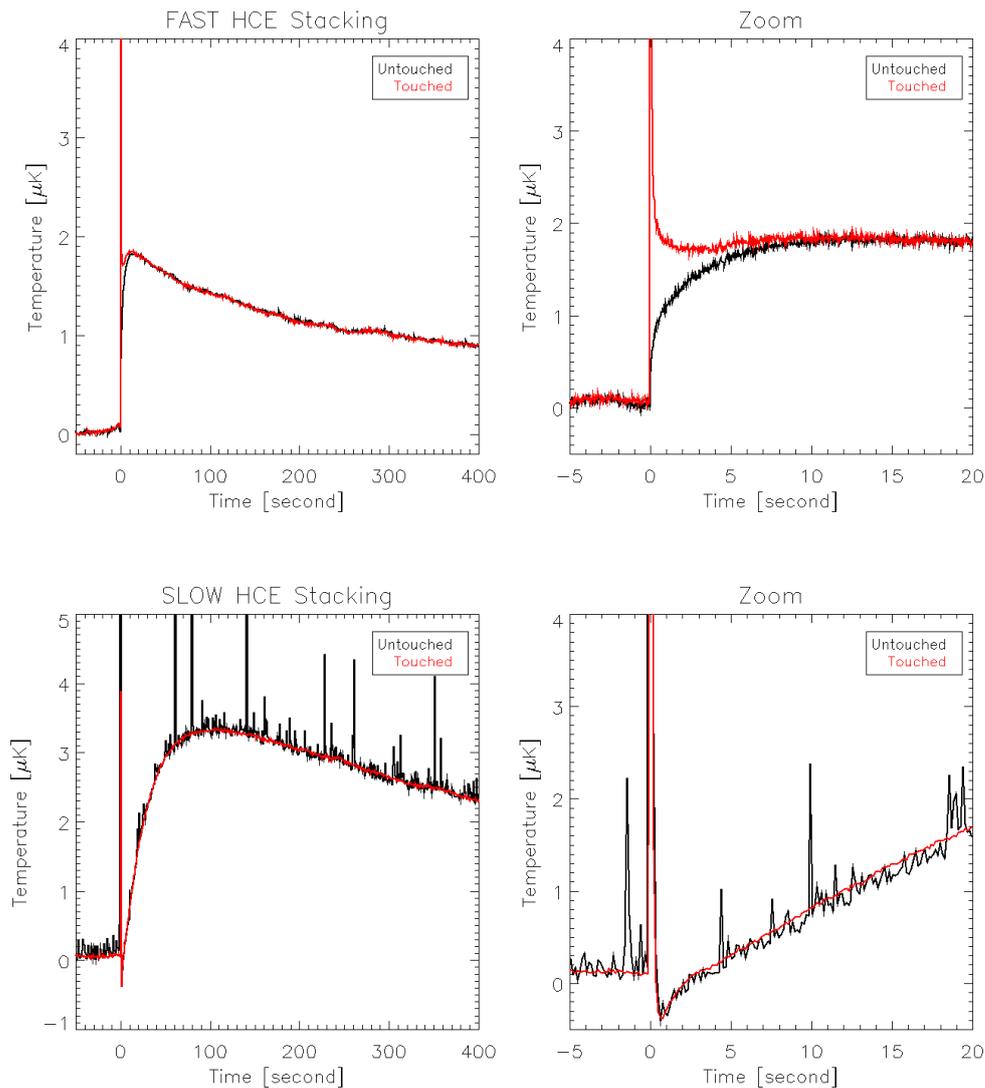


Figure 5.7 : Profils de température pour les bolomètres non touchés (noir) et touchés (rouge) par des particules cosmiques et dans lesquels sont détectés des précurseurs. Les détecteurs touchés et non touchés sont dissociés à partir des informations fournies par le *despike*. On utilise les données démodulées de chaque bolomètre dont le signal du ciel est retiré. Les deux empilements (touchés et non touchés) sont réalisés par moyenne des TOI des évènements supérieurs à $1 \mu\text{K}$. Pour les deux types d'évènement, la figure de gauche montre une vue globale de l'évènement sur les 400 premières secondes tandis que la figure de droite se focalise sur une fenêtre de $-5 / +20$ secondes autour du début du HCE. **[En haut]** le résultat de l'empilement pour les HCE rapides. Les bolomètres touchés et non touchés par des précurseurs présentent deux profils similaires à la différence du précurseur. **[En bas]** le profil pour un HCE lents. Pour ce type d'évènement, les bolomètres présentent tous un précurseur, visible sur le profils des bolomètres touchés et non touchés. Les profils de ces deux groupes de bolomètres sont similaires. On observe une diminution de la température de $0,5 \mu\text{K}$ après la descente en température du précurseur.

Diminution ponctuelle de la température de la platine

Dans le cas des HCE lents, on observe sur la Figure 5.7 une diminution de la température. Apparaissant juste après le précurseur, et avant la montée, le refroidissement est probablement compensé par ces augmentations de température. Ainsi, en supprimant les effets de la montée du HCE et des précurseurs, l'amplitude de la diminution de la température serait bien plus grande.

La baisse de température est observée sur les bolomètres touchés autant que non touchés ce qui laisse penser que ce refroidissement est lié à la platine et non au bolomètre ou au *housing*. Ainsi, c'est la température de la totalité du plan focal qui décroît en moyenne de 0,5 μK sur une période de 2 secondes lors de *HCE* lents d'amplitude supérieure à 1 μK .

Ce refroidissement bref nécessite de faire intervenir un élément plus froid que la platine bolomètre régulée à la température de 103 mK (voir Table 2.2). Le seul, proche du plan focal, est la platine dilution d'environ 3 mK plus froid (entre 100 et 101 mK).

L'échange thermique doit être ponctuel car en temps normal le système n'est pas affecté par un lien thermique fort entre ces deux platines. Cette observation nous conduit à émettre l'hypothèse de la création d'un lien thermique ponctuel créé par un dégazage d'hélium autour des éléments froids de HFI pour expliquer la formation des *HCE* lents (voir §5.7.2). Cet effet est reproductible en laboratoire comme le montre les expériences réalisées à l'IAS et détaillées dans le Chapitre 6.

Le même effet peut exister sur les *HCE* rapides mais ne peut être mis en évidence puisque le profil thermique est dominé par une montée en température bien plus rapide que celle des *HCE* lents.

La diminution de la température ne peut pas être observée sur les thermomètres de la platine, leurs signaux étant trop bruités pour mesurer des variations de l'ordre du dixième de microkelvin.

Augmentation de la température

La séparation entre bolomètre touché et non touché pour les *HCE* rapides permet de visualiser deux profils de température (Figure 5.7, haut). Les deux courbes se rejoignent en 10 secondes. Cette durée pourrait s'expliquer par le temps de propagation de la chaleur au sein de l'inox comme expliqué dans l'hypothèse décrite au §5.7.1.

En suivant cette hypothèse, le profil des bolomètres non touchés fournit la température de la platine au travers du *housing* tandis que le profil des bolomètres touchés donne l'amplitude du précurseur. On observe bien les deux effets associés aux *HCE* : le chauffage du bolomètre au travers du précurseur, et le chauffage de l'inox de la platine supportant les bolomètres.

Dans le cas des *HCE* lents, l'augmentation de la température très lente trouverait son explication dans la création d'un lien thermique entre la platine bolomètre et l'étage 1,6K de Planck/HFI lui faisant face. De la même manière que pour la diminution de la température, l'hélium présent dans l'instrument et dégazé sous l'impact d'une gerbe de particules cosmiques de haute énergie, ce qui pourrait créer ce lien thermique ponctuel.

Energie des *HCE*

Pour des *HCE* lent et rapide d'une amplitude moyenne de 1 μK , on calcule l'énergie équivalente qui doit être comprise dans le cuivre ou l'inox de la platine bolomètre équivalente à l'augmentation de la température du plan focal.

	Capacité calorifique (J/K)	Amplitude (μK)	Energie équivalente (nJ)
Cuivre	$1,2 \cdot 10^{-3}$	1	1,2
Inox	$4,2 \cdot 10^{-2}$	1	42

Table 5.4 : Energie équivalente totale pour former l'augmentation de la température du plan focal pour les *HCE* de type rapide et lent et pour les deux matériaux composant la platine bolomètre.

Diminution de la température

Après la montée en température mise en évidence par ces figures pour les deux familles d'événements, on observe une décroissance thermique de très longue constante de temps. L'analyse et les constantes de temps associées sont données au §5.4.1.

Etudes des High Electron Mobility Transistor (HEMT) de LFI

Une courte collaboration avec les scientifiques de la collaboration Planck/LFI nous a permis de conclure qu'aucun signal similaire aux *HCE* n'est observable par les détecteurs de LFI.

5.3.2 Au travers des thermomètres et des PID de HFI

Thermomètres

On présente en Figure 5.8 les moyennes des températures acquises lors des *HCE* lents et rapides supérieurs à $1 \mu\text{K}$ par les 3 thermomètres de la platine bolomètre, 1 thermomètre de la platine dilution, 1 thermomètre de l'étage 1,6 K et 1 thermomètre de l'étage 4 K.

Les fluctuations similaires sur les trois thermomètres de la platine bolomètre impliquent un chauffage global de l'inox du plan focal. Cependant, les signaux des thermomètres sont bien plus bruités que ceux des bolomètres. Cette différence s'explique par la taille des senseurs, d'un ordre de grandeur plus élevé en volume pour les thermomètres (§2.4.2, §2.4.4). Le germanium NTD des thermomètres reçoit donc un flux de particules cosmiques plus important et se retrouve donc beaucoup plus soumis aux *glitches* qu'un bolomètre. Les signaux des *HCE* alors confondus par le bruit des interactions avec les particules cosmiques, les thermomètres ne peuvent donc pas être utilisés pour l'étude des *HCE*.

On notera l'absence de *glitch* précurseur sur le profil thermique des *HCE* lents mesuré par les trois thermomètres de la platine bolomètre (90, A2, 91). Les signaux des *HCE* lent et rapide étant tous deux moyennés sur 10 ms, et leurs *glitches* précurseurs s'étalant sur environ 200 ms, la différence observée entre les deux types de *HCE* est physique et non liée au traitement de données.

Pour expliquer cette différence, et à partir de certains résultats obtenus par expérimentation (§Chapitre 6), une nouvelle hypothèse a été émise : les *glitches* précurseurs associés aux *HCE* lents pourraient être formés par l'interaction d'atomes d'hélium avec les composants des bolomètres et non par les particules cosmiques. Les thermomètres, et plus spécifiquement le 90_Ther_100mK, sont encapsulés et ne sont donc pas sensibles aux transferts d'énergie par les atomes d'hélium gazeux, ce qui expliquerait qu'aucun signal de

glitch précurseur n'est visible sur les données. Cette hypothèse doit être étudiée plus en détail, elle fait partie des perspectives proposées (voir chapitre Conclusions et perspectives).

La diminution de température observée sur les bolomètres (§5.3.1) n'est pas visible sur les thermomètres du plan focal. Les fluctuations thermiques des thermomètres et le plus faible nombre de profils moyennés (1 seul thermomètre par *HCE* empilé au lieu de 51 bolomètres) induisent un bruit blanc pour un écart type de 1σ de $1\ \mu\text{K}$. La brève diminution, de l'ordre de $0,5\ \mu\text{K}$, est donc contenue dans le bruit.

La Figure 5.8 met également en évidence le fait que la platine dilution et les étages 1,6K et 4K ne sont pas affectés par l'élévation thermique des *HCE*. Cela s'explique par la température bien plus importante sur les étages 1,6K et 4K et par la présence d'un PID très réactif sur la platine dilution. Ainsi, les changements de température qui pourraient apparaître lors d'un *HCE*, sont soit trop faibles pour être perçus, soit compensés par le PID.

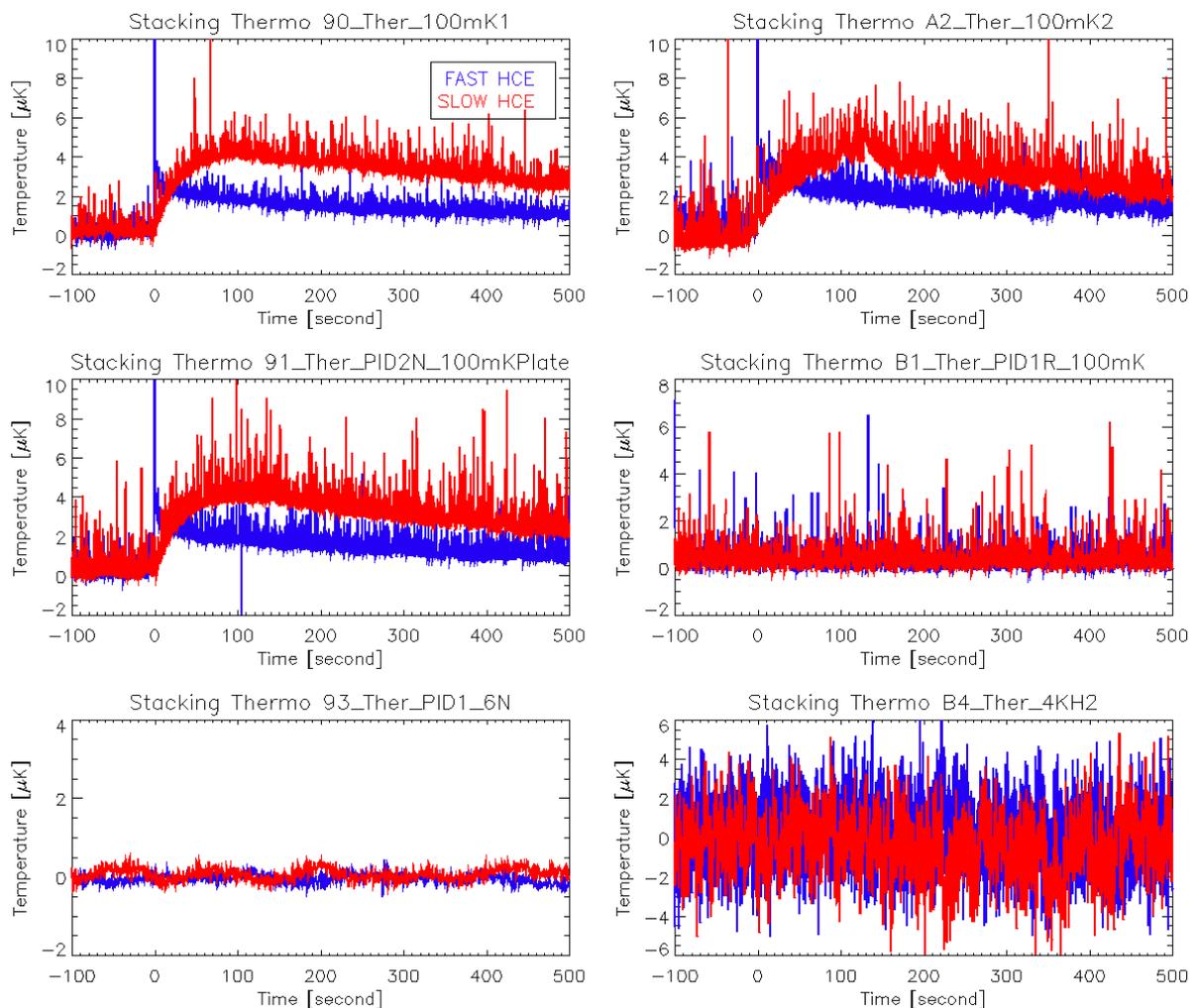


Figure 5.8 : Profils des températures pour les 4 étages de HFI pour l'empilement *HCE* lents (rouge) et rapides (bleu) supérieurs à $1\ \mu\text{K}$. De bas en haut et de gauche à droite, température moyenne : trois thermomètres de la platine bolomètre (90, A2, 91), la platine dilution (B1), l'étage 1,6K (93) et l'étage 4K (B4). Les données sont moyennées sur 10 échantillons pour diminuer le bruit.

Régulation PID

La Figure 5.9 montre que seul le régulateur PID de la platine bolomètre réagit afin de compenser la puissance transmise à la platine lors du HCE. Les moyennes par empilement des signaux des régulateurs PID des autres étages n'affichent aucune variation de puissance. La longue constante de temps du régulateur PID platine bolomètre ne permet pas de compenser totalement sa dérive thermique créée par les *HCE*. Ce n'est qu'après environ 2000 secondes que la puissance injectée ré-augmente comme on peut le voir sur la Figure 5.9. Le retour à la normale n'apparaît qu'au bout de 5h30.

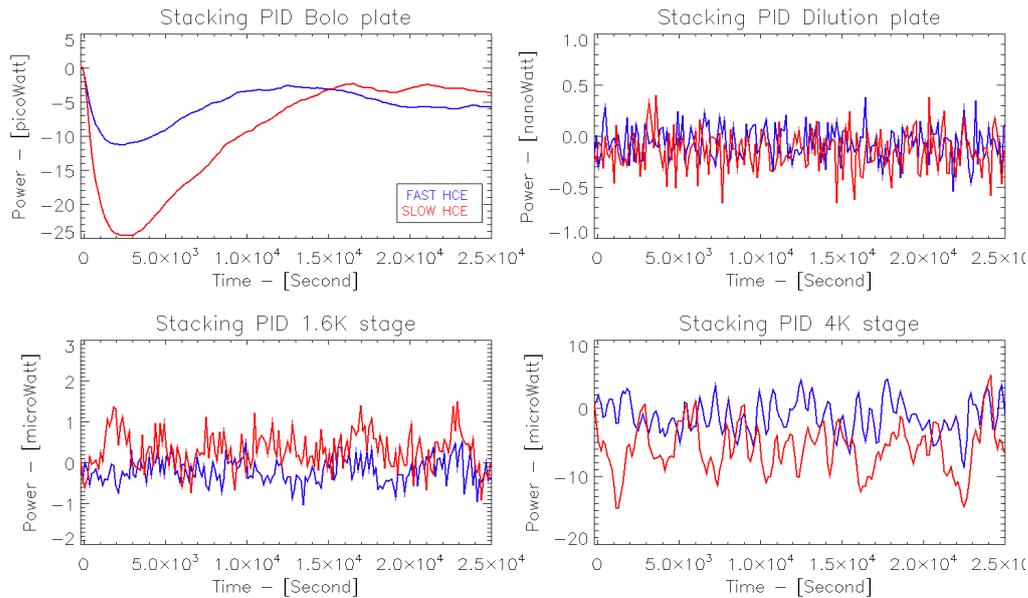


Figure 5.9 : Moyenne par empilement de la variation de la puissance du PID pour des *HCE* lents (rouge) et rapides (bleu) supérieurs à une amplitude de $1 \mu\text{K}$. [**Haut, gauche**] Fluctuations du PID de la platine bolomètre. La compensation en puissance réalisée par le PID apparaît plus lentement pour les *HCE* lents que pour les rapides, ce qui est cohérent avec les constantes de temps de montée pour ces deux types d'évènements. [**Haut, droite**] Fluctuations du PID de la platine dilution. [**Bas, gauche**] Fluctuations du PID de l'étage 1.6K. [**Bas, droite**] Fluctuations du PID de l'étage 4K.

La Table 5.5 donne l'impact moyen de la diminution de puissance du PID platine pour les *HCE* supérieurs à $1 \mu\text{K}$. A faible durée, l'impact du PID est négligeable, mais doit être pris en compte lors de l'étude sur de longues périodes. En conclusion, le PID soustrait environ 15 % de l'amplitude pour les *HCE* lents et 1 % pour les *HCE* rapides.

Dans le cas des *HCE* lents, une durée de 100 s est nécessaire pour diminuer la température du cuivre de la platine de $0,3 \mu\text{K}$. La diminution de la température de $0,5 \mu\text{K}$ apparaissant à peine 1 s après le précurseur ne peut donc être causée par la diminution de puissance du PID.

	Fast <i>HCE</i>	Slow <i>HCE</i>
Durée de la montée en température	10 s	100 s
Diminution de la puissance à cet instant	1 pW	2 pW
Energie équivalente	5 pJ	100 pJ
Température équivalente dans le cuivre	15 nK	0,3 μ K
Impact sur le HCE	1 %	15 %

Table 5.5 : Impact de la diminution de la puissance du PID lors des *HCE* sur la platine bolomètre. On considère que seul le cuivre est impacté par le PID sur des constantes de temps assez courtes.

5.4 Constantes de temps des profils thermiques

Comme dit précédemment, les *HCE* sont divisés en deux catégories : les lents et les rapides. Ils sont dissociés par leur constante de temps de montée en température. L'empilement des profils des événements supérieurs à 1 μ K en amplitude (Figure 5.10), permet d'obtenir deux courbes peu bruitées sur laquelle on ajuste le modèle de la forme suivante (5.4).

$$P(t) = \sum_{i=1}^N A_i \times e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad (5.4)$$

Les constantes de temps τ permettant de reproduire les profils des *HCE* sont illustrées en Figure 5.10 et récapitulées dans la Table 5.6.

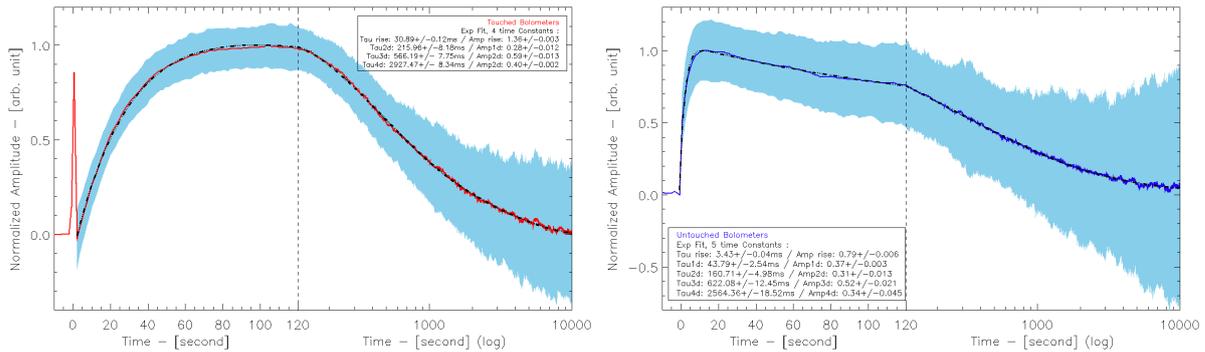


Figure 5.10 : Profils des *HCE* lents [à gauche] et rapides [à droite] d'après un empilement par moyenne des TOI de tous les bolomètres pour les événements supérieurs à 1 μ K. On utilise les données démodulées de chaque bolomètre dont le signal du ciel est retiré. On applique un facteur de calibration pour obtenir des données en microkelvin. Seules les TOI des bolomètres non touchés sont utilisées pour les *HCE* rapides. Pour les *HCE* lents, l'ensemble des bolomètres est pris en compte. Les deux courbes en pointillés noirs donnent le profil du modèle ajusté. L'écart type à 1 σ calculé à partir du jeu de *HCE* sélectionnés est donné en bleu clair sur chacune des deux courbes.

	<i>HCE</i> rapide	<i>HCE</i> lent
Montée	$4 \pm 0,04 \text{ s @ } 79 \%$	$31 \pm 0,12 \text{ s @ } 136 \%$
τ_1	$44 \pm 2,5 \text{ s @ } 37 \%$	/
τ_2	$161 \pm 5,0 \text{ s @ } 31 \%$	$216 \pm 8,2 \text{ s @ } 28 \%$
τ_3	$622 \pm 12,5 \text{ s @ } 52 \%$	$566 \pm 7,8 \text{ s @ } 59 \%$
τ_4	$2564 \pm 18,5 \text{ s @ } 34 \%$	$2928 \pm 8,3 \text{ s @ } 40 \%$

Table 5.6 : Constantes de temps calculées pour les *HCE* rapides et lents d'après les profils obtenus par les empilements définis en Figure 5.10. Les amplitudes A_i de chaque composante sont données en pourcentage.

5.4.1 Constantes de temps de descente

Les constantes de temps de descente τ_2 , τ_3 et τ_4 calculées mettent en évidence une similitude dans la décroissance thermique entre les *HCE* lents et rapides. La constante de temps τ_1 , présente uniquement sur les *HCE* rapides, souligne néanmoins la différence entre les deux familles.

Les trois constantes de temps τ_2 , τ_3 et τ_4 sont assimilables au temps de relaxation thermique du système ainsi qu'au lien thermique très faible entre la platine dilution et la platine bolomètre. Ce lien thermique est caractérisé par les trois pieds en Holmium-Yttrium (§2.4.2 et §2.4.3). Cette analyse confirme que l'ensemble de la platine chauffe et qu'il lui faut donc plusieurs heures avant de retrouver sa température initiale.

La cohérence de ces longues constantes de temps entre les deux familles montre que la décroissance des *HCE* est conduite par la même relaxation thermique, liée au système, et ce quel que soit le type de *HCE*. Ces similarités s'expliquent par un effet thermique identique aux deux familles.

Les constantes de temps de descente des *HCE*, très lentes, montrent que ce type d'évènement s'étale sur plusieurs *cercles* (rotation du satellite sur lui-même) et même sur plusieurs *rings*. La redondance des données créée par l'observation d'une même tranche de ciel une cinquantaine de fois ne permet donc pas de corriger cet effet. Il est néanmoins corrigé par la compilation d'une ligne de base thermique à partir des données issues des bolomètres *dark*.

Le même effet au sein des *HCE* lents et rapides

La constante de temps τ_1 observable uniquement sur les *HCE* rapides s'observe par comparaison des profils des *HCE* rapides avec ceux des *HCE* lents (Figure 5.11). Le changement de pente du *HCE* rapide se produit lors du maximum du profil du *HCE* lent. Une des composantes des *HCE* rapides est donc liée aux effets thermiques créant les *HCE* lents.

Cette analyse permet de souligner à nouveau que même si les deux familles d'évènements sont différentes, elles n'en restent pas moins similaires et sont dirigées par les mêmes effets thermiques sur leurs dernières constantes de temps.

La Figure 5.11 met également en évidence les quatre constantes de temps calculées par ajustement du modèle (5.4). La constante de temps τ_1 domine les 50 premières secondes de la décroissance thermique tandis que les suivantes suivent la décroissance thermique des *HCE* lents. Ainsi, la décroissance thermique des *HCE* rapide est formée d'une composante rapide, propre à cette famille de *HCE* et d'une composante lente, formant la famille des *HCE* lents.

La composante rapide est montrée en Figure 5.11 par la soustraction du profil du *HCE* lent à celui du *HCE* rapide. On observe que le retour à la ligne de base de cette différence apparaît lorsque le *HCE* lent rentre dans sa phase de décroissance thermique, soit environ 150 s après les précurseurs.

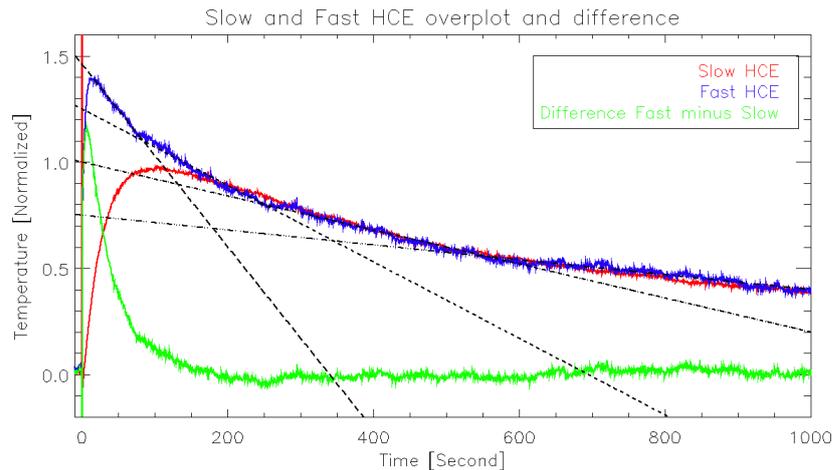


Figure 5.11 : Profils des mêmes évènements lents et rapides que ceux de la Figure 5.10. Les deux profils sont normalisés et ajustés à la descente en température pour la constante de temps la plus élevée. En vert, la différence entre ces deux courbes. La différence entre les deux profils est quasi nulle après 150 s. Les courbes en pointillés noirs illustrent les pentes correspondant à quatre constantes de temps. Le changement de pente (et donc de constante de temps) se produit au maximum du profil du *HCE* lent.

5.4.2 Constantes de temps de montée

Les constantes de temps de descente étant similaires, nous n'étudierons par la suite que les constantes de temps de montée. Comme vu précédemment, celle des *HCE* lents est 10 fois plus grande que celle des *HCE* rapides.

Histogramme des constantes de temps

A partir des deux mêmes profils de *HCE* résultant d'une moyenne des *HCE* d'une amplitude supérieure à 1 μK (236 évènements), on construit deux profils théoriques simples basés sur l'équation (5.5) dont seul le facteur p est ajusté numériquement. Cette méthode permet un temps de calcul très réduit compte tenu de l'approximation raisonnable des constantes de temps et des amplitudes.

N'étudiant que la montée des évènements, le modèle est ajusté sur un laps de temps de 200 s pour les *HCE* lents et 20 s pour les rapides après le précurseur. L'ajustement des modèles sur une faible portion du signal explique les différences dans les constantes de temps comparées à celles calculées au §5.4.1. Par ailleurs, la constante de temps τ_2 n'est utilisée que pour améliorer l'ajustement de la constante de temps de montée.

$$S(t) = p \times \left[A_0 - \left(A_1 \times e^{\frac{-t}{\tau_1}} \right) \times \left(A_2 \times e^{\frac{-t}{\tau_2}} \right) \right] \quad (5.5)$$

Avec :

$A_0 = 0$; $A_1 = 1,36812$; $\tau_1 = 30,7096$; $A_2 = 1,175$; $\tau_2 = 746,53$ pour les *HCE* lents

$A_0 = 0,6686$; $A_1 = 0,418676$; $\tau_1 = 3,79445$; $A_2 = 0,459889$; $\tau_2 = 107,997$ pour les *HCE* rapides

Pour chaque évènement (soit environ 120 000) on réalise la médiane de l'ensemble des bolomètres afin d'obtenir un signal moyen qui est ensuite moyenné sur 0,5 s afin de le lisser. Les deux modèles « rapide » et « lent » décrits ci-dessus sont alors ajustés sur le signal obtenu de chaque évènement. Le modèle obtenant le meilleur résultat au test du χ^2 d'adéquation permet d'identifier le type du *HCE*. On obtient ainsi une liste d'évènements par type contenant le type d'évènements et son amplitude thermique p dont découlent les constantes de temps de montée.

Les histogrammes des constantes de temps de montée calculées à l'aide de cette méthode sont donnés Figure 5.12 pour les *HCE* rapides (bleu) et lents (rouge). Ils mettent en évidence les différences de constantes de temps entre les deux familles. Dans le cas des *HCE* rapides, la constante de temps de montée est de 7 secondes en moyenne tandis que celle des *HCE* lents est de 53 secondes. Les différences avec le calcul réalisé par ajustement sur le profil médian des évènements supérieurs à $1 \mu\text{K}$ (voir Figure 5.10) s'expliquent par la précision moindre du modèle comme détaillé précédemment.

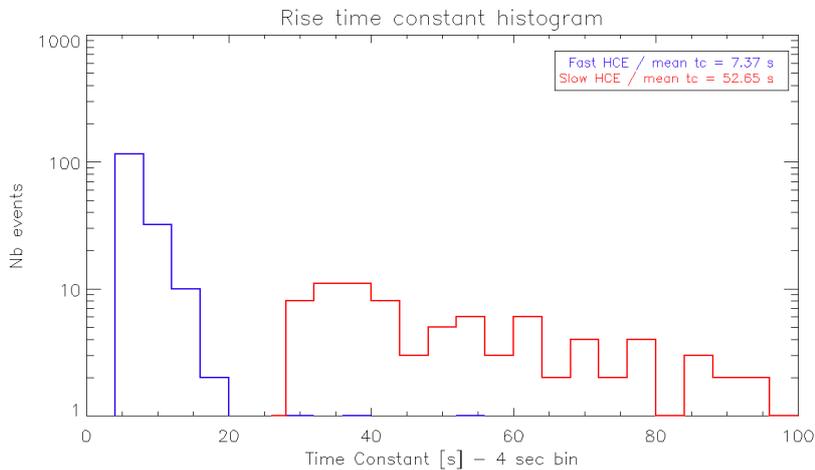


Figure 5.12 : Histogrammes des constantes de temps de montée pour les *HCE* rapides (bleu) et lents (rouge). Seuls les évènements supérieurs à $1 \mu\text{K}$ sont pris en compte.

Etude par fréquence de bolomètre

Comme il l'a été démontré dans (Varesi et al. 2007), les constantes de temps des bolomètres sont indépendantes de la distance séparant le point de chauffage et le *housing* à cause de la surface en cuivre de la platine. Le temps de chauffage des *HCE* rapides ne peut donc être dû qu'à la propagation de la chaleur dans l'incox.

Comme vu au §5.3.1, les profils thermiques des bolomètres non touchés permettent d'étudier la température du plan focal. On réalise ce même traitement pour chaque fréquence de bolomètre (Figure 5.13). Le profil thermique est obtenu par médiane de l'empilement d'évènements supérieurs à $1 \mu\text{K}$ sur lequel est ajusté un modèle à 2 constantes de temps. On observe une bonne corrélation entre les deux si ce n'est pour le profil du canal à 857 GHz qui est probablement dominé entre 0 et 5 secondes par un fort bruit thermique créé par le signal de *glitches* non supprimés des données.

La comparaison des résultats obtenus pour chaque fréquence met en évidence des constantes de temps différentes entre les bolomètres. L'ajustement des profils permet d'obtenir pour chaque fréquence de bolomètre une constante de temps associée. Les différences entre les fréquences s'expliquent par les variations des conductions thermiques entre la platine et les *housing* supportant chaque bolomètre.

Si le lien thermique entre la platine et le *housing* ne dépendait que de la surface de contact entre ces deux éléments, la constante de temps devrait diminuer lorsque la fréquence augmente, la surface des *housing* augmentant avec la fréquence. Néanmoins, nous n'observons aucune corrélation entre la fréquence et les constantes de temps.

Plusieurs autres contraintes systèmes rentrent en compte dans l'établissement du lien thermique, tout d'abord la force de serrage des *housing* à la platine, ou encore la suite des conductions thermiques à prendre en compte jusqu'au bolomètre (voir §2.4.4). Ces paramètres peuvent largement influencer les constantes de temps et expliquer que l'on n'observe pas de corrélation entre la fréquence (et donc la taille) des bolomètres et les constantes de temps de montée des *HCE* rapides.

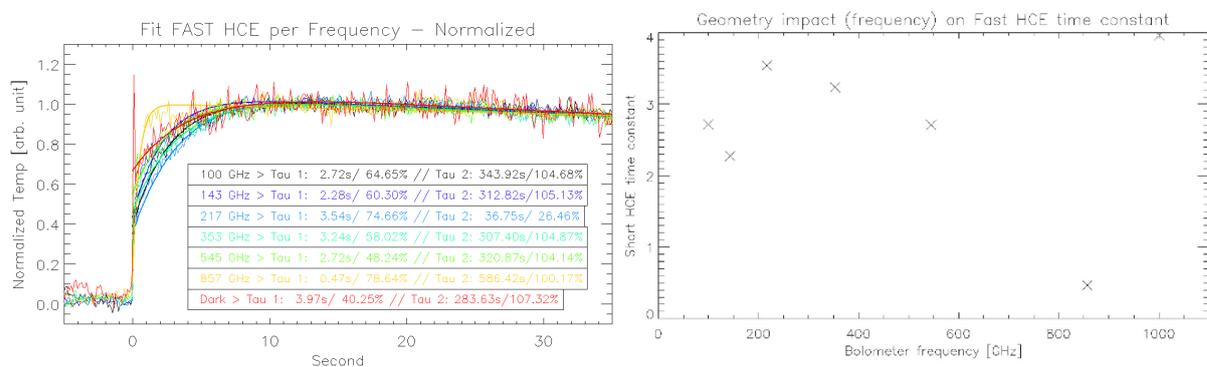


Figure 5.13 : [A gauche] profils normalisés par fréquence des *HCE* rapides supérieurs à $1 \mu\text{K}$. Les profils sont créés par médiane des signaux des bolomètres non touchés regroupés par fréquence. Pour chaque profil est ajusté un modèle à deux constantes de temps. La 1ère représente le temps de montée, la seconde le temps de descente sur les 40 premières secondes de l'évènement. L'ajustement du profil des bolomètres à 857 GHz est faussé à cause d'une brusque augmentation après le précurseur. [A droite] les constantes de temps en fonction de la fréquence. Le point à 857 GHz n'est pas significatif. Le point à 1000 GHz représente le bolomètre *dark*. Néanmoins, on ne détecte aucune corrélation entre fréquence et constante de temps de montée pour les fréquences inférieures à 600 GHz.

5.5 Etudes statistiques des HCE

5.5.1 Etude de l'amplitude des HCE

Amplitude des HCE par type

La méthode décrite au §5.4.2 fournit également l'amplitude de chaque évènement de manière très précise. De ces résultats sont tirés les deux histogrammes présentés Figure 5.14.

Ces deux figures mettent en évidence deux groupes d'évènements bien distincts, reconnaissables, entre autre, par la dispersion des amplitudes des deux familles. La distribution des HCE rapides est plus ramassée avec un écart-type de $0,11 \mu\text{K}$, au contraire des HCE lents pour lesquels l'écart type est de $0,26 \mu\text{K}$. De plus, les amplitudes moyennes des deux familles ($0,07 \mu\text{K}$ pour les HCE rapide et $0,12 \mu\text{K}$ pour les HCE lents) signalent que les évènements de fortes amplitudes sont généralement des HCE lents. Enfin, les HCE lents ont une distribution en loi de puissance (3,5 pour les rapides et 2,4 pour les lents) moins raide que celle des HCE rapides.

Les deux gaussiennes tracées sur les histogrammes, dont les moyennes sont proches de zéro, mesurent la distribution des bruits thermiques. Ainsi, la majorité des évènements rapides ou lents sont d'amplitudes inférieures au niveau de bruit thermique. Dans le cas des HCE, les évènements listés sortent du bruit des interactions des particules cosmiques avec plus de 15 bolomètres touchés, mais n'ont pas une amplitude plus grande que le bruit thermique des détecteurs composés, par exemple, des fluctuations de puissance du PID ou des énergies dissipées par les bolomètres.

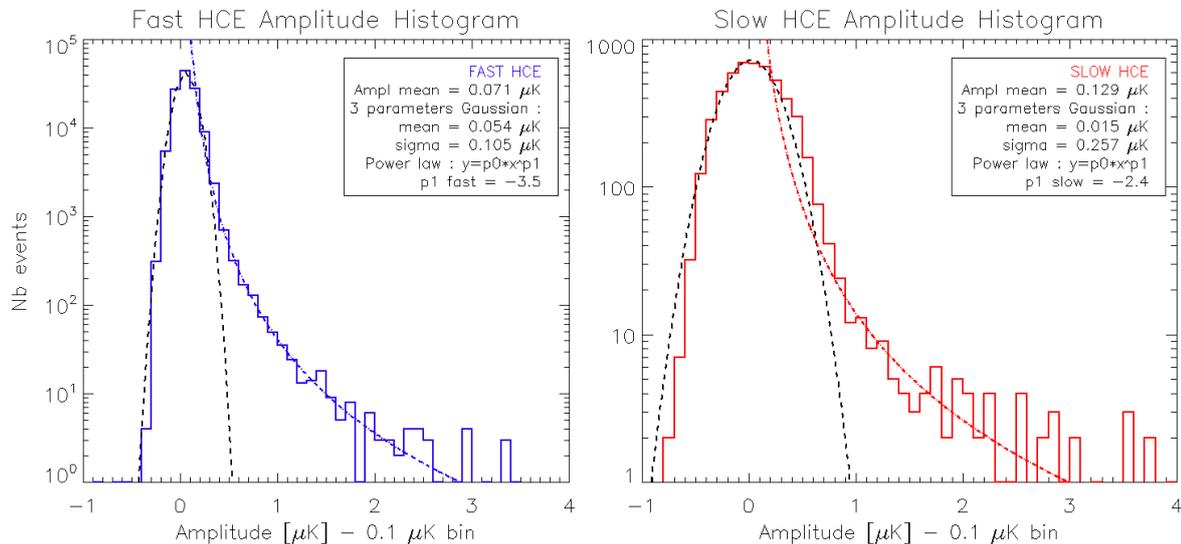


Figure 5.14 : Histogramme des amplitudes de tous les HCE rapides (bleu) et lent (rouge), comme désigné par l'algorithme, soit environ 120 000 évènements. Néanmoins, seuls les évènements supérieurs à $1 \mu\text{K}$ sont correctement dissociés : 172 rapides et 114 lents. Les évènements supérieurs à $4 \mu\text{K}$ n'apparaissent pas sur le graphique. Les moyennes en amplitude sont de $0,05 \mu\text{K}$ pour les HCE rapides et de $0,13 \mu\text{K}$ pour les HCE lents. Les deux courbes en pointillés noirs résultent de l'ajustement d'une gaussienne à 3 paramètres. Les moyennes de la gaussienne sont de $0,07 \mu\text{K}$ pour les HCE rapides et de $0,015 \mu\text{K}$ pour les HCE lents. Une loi de puissance, de la forme $y = A \times (x/x_0)^\alpha$ est ajustée sur chacun des histogrammes pour les évènements d'amplitudes supérieures à $1 \mu\text{K}$. Le coefficient α est de $-2,9$ pour

les *HCE* rapides et de -1,7 pour les *HCE* lents. Les évènements de forte amplitude ne sont pas compatibles avec la distribution en loi de puissance.

Etude en fonction du nombre de précurseurs

La Figure 5.15 donne l'amplitude thermique des évènements en fonction du nombre de bolomètres signalés comme « touchés » par le *despike* et par famille de *HCE*. La distinction entre les deux familles est correctement réalisée pour des évènements supérieurs à 1 μK . En deçà de cette limite, le bruit du signal est trop important par rapport à l'amplitude de l'évènement pour distinguer avec un bon niveau de confiance les types d'évènements. Cette figure met en évidence la différence d'amplitude entre les *HCE* lents et les rapides ainsi que du nombre de bolomètres touchés simultanément. Lorsqu'un grand nombre de précurseurs est détecté pour un évènement, le *HCE* est majoritairement de type lent. Au contraire, pour un évènement pour lequel apparaît peu de précurseurs, le *HCE* est de type rapide. On peut ainsi séparer les types de *HCE* par le nombre de coïncidences.

Comme vu précédemment, tous les bolomètres d'un *HCE* lent affichent un précurseur. Les évènements lents à faible nombre de coïncidences présentés dans la Figure 5.15 sont donc liés à une mauvaise détection du *despike*.

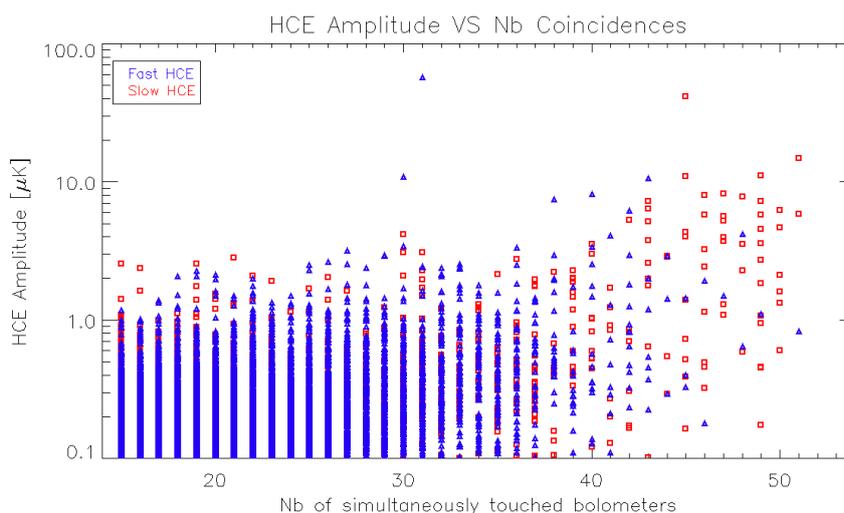


Figure 5.15 : Amplitude des *HCE* en fonction du nombre de précurseurs détectés. Les évènements supérieurs à 1 μK sont distingués suivant leur durée de chauffage, tandis que les évènements inférieurs à 1 μK ne sont pas dissociés. A très forte amplitude, on retrouve les deux évènements d'amplitudes exceptionnelles.

On admet un seuil à 35 bolomètres touchés simultanément pour séparer les *HCE* lents des rapides. Ce découpage permet de réaliser un histogramme de l'ensemble des *HCE* séparés uniquement en fonction de ce critère (Figure 5.16). Deux populations sont facilement discernables, celle des rapides est très piquée autour 0,2 μK , tandis que les évènements lents sont moins nombreux et regroupés autour de 3 μK d'amplitude.

L'ajustement de l'histogramme par une loi de puissance de type $y = ax^k$ donne un facteur $k = 2,9$, similaire au facteur décrivant le flux de particules cosmiques de 2,7 (voir §1.3.1). Les *HCE* rapides seraient donc directement reliés aux particules cosmiques d'énergie supérieure à 100 GeV par le dépôt d'énergie de ces dernières dans la platine.

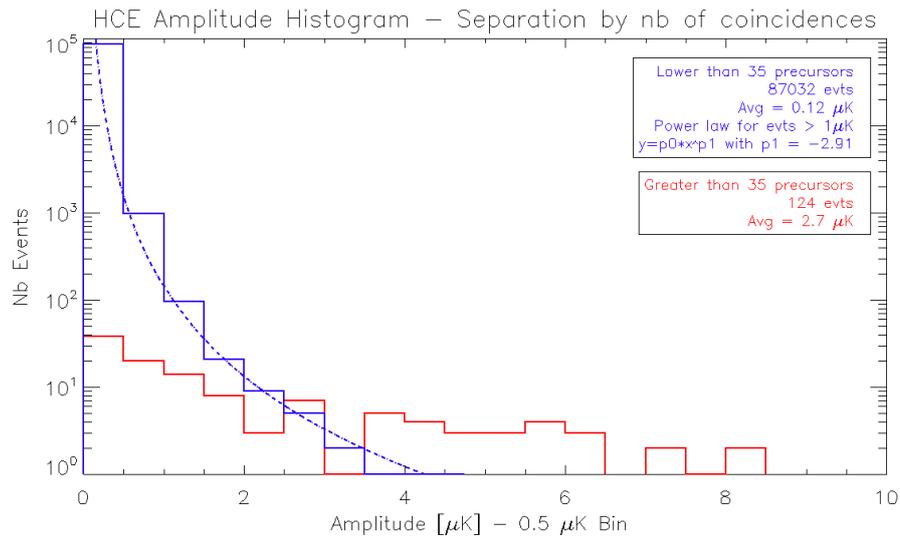


Figure 5.16 : Histogramme des amplitudes de tous les *HCE* d'amplitudes supérieures à 0 μK . En bleu, les *HCE* dont le nombre de coïncidences est inférieur à 35, en rouge ceux dont le nombre de coïncidences est supérieur à 35. On estime que les événements supérieurs à 35 bolomètres touchés correspondent à la famille des *HCE* lents, tandis que ceux inférieurs à 35 bolomètres touchés correspondent aux *HCE* rapides.

Variation du profil en fonction du nombre de coïncidences

Dans l'optique de séparer les événements par nombre de bolomètres touchés, la Figure 5.17 présente le profil d'événements sélectionnés en fonction du nombre de précurseurs détectés. Trois familles de *HCE* se détachent : les *HCE* lents au cours desquels de nombreux bolomètres sont affectés (40-45 bolomètres touchés en même temps), les *HCE* rapides au cours desquels peu de bolomètres sont affectés (moins de 10) et enfin un type mixte avec coexistence de *HCE* rapides et lents. Les événements à 40 et 45 coïncidences détectés atteignent leurs maxima en 100 secondes, temps qui correspond au *HCE* lent. Les événements à plus faible nombre de coïncidences sont caractérisés par un réchauffement d'environ 20 secondes, soit le temps de montée des *HCE* rapides.

Les événements détectés pour 5 coïncidences, soit bien en dessous du seuil de 15 bolomètres touchés à partir duquel on considère l'événement comme un *HCE*, ne montrent aucun signe d'échauffement. Ainsi, à cette valeur, les événements sont principalement aléatoires. Par contre, les événements à 10 coïncidences sont pour la majorité d'entre eux bien réels et ne sont pas causés fortuitement par des particules. A cette valeur de coïncidence, les *HCE* de type rapide dominant. Par conséquent, nous avons décidé d'étendre la liste des *HCE* aux événements supérieurs à 10 coïncidences pour certains segments du traitement de données.

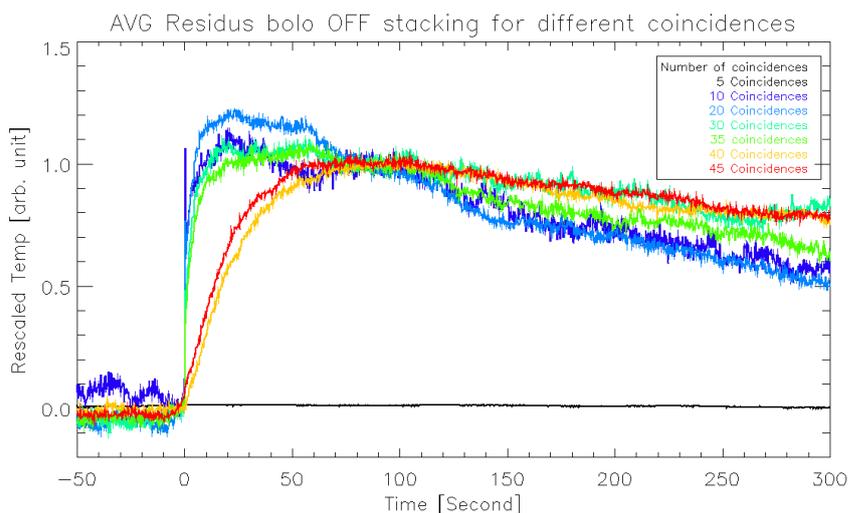


Figure 5.17 : Empilement par moyenne de *HCE* correspondant à un nombre précis de coïncidences détectées pour l'évènement (5, 10, 20, 30, 35, 40, 45). Seuls les signaux des bolomètres pour lesquels aucun *glitch* à $t = 0$ s n'est détecté par la *despike* sont pris en compte. On trouve néanmoins des précurseurs dans ces empilements, dus à des effets négligeables, mais révélés par l'empilement. Les maxima des évènements sont ramenés à 1 pour pouvoir les comparer.

5.5.2 Evolution des *HCE* au cours de la mission

Flux de *HCE* au long de la mission

La Figure 5.18 met en évidence une diminution du flux de *HCE* lents tandis que celui des *HCE* rapides reste constant. Cette diminution signifie que le lien thermique ponctuel formant les *HCE* lents est de moins en moins présent au sein de Planck/HFI. Cet effet peut également être souligné par l'observation du temps moyen séparant deux *HCE* de même type au cours de la mission. Sur la Figure 5.18 apparaît clairement l'augmentation du temps entre deux évènements lents au cours de la mission.

Dans le cadre de l'hypothèse incluant un dégazage de l'hélium pour la formation des *HCE* lents, la diminution du nombre de *HCE* lents s'explique par la diminution de l'hélium au sein de Planck/HFI. Chaque *HCE* lent disperse de l'hélium gazeux dans l'ensemble du système et crée ainsi une augmentation de pression. L'enceinte étant reliée au vide par le charbon à 4 K (§2.4.1), la pression doit, à l'état stable, être égale à celle de l'espace. Pour ce faire, l'hélium est soit adsorbé par les parois froides, soit éjecté dans l'espace à travers le fritté inox et le charbon composant le piège. Ainsi, la quantité d'hélium présent dans le système diminue avec le temps, ce qui entraîne une diminution du nombre d'évènements détectés comme lents.

Concernant les *HCE* rapides, aucune variation significative du flux n'est observable. Ce type de *HCE* dépendrait dans une moindre mesure de l'effet de l'hélium, mais serait rattaché aux particules cosmiques. Néanmoins, les particules responsables des *HCE* rapides sont des particules de haute énergie (supérieure à 10 GeV). Elles ne varient donc pas avec l'activité solaire (§3.2.3) et le flux de *HCE* rapides reste donc constant.

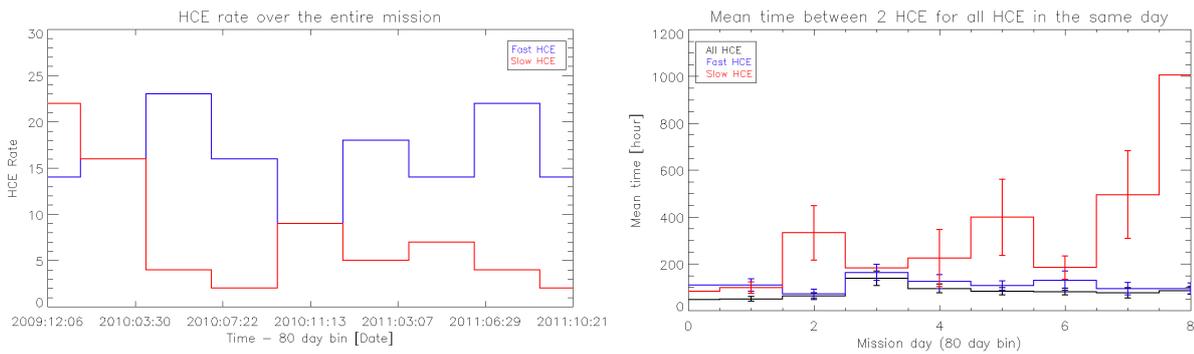


Figure 5.18 : Flux de *HCE* au cours de la mission pour des événements lents (rouge) et rapides (bleu) supérieurs à $1 \mu\text{K}$. [A gauche] nombre de *HCE* par période de 80 jours. On observe une diminution du flux des *HCE* lents et une stabilité du flux des *HCE* rapides. [A droite] temps moyen entre deux événements de même type au cours de la mission pour des événements lents et rapides supérieurs à $1 \mu\text{K}$. Les intervalles d'erreurs sont calculés à σ/\sqrt{N} , avec N le nombre d'événements par bin. L'augmentation pour les *HCE* lents (rouge) est très nette et modérée pour les *HCE* rapides (bleu). En noir est tracé le temps moyen entre deux événements quel que soit leur type. Dans ce cas, les données sont dominées par les *HCE* rapides.

Variation de l'amplitude au cours de la mission

Afin de comparer une évolution de l'amplitude des *HCE* au cours de la mission, on compare leurs histogrammes par $\frac{1}{2}$ mission. Cette méthode, appelée *Jackknife* permet d'étudier la stabilité d'un paramètre au cours du temps en comparant différents segments de données pour lesquelles il devrait être théoriquement identique. Dans notre cas de figure, nous réalisons un *Jackknife* temporel en séparant les données de la 1ère moitié de la mission de la 2ème. On obtient deux histogrammes de l'amplitude par type de *HCE*, montrés en Figure 5.19. Tandis que les histogrammes des *HCE* rapides ne montrent qu'une faible évolution, l'amplitude des *HCE* lents est divisée par deux.

Comme dit précédemment, le flux de particules cosmiques à l'origine des *HCE* rapides ne varie pas dans le temps. Cette observation, soulevée pour le flux de *HCE*, reste valable pour l'amplitude.

Concernant les *HCE* lents, la forte variation de l'amplitude appuierait également l'hypothèse incluant un dégazage de l'hélium. On peut estimer que la quantité d'hélium à même de dégazer diminue avec le temps, une partie étant éjectée vers l'espace à chaque dégazage au travers du charbon 4K. La quantité d'hélium disponible est donc moins importante en fin de mission ce qui entraîne une diminution progressive de l'amplitude jusqu'à la fin de la mission.

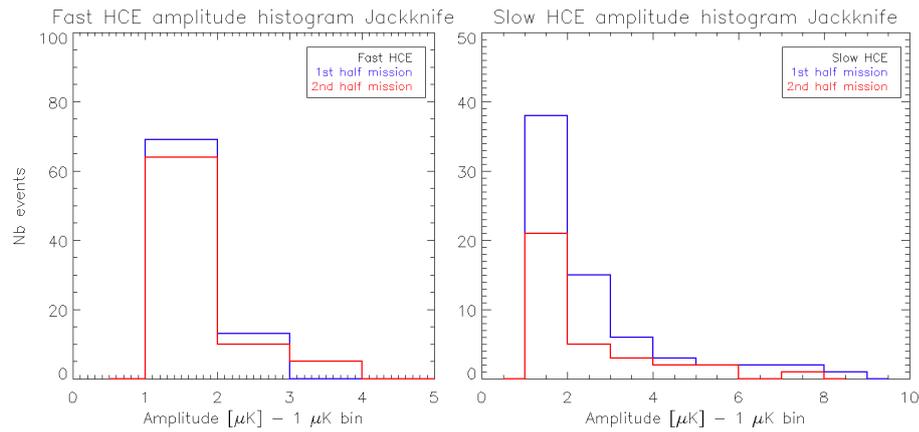


Figure 5.19 : Histogrammes des amplitudes pour les HCE rapides (gauche) et lents (droite) séparés par Jackknife temporel entre la première et la seconde moitié de la mission Planck/HFI. Dans le cas des HCE rapides, aucune variation significative n'est perceptible. Dans le cas des HCE lents, on observe une diminution d'un facteur deux de l'amplitude au cours de la seconde moitié de la mission.

Variation des constantes de temps

On réalise la même étude avec la constante de temps de montée en température des HCE rapide et lent. Le résultat est exposé en Figure 5.11. Dans ce cas-là, les *Jackknifes* ne permettent pas de dissocier clairement une évolution de la constante de temps de montée entre les deux périodes de la mission. Cette observation souligne que le système, les liens thermiques et les effets liés à la création des HCE restent inchangés au cours du temps.

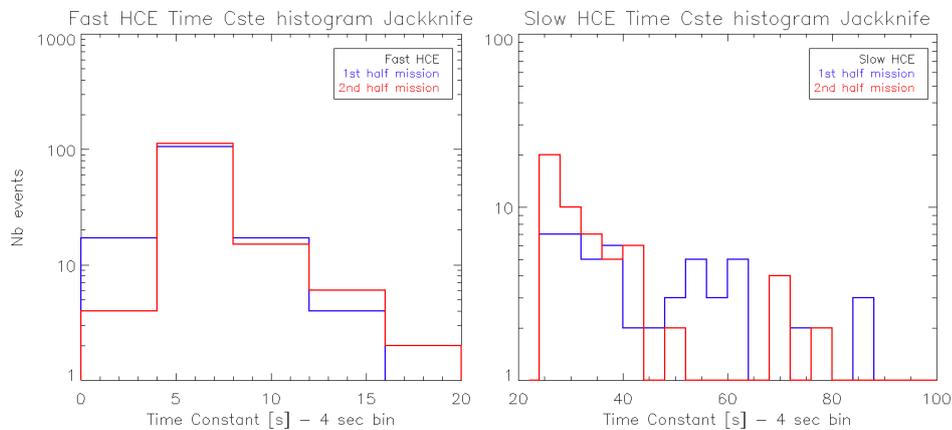


Figure 5.20 : Histogrammes des constantes de temps de montée pour les HCE rapides (gauche) et lents (droite) séparés par Jackknife temporel entre la première et seconde moitié de la mission Planck/HFI. Aucune évolution n'est perceptible entre les deux périodes de la mission.

5.6 Caractéristiques des *glitches* précurseurs

Les précurseurs, comme leurs noms l'indiquent, précèdent les *HCE* et servent ainsi à les détecter. Ils sont similaires aux *glitches* connus et répertoriés (§3.2.2) mais diffèrent en plusieurs points que nous aborderons dans ce chapitre.

5.6.1 Amplitude et nombre de précurseurs

Amplitude des précurseurs

L'amplitude moyenne des précurseurs pour chaque bolomètre est plus élevée que l'amplitude moyenne des *glitches* pour chaque bolomètre comme on peut le voir sur la Figure 5.21. De plus, la différence d'amplitude moyenne entre les deux types de *HCE* est également notable. On obtient ainsi, une amplitude moyenne globale de 147 μK pour les *HCE* rapides et de 49 μK pour les *HCE* lents dans le cas des précurseurs. La moyenne globale des *glitches* est quant à elle de 34 μK .

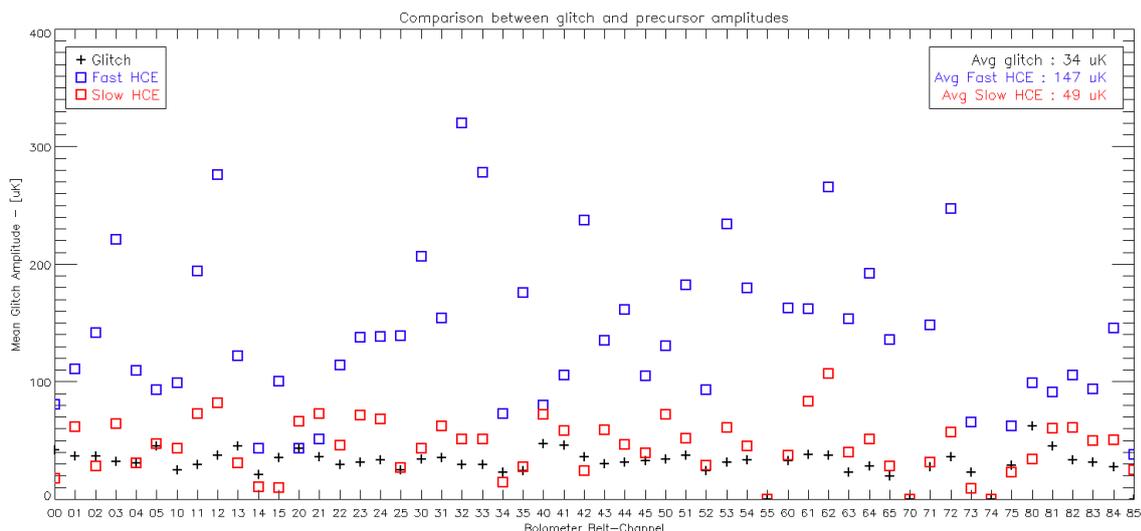


Figure 5.21 : Comparaison de l'amplitude des *glitches* (croix noires) avec les amplitudes des précurseurs pour les événements rapides (carrés bleus) et lents (carrés rouges) pour chaque bolomètre. Chaque carré est le résultat de la moyenne des amplitudes des précurseurs des événements supérieurs à 1 μK pour un bolomètre. Chaque croix correspond à la moyenne en amplitude des *glitches* pour chaque bolomètre sur l'ensemble de la mission. Les bolomètres 55_545_3, 70_143_8 et 74_857_4 ne sont pas pris en compte.

La différence d'amplitude moyenne entre les *HCE* lents et les *HCE* rapides trouve son explication dans la continuité de la densité de la gerbe de particules. A énergie de particule primaire équivalente, plus la gerbe est dense en nombre, plus les particules la composant sont faibles en énergie. D'une part, pour le cas des *HCE* lents, l'énergie déposée est moins élevée et l'amplitude des précurseurs est moindre. Au contraire, dans le cas de *HCE* rapides, la gerbe de particules est faiblement dense, les particules sont donc plus énergétiques. Lors d'une interaction avec les bolomètres, l'énergie déposée en sera d'autant plus importante et formera des précurseurs de forte amplitude.

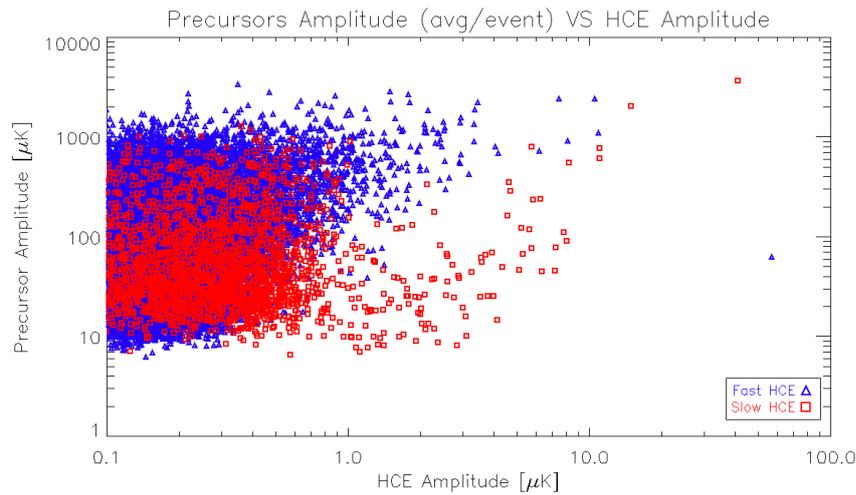


Figure 5.22 : Amplitude des *HCE* rapides (bleu) et lents (rouge) en fonction de l'amplitude moyenne des précurseurs associés à chaque évènement. L'amplitude des précurseurs des *HCE* lents est globalement plus faible que celle des *HCE* rapides.

Par ailleurs, la Figure 5.22 nous permet d'observer une corrélation entre l'amplitude du *HCE* et l'amplitude moyenne des précurseurs, ce qui est cohérent. Effectivement, plus la gerbe sera énergétique, plus elle déposera d'énergie dans l'inox de la platine dans le cas d'un *HCE* rapide et plus elle désorberait d'hélium dans le cas d'un *HCE* lent.

Les amplitudes des précurseurs ne dépendent pas de la surface du bolomètre ni de sa fréquence comme on peut le voir sur la Figure 5.23. Aucune corrélation entre ces différents paramètres n'est observable.

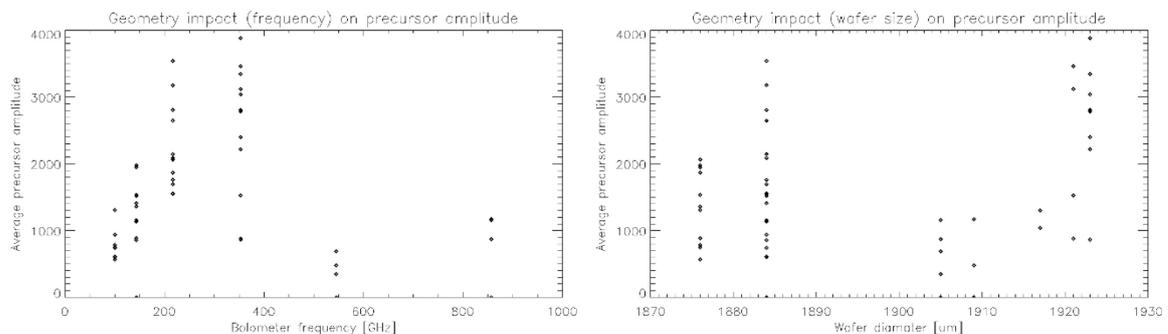


Figure 5.23 : Amplitude moyenne de l'ensemble des précurseurs (*HCE* lents et rapides confondus) pour chaque bolomètre en fonction de la fréquence de bolomètre [à gauche] et du diamètre du *wafer* [à droite].

Nombre de précurseurs

Le nombre de précurseurs détectés au sein des bolomètres ne varie pas en fonction du type de *HCE* comme on peut le voir sur la Figure 5.24. Ainsi, tous les bolomètres, soit l'ensemble du plan focal, est touché indépendamment de la position des capteurs. Ce qui n'empêche pas, comme nous le verrons au §5.6.3, que les bolomètres touchés puissent être regroupés dans une zone précise du plan focal.

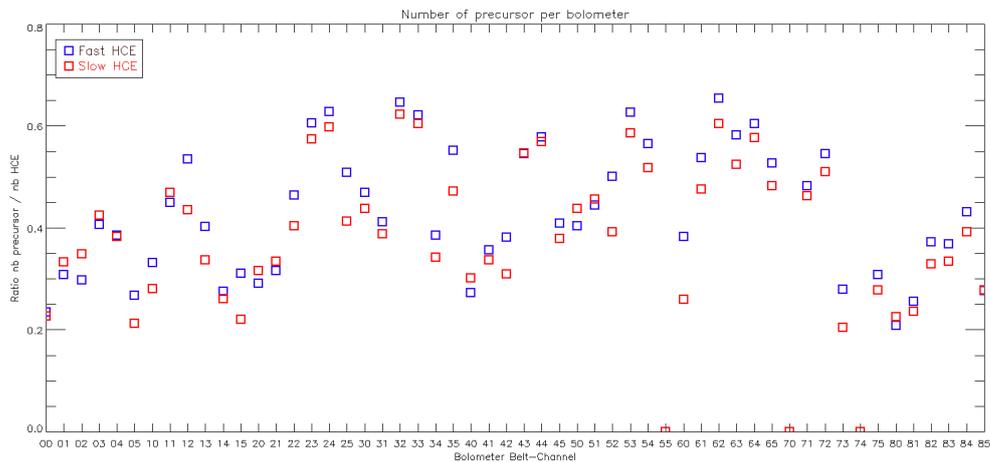


Figure 5.24 : Comparaison du nombre de précurseurs détectés entre les *HCE* rapides (bleus) et lents (rouge) par bolomètre. Le nombre de précurseurs est exprimé en nombre de *glitches* associés à un type de *HCE* divisé par le nombre de *HCE* de ce même type. Les bolomètres 55_545_3, 70_143_8 et 74_857_4 ne sont pas pris en compte.

5.6.2 Constantes de temps des précurseurs

A partir des mêmes évènements utilisés pour l'empilement présenté au chapitre précédent, est ajusté un modèle de décroissance exponentielle de type (5.4) pour en tirer les 3 constantes de temps principales des précurseurs de chaque type de *HCE*. Le résultat, donné en Figure 5.25, montre un nouveau type de *glitch*, qui n'est similaire ni à des courts, des longs ou des lents.

Dans le cas des *HCE* lents, deux constantes de temps à 23 et 63 ms sont calculées, d'amplitudes respectives de 60 % et 40 % environ du signal. Pour les *HCE* rapides, une constante de temps, à 16 ms, domine très largement le signal. La seconde de 126 ms ne participe qu'à 0,03 % du signal. Nous ne prendrons pas en considération cette seconde constante de temps.

La constante de temps de 5 ms apparaissant sur les *glitches* courts et longs n'est donc pas retrouvée ici, ni les constantes de temps supérieures à 400 ms, masquées par le début de la montée du *HCE*.

On observe également que l'empilement des précurseurs associés aux *HCE* rapides ne revient pas à zéro. Cette augmentation s'explique par la rapidité de l'élévation thermique des *HCE* rapides. Une seconde après les précurseurs, le signal atteint environ 20 % de l'amplitude maximal du *HCE*.

Les histogrammes donnés en Figure 5.26 illustrent la différence de constantes de temps entre les précurseurs des *HCE* lents et rapides. La 1ère constante de temps apparaît clairement sur les *HCE* rapides, tandis que la seconde et troisième dominent en termes de nombre pour les *HCE* lents.

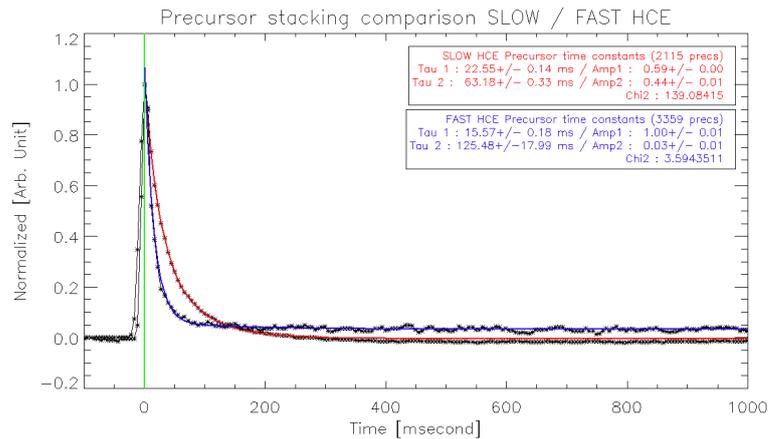


Figure 5.25 : Profils thermiques empilés et moyennés des précurseurs pour les *HCE* lents et rapides supérieurs à $1 \mu\text{K}$. L'amplitude est normalisée à 1 pour les deux moyennes des empilements. Le profil calculé est le résultat de l'ajustement d'une équation à deux constantes de temps de même type que (5.4). Les précurseurs des *HCE* rapides, dominés par une seule constante de temps, sont plus rapides que ceux des *HCE* lents.

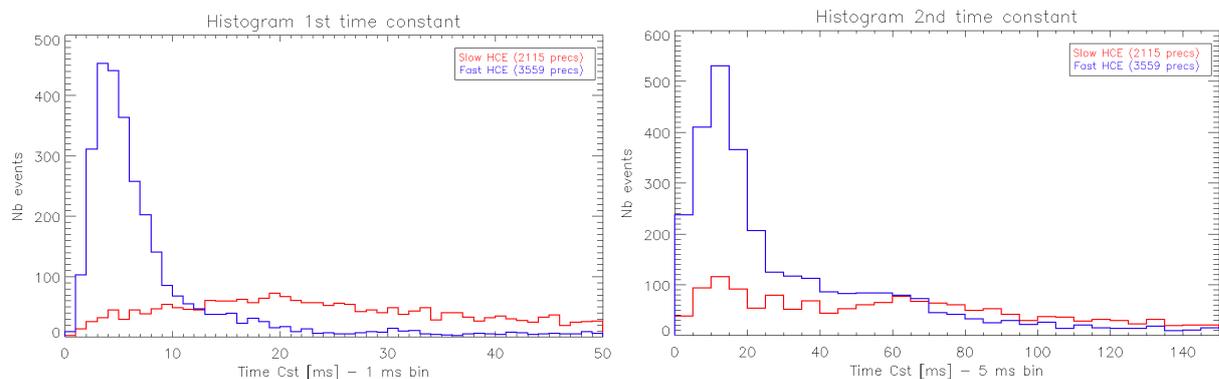


Figure 5.26 : Comparaison des histogrammes des deux constantes de temps calculées pour les précurseurs des *HCE* lents et rapides supérieurs à $1 \mu\text{K}$. Seuls les événements dont le χ^2 est inférieur à 50 sont affichés. [A gauche] histogrammes de la 1ère constante de temps. [A droite] histogrammes de la 2nd constante de temps.

5.6.3 Localisation des *HCE* sur la platine

L'étude du barycentre de la gerbe de particules permet de connaître la position du « centre » de la gerbe sur la platine. Le traitement est réalisé de deux manières : par calcul de barycentre en fonction de la position des bolomètres pour lesquels apparaît un précurseur, et en fonction de la position des bolomètres pondérés par l'amplitude du précurseur.

La première méthode permet d'obtenir une carte du plan focal sur laquelle sont placés les barycentres des événements (Figure 5.27). Les barycentres des gerbes précédant les *HCE* lents sont regroupés au centre, tandis que ceux des *HCE* rapides sont étalés sur une plus grande surface du plan focal. Cette différence s'explique par la forme de la gerbe : étroite pour les *HCE* rapides, son barycentre n'est pas forcément centré. Tandis que pour les *HCE* lents, la gerbe touche l'ensemble des bolomètres ce qui entraîne un barycentre centré sur le plan focal.

Cet effet est observable en prenant un seul événement en compte (Figure 5.28). Dans le cas des *HCE* rapides, on observe que seule une partie du plan focal interagit avec la gerbe de

particules. Tandis que dans le cas des *HCE* lents, l'ensemble du plan focal « s'allume » au passage de la gerbe. Cette différence appuie l'hypothèse d'un effet bien différent formant les *HCE* lents et rapides. L'observation d'un grand nombre de bolomètres touchés dans le cas des *HCE* lents peut être expliquée par deux hypothèses : les précurseurs associés seraient créés par une gerbe particulièrement dense en particules ou par des atomes d'hélium issus d'un dégazage.

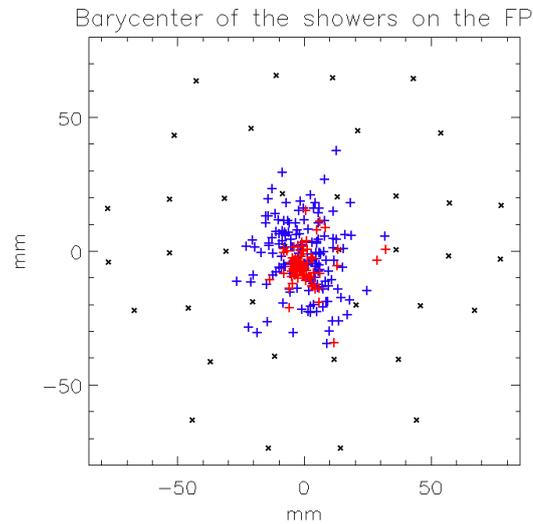


Figure 5.27 : Barycentres de la gerbe de particules précédant la formation de *HCE* lents (rouge) et rapides (bleu). Les barycentres sont représentés sur le plan focal dessiné par la position des bolomètres (croix noires). Les valeurs sont calculées en prenant en compte la position des bolomètres pour lesquels sont détectés des précurseurs par l'algorithme.

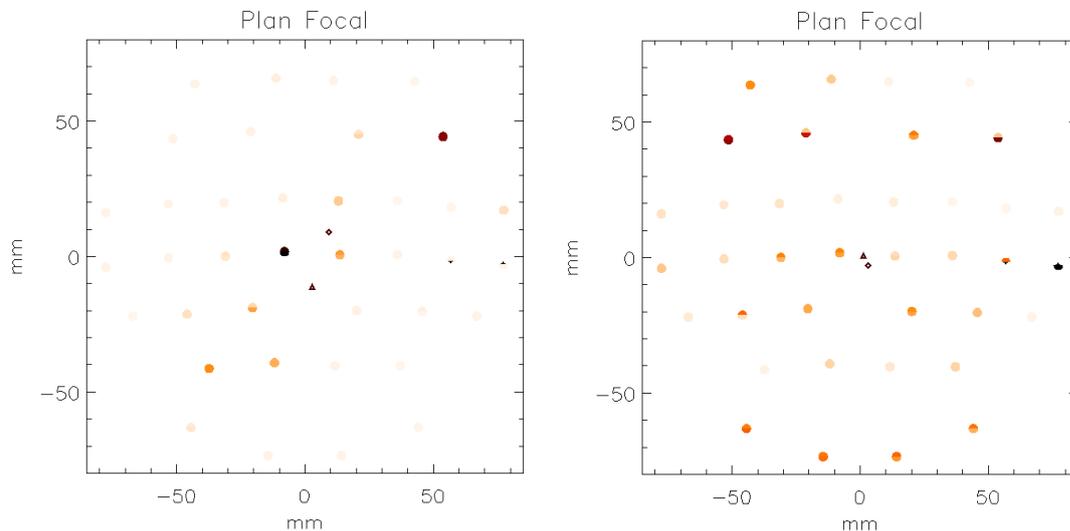


Figure 5.28 : Représentation géométrique du plan focal de Planck/HFI en fonction de l'amplitude du précurseur mesuré dans chacun des bolomètres. Les bolomètres sont représentés par des disques pour les SWB et des demi-disques pour les PSB. L'amplitude du précurseur ramenée à 1 est représentée en couleur, de blanc cassé (faible amplitude) à noir (amplitude la plus élevée). Le barycentre est représenté par un triangle, le barycentre pondéré par les amplitudes par un losange. **[A gauche]** Représentation graphique de l'interaction de la gerbe de particules avec les bolomètres précédant un *HCE* rapide. Les bolomètres sont allumés suivant un faisceau. **[A droite]** est donnée la même représentation dans le cas d'un *HCE* lent. Ces deux événements sont représentatifs des cartes observées pour ces types d'évènements.

5.6.4 *Glitches* précurseurs au sein des PSB

Cadre de l'étude

Les bolomètres de type PSB, sensibles à la lumière polarisée, sont utilisés par la collaboration Planck/HFI pour étudier la polarisation du CMB. Cette analyse très fine des données nécessite de supprimer toutes les systématiques, dont les signaux non corrélés entre les deux capteurs formant les PSB.

Les *HCE* rapides, pour lesquels des précurseurs ne sont pas détectés dans tous les bolomètres, présentent donc un intérêt significatif dans la recherche des signaux non corrélés. Cette étude porte donc sur la corrélation de précurseurs entre les 16 paires de PSB (PSBa et PSBb) lors de ce type d'évènement.

Présence de précurseurs non corrélés

L'analyse porte sur les 158 évènements supérieurs à $1 \mu\text{K}$ signalés comme rapides par l'algorithme. Pour l'ensemble de cette liste, on compte le nombre de fois que seul un PSB est signalé comme touché par le *despike*, et ce, quel que soit le type de *glitch*.

Parmi les 16 paires, on dénombre 1861 évènements pour lesquels un seul PSB ou les deux PSB sont touchés sur l'ensemble des 2528 (16×158) possibilités. Sur ces 1861 évènements, les deux PSB sont touchés 1495 fois et seul l'un des deux l'est dans 366 cas. Ainsi, 20 % de précurseurs ne sont pas corrélés entre les deux PSB.

Ce chiffre reste constant même en prenant en compte un plus grand nombre de *HCE* rapide jusqu'à $0,5 \mu\text{K}$.

Vérification des non corrélations

Le principal biais de ce calcul réside dans le fait que l'on considère que le *despike* détecte systématiquement les *glitches* quel que soit le niveau de bruit, ce qui n'est pas le cas. Effectivement, comme expliqué au §3.2.2, le seuil de détection est placé à $3,2\sigma$. Ainsi, les *glitches* de faible amplitude ne sont pas pris en compte par le *despike*.

Pour surmonter ce problème, on analyse directement le profil thermique des deux PSB lorsqu'un précurseur n'est détecté par le *despike* que dans un seul des deux PSB. Dans ce cas-là, 40 % sont détectés sur le PSBa et 60 % sur les PSBb.

La Figure 5.29 met en évidence la formation de précurseurs dans les deux PSB même lorsqu'un seul des deux PSB est considéré comme touché par le *despike* et ce pour un fort niveau de signal-sur-bruit, 60 pour le PSBa et 48 pour le PSBb.

Diminuer le nombre d'évènements empilés pour lesquels le PSB est considéré comme non touché, diminue le rapport signal-sur-bruit. Il atteint environ 3σ pour 1/512ème des évènements, soit une dizaine d'évènements.

Cette étude permet d'affirmer que dans les cas des *HCE* rapides, un précurseur apparaît dans les deux capteurs composant les bolomètres de type PSB. Cette source de bruit étant déjà supprimée des données pour l'étude de la polarisation du CMB, il n'est pas nécessaire de poursuivre dans cette direction pour améliorer les données scientifiques.

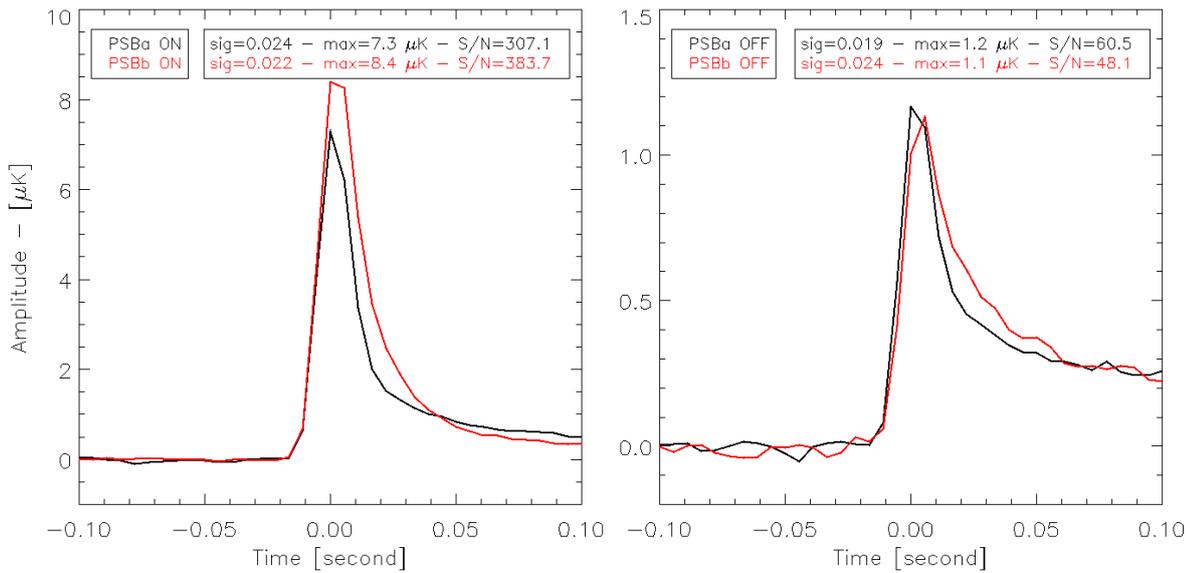


Figure 5.29 : Profils thermiques des PSBa et PSBb considérés comme touchés (ON) [à gauche] et non touchés (OFF) [à droite] par le *despike*. Les profils sont construits en réalisant la médiane des évènements. Pour chaque courbe sont données l'écart type du bruit blanc avant le pic (sig), l'amplitude maximum du pic (max) et le rapport signal-sur-bruit (S/N).

5.7 Origine des HCE

Au cours des 5 dernières années, plusieurs hypothèses ont été soulevées afin d'expliquer la création des HCE. Nous avons ainsi formulé plusieurs hypothèses correspondant aux deux types d'évènements rencontrés.

5.7.1 Origine des HCE rapides

Nous avons vu précédemment que les particules cosmiques déposent de l'énergie lorsqu'elles rentrent en contact avec le matériau (voir §1.3.4). Les HCE étant liés à ces particules, la première hypothèse émise a consisté à prendre en compte le dépôt d'énergie dans l'inox de la platine supportant les bolomètres.

L'inox est un matériau à faible conductivité thermique comparée à celle du cuivre. Ainsi, l'énergie déposée par les particules dans l'inox de la platine peut « ressortir » vers les bolomètres avec une importante constante de temps de chauffage.

Pour qu'une particule de haute énergie (supérieure au GeV) dépose significativement son énergie dans la platine, elle doit générer une multitude de particules secondaires qui viendront alors interagir avec le matériau.

Hypothèse : Une gerbe de particules secondaires arrive sur le plan focal, chauffe ponctuellement les bolomètres (précurseurs), et dépose de l'énergie au sein de l'inox d'une épaisseur moyenne de 5 mm.

Essai : Calcul de la longueur de diffusion thermique pour différentes constantes de temps :

Constante de temps	Alpha de l'inox [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]	Longueur de diffusion [mm]	Facteur diffusivité pour longueur = 5 mm
3 secondes	$2,4 \cdot 10^{-5}$	14	2
20 secondes		38	15
35 secondes		51	26

Table 5.7 : Longueur de diffusion thermique dans de l'inox pour différentes constantes de temps (3s, 20s, 30 s). La dernière colonne donne le facteur à appliquer à la diffusivité thermique pour obtenir une longueur de diffusion égale à 5 mm pour chaque constante de temps.

Résultats : Les propriétés thermiques de l'inox, et plus particulièrement sa diffusivité thermique, à 100 mK sont mal connues. Il peut donc être normal d'avoir jusqu'à un facteur 5 de différence dans le résultat. On calcule donc le facteur à appliquer à la diffusivité thermique pour obtenir une longueur de diffusion de 5 mm, soit l'épaisseur de l'inox de la platine bolomètre.

Ainsi, pour une constante de temps de 3 secondes (la constante de temps de montée des *HCE* rapides), la longueur de diffusion thermique est de 7 mm, pour un facteur de 2 appliqué à la diffusivité thermique. La chaleur déposée par les particules cosmiques au sein de la platine mettra donc environ 3 secondes pour se diffuser dans l'ensemble de l'inox, temps qui correspond au maximum des *HCE* rapides.

La Table 5.4 donne l'énergie mesurée pour un *HCE* rapide de 1 μK . Dans le cas d'un dépôt d'énergie des particules, on considère que la partie en inox de la platine, de par son épaisseur, emmagasine la plus grande partie de l'énergie. Ainsi, la montée en température d'un *HCE* rapide d'amplitude de 1 μK est d'environ $4 \cdot 10^{-8}$ J, soit 250 GeV.

La Table 5.3, page 128, donne deux valeurs d'énergie de la particule primaire correspondant à une énergie déposée dans le plan focal de 200 GeV : une particule primaire de 200 GeV, qui dépose toute son énergie et une d'environ 3 TeV, dont les particules secondaires ne déposent qu'un fragment de l'énergie initial. Ces particules de deux énergies correspondent respectivement à un flux calculé de 21 et 0,2 gerbes par jour.

Le nombre d'évènements rapides supérieurs à 1 μK étant d'environ 0,2/jour (voir Table 5.1), on pourrait estimer que les particules de 3 TeV contribuent à la création de ce type de *HCE*. Néanmoins, le modèle étant très simplifié et les particules de 200 GeV étant en plus grand nombre, il est plus juste d'estimer que la formation des *HCE* rapides est associée à l'ensemble des interactions des particules à ces deux énergies.

Ce calcul est théorique et ne peut être estimé comme parfaitement réaliste, mais il fournit une valeur cohérente répondant aux observations réalisées dans le chapitre précédent. Les *HCE* rapides seraient donc bien en lien direct avec la création de gerbe de particules cosmiques au sein du FPU.

Dans le cas des *HCE* lents, cette hypothèse ne permet pas un résultat cohérent. Effectivement, en prenant une constante de temps de 35 secondes (constante de temps de montée d'un *HCE* lent), nous obtenons une valeur de longueur de diffusion thermique de deux

ordres de grandeur au-dessus de celle qui permettrait d'expliquer ce type d'évènement. De nouvelles hypothèses doivent donc être formulées pour expliquer l'origine des *HCE* lents.

5.7.2 Origine des *HCE* lents

Est formulée dans ce chapitre l'hypothèse expliquant la formation des *HCE* lents corroborant avec les éléments étudiés précédemment. D'autres hypothèses, non retenues, ont été soulevées. Elles sont données en annexe A.5.

Echange thermique créé par l'hélium

L'hypothèse associée à un dégazage de l'hélium autour des étages froids de Planck/HFI lors du passage d'une gerbe de particule cosmique de haute énergie est apparue lors de l'observation de la diminution de température de la platine bolomètre avant l'élévation thermique comme montrée en Figure 5.7. Ainsi, le lien thermique ponctuel séparant la platine bolomètre, réglée à une température de 2 mK supérieure à celle de la platine dilution, pourrait être créé par de l'hélium gazeux.

De la même manière, l'augmentation de la température des *HCE* lents et la seconde composante des *HCE* rapides pourraient être expliquées par la même hypothèse. Dans ce cas-là, le couplage thermique est réalisé entre la platine bolomètre et l'étage 1,6 K qui lui fait face.

Hypothèse : des atomes d'hélium piégés sur les parois cryogéniques ou au sein du charbon placé sur l'étage 4K sont éjectés au contact de la gerbe de particules ou par déplacement d'un film d'hélium superfluide. La chaleur comprise au sein de l'hélium (la capacité calorifique de l'hélium est très élevée) est alors déposée sur la platine et la chauffe.

Essai : On calcule la conduction moléculaire entre la platine bolomètre, à 103 mK, et la platine dilution, à 101 mK, créée par de l'hélium gazeux. On prend comme contrainte de départ une pression gazeuse d'hélium au sein de HFI de $1 \cdot 10^{-6}$ Pa, valeur qui semble proche des pressions habituelles au sein d'un satellite de même taille. Effectivement, même dans l'espace, l'intérieur d'un satellite ne connaît jamais un excellent vide car il est constamment soumis au dégazage des composants. Les calculs, basés sur cette hypothèse, sont décrits ci-dessous :

Le libre parcours moyen des molécules est donné par l'équation suivante :

$$Lp = 8,6 \times 10^3 \times \frac{\eta}{P} \times \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (5.6)$$

Avec :

Lp : libre parcours moyen en cm

η : viscosité du gaz en poise, à la température T

P : pression en μm de Hg

T : température en Kelvin,

M : poids moléculaire en $\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$

Avec $\eta=4,43 \cdot 10^{-6}$ Po pour de l'hélium à 1K ; $P=7,5 \cdot 10^{-6}$ μmHg pour une pression de $1 \cdot 10^{-6}$ Pa ; $T=0,5\text{K}$ et $M=4,0026$ g/mol, on obtient un libre parcours moyen de plus d'un mètre. L'hélium gazeux peut donc parcourir une grande distance sans interagir avec les autres atomes ce qui entraîne une température d'hélium gazeux non homogène.

Dans ce cas de figure, la conduction moléculaire de l'hélium avec les surfaces n'est donc pas négligeable. L'équation suivante permet de la calculer :

$$W_{mol} = A \times \alpha \times \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \times \sqrt{\frac{R}{8 \times \pi}} \times \frac{P}{\sqrt{M \times T}} \times (T_2 - T_1) \quad (5.7)$$

Dans laquelle :

$$\alpha = \frac{\alpha_1 \times \alpha_2}{\alpha_2 + \alpha_1 \times (1 - \alpha_2) \times \frac{A_1}{A_2}}$$

W_{mol} : puissance reçue par la surface A_1

$\gamma = C_p/C_v$: rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants

R : constante des gaz parfait

P : pression en mm de Hg

T : température absolue en Kelvin

α : coefficient d'accommodation, que l'on prendra égal à 1

A_1 : aire de surface recevant le flux de chaleur en cm^2 , à la température T

Cette équation nous permet de calculer la puissance transmise à la platine bolomètre par de l'hélium gazeux à une température de 2 mK plus élevée. Avec une surface de la platine bolomètre $A_1=250$ cm^2 , une pression $P=7,5 \cdot 10^{-9}$ mmHg ($1 \cdot 10^{-6}$ Pa) et une différence de température de 2 mK correspondant à l'écart de température entre les platines dilution (101 mK) et bolomètre (103 mK), on obtient une puissance de conduction de $W_{mol} = 13$ nW.

Cette puissance, ramenée à un échange d'une seconde entre les platines bolomètre et dilution, induit une diminution de la température de l'inox de la platine bolomètre de 0,3 μK . La conduction moléculaire peut se poursuivre sur une durée similaire à celle observée pour la montée en température des HCE lents, soit environ 120 secondes.

La quantité d'hélium impliqué dans cet effet de conduction moléculaire peut être calculée à partir de la pression d'hélium gazeux utilisée ($1 \cdot 10^{-6}$ Pa) et le volume libre à l'intérieur de l'étage 4 K de l'instrument Planck/HFI. Les étages compris au sein de la boîte 4 K ne sont reliés au vide spatial que par le double fritté inox du piège à charbon qui laisse passer un faible débit (voir §2.4.1). Dans ces conditions, la pression autour du plan focal peut rester élevée pendant un certain temps, dépendant de l'écart de pression entre l'intérieur de l'étage 4 K et le vide spatial.

Ne connaissant pas le volume libre interne à l'étage 4 K, on utilise les dimensions globales de l'étage 4 K. Ainsi, pour un cylindre de 25 cm de diamètre et 30 cm de haut, le volume interne à l'étage 4 K est de $1,5 \cdot 10^{-2}$ m^3 . A partir de l'équation des gaz parfaits et pour une température de 100 mK, on obtient ainsi une valeur de 18 nmol d'hélium pour une pression de $1 \cdot 10^{-6}$ Pa

d'hélium gazeux réparti uniformément au sein de l'étage 4 K. Cette valeur doit être mise en regard de la répartition de l'hélium gazeux, en plus grande densité autour des étages froids.

Résultats : La valeur finale en température admet une incertitude compte tenu des suppositions prises, mais est significative pour que l'hypothèse incluant un effet de l'hélium gazeux puisse être prise en compte. Cette hypothèse liée aux *HCE* lents est à la base des expériences réalisées et détaillées dans le Chapitre 6.

L'hélium déposé sur l'instrument Planck/HFI, interagissant avec les étages froids pour produire les *HCE* lents, peut provenir de multiples sources : le charbon 4K lui-même qui était déjà présent lors des essais au sol et qui n'a pas forcément été bien désorbé avant le lancement, de micro-fuites de la dilution, ou encore du retour de l'hélium éjecté par le système cryogénique vers l'instrument HFI.

5.8 Conclusion

Résumé des hypothèses de formation des *HCE*

Que ce soit les *HCE* rapides ou lents, leur formation est liée à l'impact d'une gerbe de particules secondaires formée dans les couches externes du satellite et issues d'une particule cosmique de haute énergie. La gerbe interagit avec les bolomètres en créant les précurseurs, et avec les éléments composants l'instrument Planck/HFI.

Les *HCE* rapides sont expliqués par un dépôt d'énergie dans l'inox de la platine bolomètre. La constante de temps de montée est dominée par la vitesse de diffusion de la chaleur dans ce matériau.

Les *HCE* lents pourraient être expliqués par la création d'un lien thermique formé d'hélium gazeux, présent dans l'enceinte de Planck/HFI. L'hélium constitue alors un lien thermique gazeux entre la platine bolomètre et les éléments l'entourant : la platine dilution (explique la descente en température) et l'étage 1,6 K (explique la montée en température des *HCE* lents et la seconde composante thermique des *HCE* rapides). Ces hypothèses ainsi que celles liées au déclenchement de l'évaporation de l'hélium sont reprises dans le §6.7.

Apport de l'étude des *HCE* à la caractérisation de l'instrument HFI

L'étude des *HCE* nous a permis de mieux comprendre les interactions thermiques entre les composants de l'instrument HFI.

Concernant les bolomètres tout d'abord, avec l'observation des profils thermiques des bolomètres non touchés par des particules cosmiques dans le cas de *HCE* rapides (§5.3.1). L'analyse de ces données a démontré que la conduction thermique entre la platine et le

bolomètre est significative puisqu'elle varie entre les capteurs (§5.4.2). Dans le cas d'une particule cosmique interagissant avec le bolomètre et formant un *glitch*, les très longues constantes de temps de décroissance thermique associées peuvent trouver une part de leur explication dans cette conduction entre le *housing* et la platine bolomètre.

Concernant l'instrument HFI dans son ensemble, l'étude de la décroissance thermique des *HCE* a permis de mesurer la constante de temps associée aux pieds en HoY servant de lien thermique vers la platine dilution. L'observation des longues constantes de temps de montée des *HCE* lents a quant à lui permis de soulever le problème de la présence d'hélium et de son effet sur le système en cas de dégazage.

Chapitre 6 - Etudes expérimentales des effets thermiques liés à l'hélium

6.1 Introduction

L'étude statistique des *HCE* nous a conduit à mettre en avant plusieurs hypothèses en ce qui concerne leur formation. L'une d'entre elles incluant un effet de l'hélium gazeux sur la platine bolomètre et interagissant avec les étages proches (1,6 K, dilution) correspondrait le mieux aux effets observés. Comme souligné au §5.7.2, la formation des *HCE* lents et la seconde composante des *HCE* rapides¹⁷ pourraient être expliquées par les effets de l'hélium gazeux.

Dans le but de valider cette hypothèse j'ai réalisé plusieurs expériences mettant en œuvre une vaporisation d'hélium au niveau de la platine dilution par injection d'hélium chaud ou par désorption d'un charbon actif. Les effets de l'hélium gazeux sont étudiés par les échanges de chaleur entre deux plaques en cuivre à différentes températures simulant la platine bolomètre à 100 mK et l'étage 1,6 K de Planck/HFI.

Après avoir posé le cadre et le dispositif expérimental spécifiques à mes expériences (§6.2), je détaille dans ces chapitres les principaux résultats obtenus grâce à huit mises en froid. Dans un premier temps, j'analyse la variation de température d'une plaque en fonction de sa puissance dans un milieu saturé en hélium (§6.3) qui m'a permis de connaître les caractéristiques thermiques du dispositif expérimental. Dans un second temps, j'étudie l'effet de l'évaporation de l'hélium et sa circulation sur une plaque (§6.4). Enfin, à partir des informations recueillies lors de ces expériences, j'analyse l'effet de l'hélium gazeux sur un système sub-kelvin (§6.5).

Lors de ces expériences, et en présence de charbon actif, des perturbations thermiques générées par l'hélium qui sature l'environnement expérimental sont apparues. Il a été décidé de les étudier en réalisant de nouvelles expériences. Les observations associées et les hypothèses soulevées sont détaillées dans le §6.6.

La complexité du moyen d'essai, le cryostat Symbol, m'a conduit à développer largement en Annexe A.6 ses caractéristiques et son fonctionnement. J'y détaille également les modifications que j'ai réalisées et les problèmes que j'ai rencontrés.

6.2 Cadre et dispositif expérimental

6.2.1 Dispositif expérimental

Ce chapitre détaille le dispositif expérimental fixé à la platine dilution de Symbol mis en œuvre lors des 8 mises-en-froid dans le cadre de l'étude de l'impact de l'hélium sur un système cryogénique. Tous les éléments cités ci-dessous n'ont pas été utilisés sur l'ensemble des

¹⁷ La seconde composante des *HCE* rapides est une phase de refroidissement lente analogue à celle des *HCE* lents. Elle est modélisée par le second membre de la somme d'exponentielle qui décrit les *HCE* rapides.

expériences, certaines nécessitant le retrait d'éléments spécifiques. Les chapitres « expérience » de chaque test donne la liste des éléments utilisés.

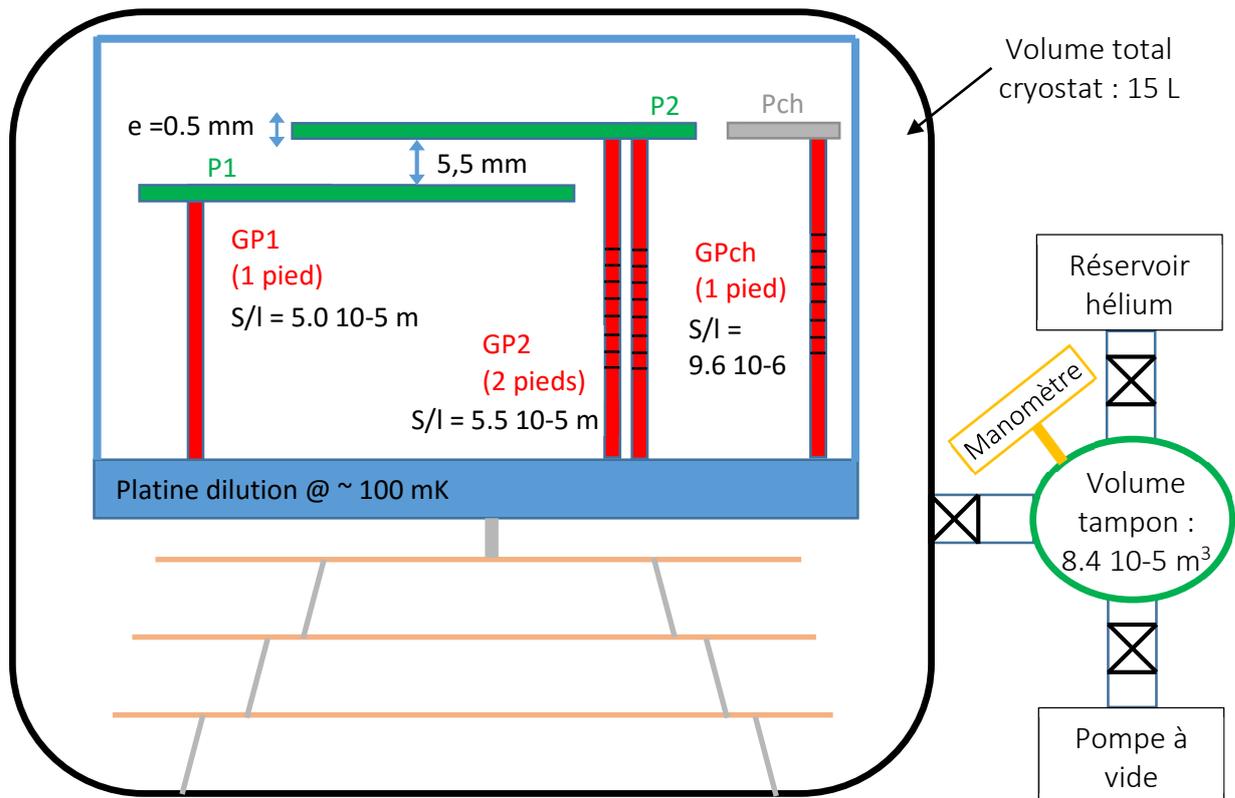


Figure 6.1 : Schéma général du dispositif expérimental installé sur le cryostat Symbol. Le bloc noir représente le volume du cryostat dans lequel se trouvent les différents étages froids de 80 K à 1 K (orange). Les étages sont liés entre eux par des pieds en tube inox paroi fine ou en fibre de verre. Le dernier étage (en bleu), réglé à 100 mK, est schématisé avec son écran thermique. Le dispositif expérimental est composé des deux plaques P1 et P2 (vert) et de leurs pieds (rouge). Les pieds de la plaque P2 sont striés (traits noirs). La plaque Pch (grise) supporte le charbon actif. Hors du cryostat, le volume tampon est connecté au cryostat et au réservoir d'hélium ainsi qu'à la pompe à vide. La pression du volume tampon est relevée par un manomètre. Ces éléments sont isolés les uns des autres par des vannes.

Le dispositif, composé de deux plaques P1 et P2 en cuivre, vissées sur des pieds en inox paroi fine dont certains sont striés, est schématisé en Figure 6.1. Une troisième, Pch, plus petite et mieux découplée thermiquement supporte 2 grains de charbon actif. L'ensemble est inséré sur l'étage froid de Symbol, sur lequel est fixé l'écran thermique dont la température suit celle de la platine dilution.

A l'extérieur, un volume tampon de $8,4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$, dont la pression est mesurée par un manomètre, permet d'injecter une quantité précise d'hélium à l'intérieur du cryostat.

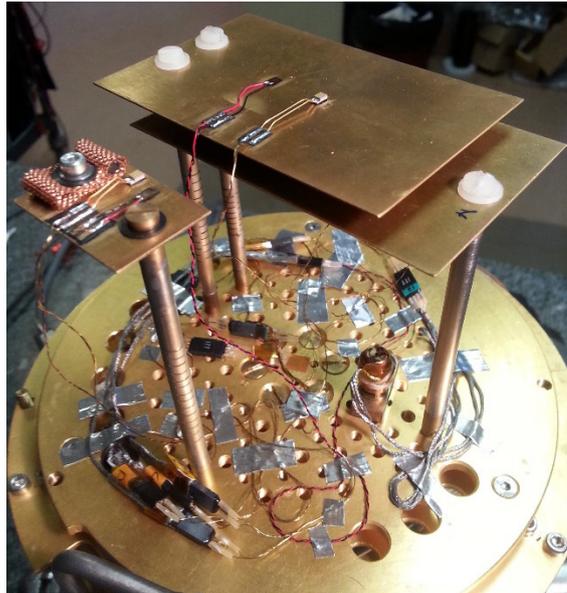


Figure 6.2 : Présentation du dispositif expérimental. A gauche, la plaque soutenant le charbon. A droite, les plaques P1 (1 pied) et P2 (2 pieds). Sur chaque plaque sont fixés un thermomètre CX1010 et une résistance chauffante de 5000Ω . Les pieds sont vissés à la platine dilution de Symbol qui est régulée en température à l'aide d'un thermomètre RuO2 et d'une résistance de 1000Ω .

Plaque en cuivre

Les deux plaques sont réalisées en cuivre doré et sont d'une surface de $78 \times 50 \text{ mm}^2$ ($4 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$) pour une épaisseur de $0,5 \text{ mm}$. La surface apparente de chaque plaque, prenant en compte les deux faces de la plaque, est de $7,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$. Sur chaque plaque sont collés, à la Stycast 2850, un thermomètre Cernox-1010, une résistance chauffante de 5000Ω et un report en époxy et cuivre.

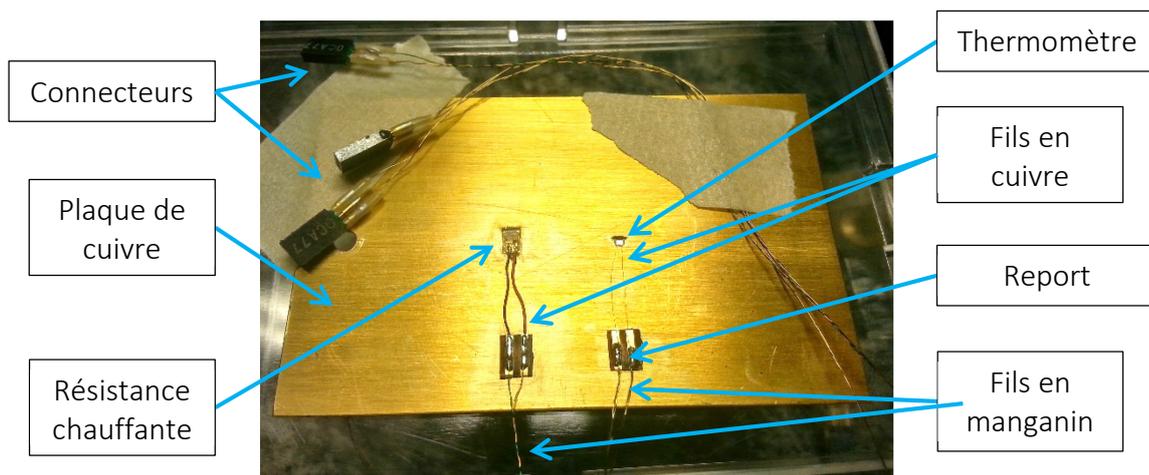


Figure 6.3 : Une des deux plaques en cuivre équipée de son thermomètre et de sa résistance chauffante.

Les reports sont nécessaires à la bonne thermalisation des composants et des fils qui y sont connectés. En soudant des fils de cuivre entre chaque composant et les lamelles de cuivre du report, on garantit leur bonne thermalisation. Les fils entre le report et la prise, en manganin, permettent de limiter la conduction thermique entre la plaque et la platine dilution. Ainsi, la

conduction thermique sera moindre dans le cas où ces deux éléments ne sont pas à la même température, ce qui garantit une bonne diffusivité thermique lors du chauffage par la résistance et une mesure correcte de la température de la plaque. Enfin, les fils en manganin sont maintenus à la platine dilution avec du scotch aluminium pour assurer leur bonne thermalisation.

Chaque thermomètre est lu en 4-fils par un AVS-47 tandis que la résistance est connectée par deux fils à un générateur de tension.

Plaque charbon

Certaines expériences détaillées dans ce chapitre ont nécessité l'installation de quelques grains de charbon actif pour simuler le charbon présent sur Planck/HFI et étudier sa stabilité. L'objectif, expliqué plus en détail dans les chapitres indiqués, a été d'étudier son comportement et l'impact sur son environnement lorsqu'il est saturé d'hélium et brusquement chauffé.

Un dispositif, similaire à celui des plaques, a été conçu pour permettre le chauffage du charbon jusqu'à 10 K dans un environnement à 100 mK. La fabrication du dispositif pour atteindre cet objectif a principalement résidé dans la maîtrise de la constante de temps thermique de la plaque, dirigée par le pied. Ainsi, ce sont les dimensions du pied et le nombre de stries réalisées qui a permis d'en diminuer la conduction thermique et d'atteindre des constantes de temps suffisamment longues pour aboutir à ce système. La constante thermique du système permet un chauffage du charbon de plusieurs kelvins.

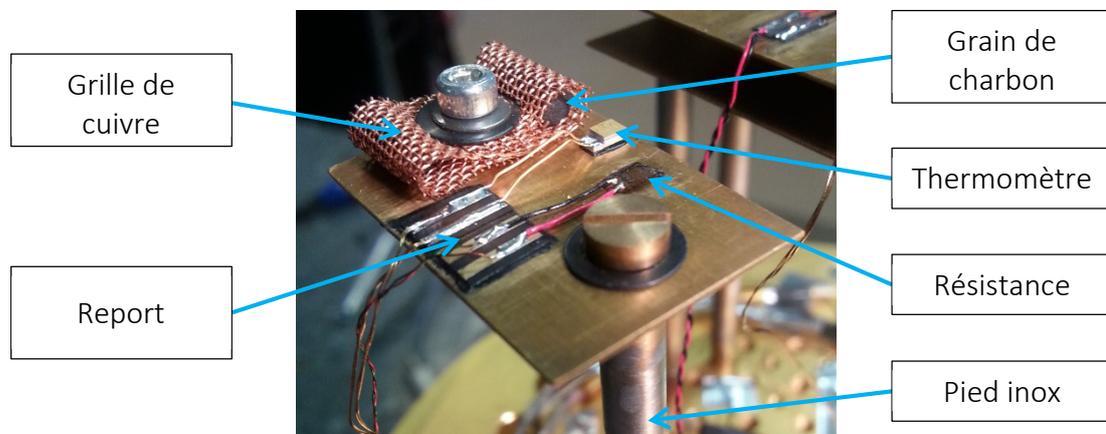


Figure 6.4 : Plaque de support du charbon, vissée à son pied. Les deux grains de charbon sont enroulés dans une grille souple en cuivre. Le thermomètre et la résistance sont collés à la Stycast 2850.

A partir de la même méthode que détaillée précédemment, une plaque, de plus petite surface ($20 \times 30 \text{ mm}^2$) a été réalisée. Y ont également été collés un thermomètre et une résistance chauffante de même type et câblés de la même manière.

La masse du charbon à installer dans l'enceinte a été déterminée théoriquement. Lors de précédents essais d'injection d'hélium dans Symbol, la quantité supportée par la dilution avant son réchauffage brusque est de $2 \cdot 10^{-4} \text{ mol}$, soit $9 \cdot 10^{-4} \text{ g}$ d'hélium. D'après (Helvensteijn et al. 1994), le ratio d'absorption d'hélium du charbon actif à 2K est de $0,06 \text{ gHe} / \text{gC}$. On obtient ainsi une masse minimum de charbon à installer de 14 mg. Par sécurité, on place deux grains de charbon pour une masse totale de 102 mg.

Par mesures et calculs, on trouve que la surface apparente des deux grains est de $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ pour une plaque de $6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$. Les nombreuses alvéoles du charbon actif lui confèrent une surface spécifique de $50 \text{ m}^2/\text{g}$ (Marsh 2006). Dans le cas présent, les deux grains de charbon, d'une masse de 102 mg ont donc une surface spécifique de 5 m^2 .

Les deux grains de charbon sont enroulés dans deux grilles souples en cuivre vissées dans la plaque pour garantir un excellent couplage thermique. Le thermomètre et la résistance sont ainsi en contact thermique direct avec le charbon ce qui permet un contrôle constant de ses paramètres thermiques.

Pieds en inox paroi fine

L'expérience consistant à étudier les effets thermiques fins de l'hélium sur les plaques dans différents cas de figure, il est nécessaire de les découpler thermiquement. Le découplage ne doit pas être total car les plaques doivent pouvoir être refroidies. Ce découplage permet ainsi d'observer les échanges thermiques causés par l'hélium entre les plaques et leur environnement en négligeant l'apport de froid généré par le cryostat. Il permet également de chauffer brusquement les plaques de plusieurs Kelvins sans mettre en jeu le bon fonctionnement de la dilution.

Le découplage thermique partiel est réalisé en tube paroi fine en inox d'un diamètre externe de 5 mm, d'épaisseur de $200 \mu\text{m}$ et d'une longueur de 6 cm. Afin de diminuer la conduction thermique de certains pieds, le tube est strié à intervalle régulier. A l'extrémité de chaque pied est soudé un bloc de cuivre cylindrique d'une longueur variant entre 12,5 mm et 17,5 mm pour créer le décalage de 5 mm entre les deux plaques. Le centre de chaque pied est taraudé afin de le visser à la platine dilution et à la plaque.

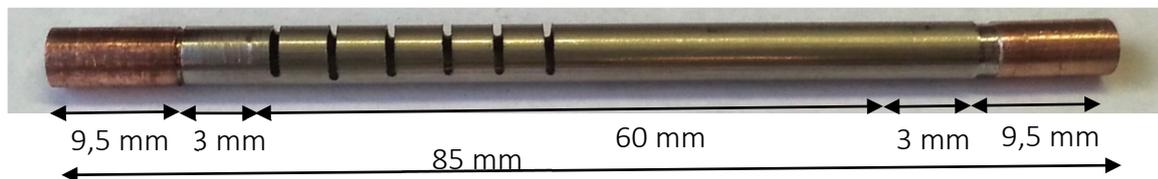


Figure 6.5 : Pied en inox paroi fine strié. A chaque bout sont soudés des blocs de cuivre taraudés d'une longueur de 12,5 mm (9,5 + 3 mm). La longueur de l'inox paroi fine est de 60 mm pour une longueur totale du pied de 85 mm.

L'usinage de stries sur le tube permet de diminuer la surface de transfert thermique, les stries étant considérées d'un point de vue thermique comme du vide. Le rapport S/l diminue alors et permet de diminuer la puissance transmise par conduction thermique.

Le nombre de stries nécessaires à l'obtention de la constante de temps thermique désirée du système est déterminé de manière empirique. La mesure de résistance électrique à chaud d'un précédent montage testé à 100 mK, dont les constantes de temps thermiques sont proches de celles désirées, a permis de déterminer la valeur attendue de la résistance électrique du pied à chaud. A partir de ces résultats, nous avons réalisé un jeu de pied(s) pour chaque plaque d'une résistance électrique à chaud similaire.

Nous avons pu, pour une même longueur de tube, diminuer la conduction thermique jusqu'à un facteur six avant que le tube ne soit trop fragilisé. Ce facteur pourrait aller bien au-

delà en usinant des stries plus fines et en plus grand nombre, ou alors en réalisant des stries en quinconce.

Les deux plaques P1 et P2 sont fixées à la platine dilution avec respectivement un et deux pieds dont la longueur du tube en inox paroi fine est de 6 cm. Dans l'objectif d'obtenir une conduction thermique similaire entre les deux plaques, et donc une constante de temps similaire, les deux pieds de la plaque P2 ont été striés afin de réduire d'environ un facteur deux la conductance de chacun des deux pieds. On a ainsi obtenu deux systèmes P1 et P2, vissés à la platine dilution par un et deux pieds, mais à la conductance similaire.

Afin que la capacité calorifique du cuivre de la plaque domine la capacité calorifique globale du système, la plaque est vissée au(x) pied(s) par des vis et rondelles en nylon.

Nous avons choisi un système asymétrique (1 - 2 pieds) mais de même conductance thermique dans le but d'étudier la circulation de l'hélium superfluide le long des pieds. Les trois pieds étant de même géométrie, la surface de contact entre la platine dilution et une plaque est deux fois plus grande pour la plaque P2 fixée par deux pieds que pour P1. Avec un système saturé d'hélium, cette différence de géométrie aurait pu conduire à l'observation d'une puissance de refroidissement générée par l'hélium superfluide sur P2 deux fois plus grande que sur P1.

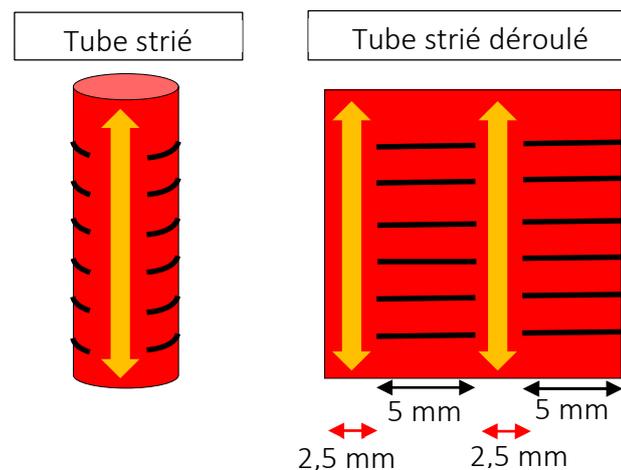


Figure 6.6 : Schéma de la circulation de l'hélium (en orange) le long d'un tube strié. Les stries empêchent la circulation du film d'hélium. Le schéma à droite présente le même tube qu'à gauche, mais déroulé.

Néanmoins, les expériences réalisées dans ce cadre n'ont pas été concluantes. La cause soulevée met en avant les stries qui empêchent la circulation de l'hélium le long des pieds et diminuent ainsi la surface de contact effective, comme on le voit en Figure 6.6. Effectivement, le périmètre du cercle formant le tube est de 15 mm par pied, soit 30 mm pour les deux pieds de P2. Mais en soustrayant les longueurs des segments striés, l'espace par lequel l'hélium peut circuler le long de chaque pied de P2 est d'une largeur de 5 mm, soit 10 mm pour les deux. Le pied de la plaque P1, non strié, a un périmètre de 15 mm. Une valeur proche de l'espace de circulation effectif de l'hélium le long des pieds de P1.

Le pied de la plaque charbon a également nécessité des stries afin de diminuer davantage la conduction thermique et permettre le chauffage du charbon jusqu'à plusieurs kelvins sans compromettre la puissance de refroidissement de Symbol.

Pour la plaque supportant le charbon, le pied est vissé à la plaque par une vis en cuivre afin d'augmenter la capacité calorifique et ainsi augmenter sa constante de temps thermique.

Volume tampon pour injection d'hélium

L'injection d'hélium dans le cryostat est réalisée au travers d'un volume tampon connecté d'un côté au cryostat, de l'autre à une pompe et une réserve d'hélium 4. Le volume tampon, principalement constitué d'un Té DN16, est de $8,4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$. La quantité d'hélium au sein du volume tampon est mesurée à l'aide d'une jauge de pression Baratron 626B12TDE de gamme 0-100 Torr.

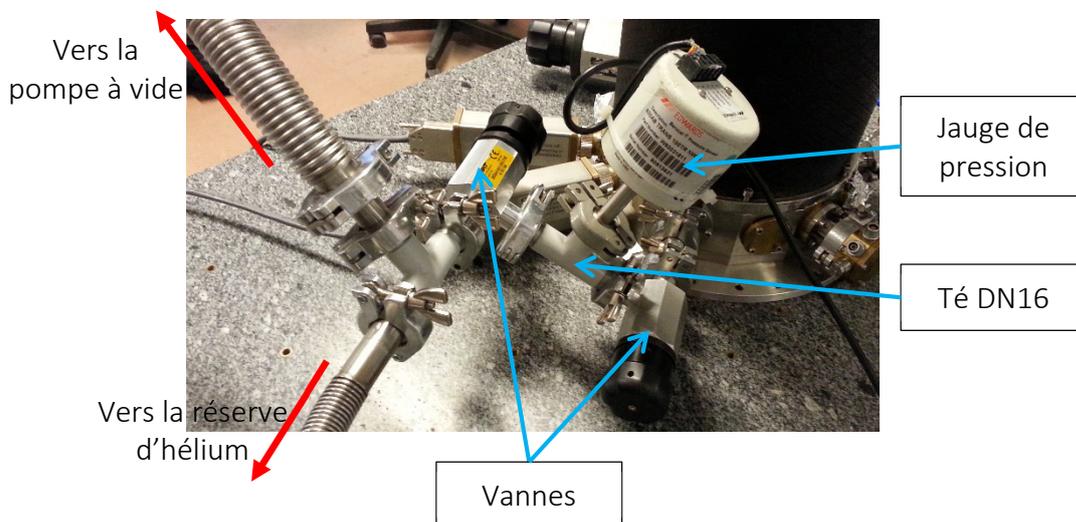


Figure 6.7 : Les différents éléments permettant l'injection d'une quantité précise d'hélium au sein du cryostat. La cloche à vide du cryostat est l'élément noir en haut à gauche de la photo.

6.2.2 Caractéristiques thermiques du dispositif

Calculs de dimensionnement thermique

Afin de prévoir le comportement thermique du système, on calcule les valeurs attendues de capacité calorifique des deux plaques et de conductance des pieds. Les valeurs théoriques sont données dans la Table 6.1 et les équations utilisées sont exprimées à la suite.

Le flux thermique surfacique s'exprime par la formule (6.1) avec λ la conductivité thermique en $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, S/l le ratio surface-sur-longueur du lien thermique en mètre, et T_1 et T_2 les températures des deux éléments entre lesquels la conduction thermique est mesurée.

$$P = \frac{\lambda S}{l} (T_1 - T_2) = G (T_1 - T_2) \quad (6.1)$$

La constante de temps τ du système est déterminée par la formule (6.2) avec C la capacité calorifique en $J \cdot K^{-1}$ et G la conductance en $W \cdot K^{-1}$.

$$\tau = \frac{C}{G} \quad (6.2)$$

A partir des données obtenues par mesure des masses et des longueurs des éléments, on peut calculer les caractéristiques thermiques des pieds et des plaques suivant les valeurs théoriques données en Table 6.1. Les résultats sont donnés dans la Table 6.2.

	Masse volumique [$kg \cdot m^{-3}$]	Conductivité thermique [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	Chaleur spécifique [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]	Résistivité électrique [$\Omega \cdot m$]
Cuivre	8960	10	$1,2 \cdot 10^{-3}$	Non utilisé
Inox	7800	$8 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-7}$
Stycast 2850	2400	Non utilisé	$2,91 \cdot 10^{-4}$	Non utilisé
Nylon	Non utilisé	Non utilisé	$1 \cdot 10^{-4}$	Non utilisé
Charbon	Non utilisé	Non utilisé	$2,76 \cdot 10^{-5}$	Non utilisé

Table 6.1 : Propriété des matériaux utilisés dans le système pour une température de 100 mK

La capacité calorifique du système d'attache (vis+rondelle) en nylon est d'environ $1 \cdot 10^{-8} J \cdot K^{-1}$. Dans le cas d'un kit en inox, la capacité calorifique aurait été de $5 \cdot 10^{-5} J \cdot K^{-1}$, de 3 ordres de grandeur au-dessus du kit en nylon et similaire à la capacité calorifique de la plaque d'environ $2 \cdot 10^{-5} J \cdot K^{-1}$. Afin de conserver une capacité calorifique proche de celle souhaitée et afin que la capacité calorifique totale soit dominée par la plaque, le système d'attache en nylon a été sélectionné.

Le haut du pied, en cuivre, permettant d'y visser la plaque est pris en compte dans le calcul des capacités calorifiques de la plaque sous le nom « filetage pied ».

Système	Paramètre	P1	P2	Pch
Pied	Nombre de pied	1	2	1
	Surface lien thermique [m]	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$
	Longueur lien thermique [m]	$6 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$
	Facteur	1	1,8	5,2
	Longueur effective [m]	$6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$
	Résistance électrique [Ω]	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$7,1 \cdot 10^{-2}$
	Ratio S/l [m]	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$9,6 \cdot 10^{-6}$
Plaque	Surface	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-4}$
	Capacité calorifique plaque [$J \cdot K^{-1}$]	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$
	Capacité calorifique filetage pied [$J \cdot K^{-1}$]	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$4,3 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$
	Capacité calorifique vis + rondelle nylon [$J \cdot K^{-1}$]	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$
	Capacité calorifique vis charbon	N/A	N/A	$2,8 \cdot 10^{-5}$
	Capacité calorifique totale à 500 mK [$J \cdot K^{-1}$]	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-5}$
Flux	Conductance pied [$W \cdot K^{-1}$]	$4,5 \cdot 10^{-7}$	$4,4 \cdot 10^{-7}$	$7,7 \cdot 10^{-8}$
	Puissance de fuite [W]	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$
Constante de temps [s]		51	57	449

Table 6.2 : Résultats des calculs pour les plaques P1, P2 et Pch à une température de 500 mK connectés à la platine dilution à 100 mK par leurs pieds. Seules les capacités calorifiques significatives des éléments sont listées.

Vérification expérimentale des paramètres thermiques

Les premières mesures ont consisté à relever la conductance des pieds et la capacité calorifique des plaques à différentes températures de bain. Ces paramètres sont obtenus en réalisant des plateaux thermiques. Les plateaux sont réalisés à l'aide de générateurs de tension continue connectés à la résistance présente sur chaque plaque.

En multipliant la valeur de la tension injectée à la valeur de la résistance à froid (5000Ω , en soustrayant la résistance des fils de 200Ω) on obtient les valeurs des puissances injectées P dans la plaque pour chaque température finale de plateau T_2 . La platine dilution est chauffée de manière constante (sans PID) pour observer sa dérive thermique qui donne, après stabilisation, la température T_1 . L'équation (6.1) permet, avec les paramètres P , T_1 et T_2 obtenus, de calculer la conductance G du système.

Pour calculer la capacité calorifique du système, la courbe de changement de température de la plaque causée par le plateau est ajustée par un modèle thermique à une constante de temps τ . L'équation (6.2) permet, avec les paramètres τ et G calculés précédemment de déterminer la capacité calorifique du système.

Cette démarche est mise en œuvre pour chaque point de mesure et pour chacune des trois plaques.

Les valeurs mesurées sont proches de celles calculées à différentes températures ce qui conforte le modèle pris en compte. Néanmoins, la conductance de la plaque P2 montre une pente plus forte qui peut être expliquée par la présence de deux pieds en inox au lieu d'un comme dans le cas de P1. Par la suite, nous utiliserons les valeurs calculées et affichées dans les graphiques de la Figure 6.8 et non les valeurs théoriques. La différence de pente n'est donc pas problématique.

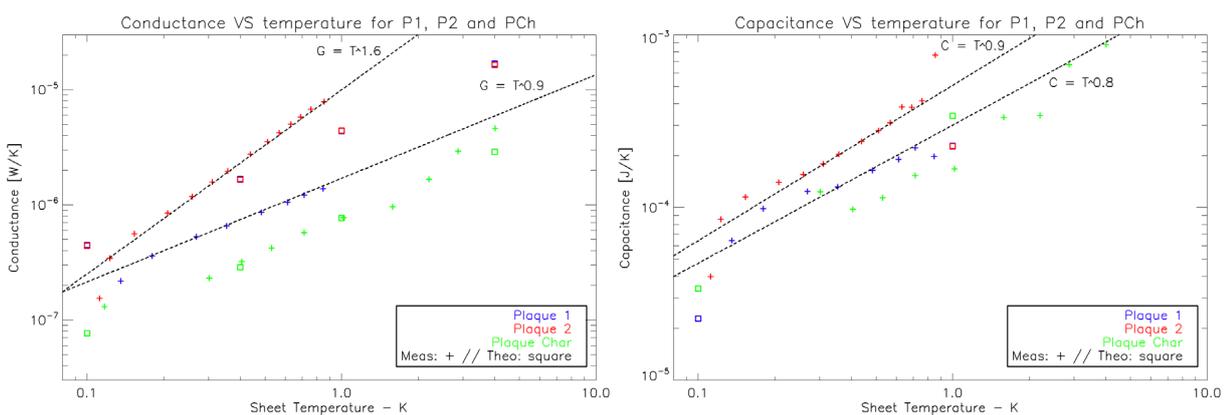


Figure 6.8 : Les croix représentent les mesures, les carrés les valeurs théoriques attendues pour les plaques P1 (bleu), P2 (rouge) et Pch (vert). Les valeurs des pentes, fonction d'une loi de puissance sont données pour les valeurs de conductance et de capacité calorifique des plaques P1 et P2. [A gauche] conductance totale du lien thermique pour différentes température de la plaque. [A droite] capacité calorifique des plaques de cuivre pour plusieurs températures de la plaque.

On donne dans la Table 6.3 les ordres de grandeur des constantes de temps du système relevées à différentes températures pour les plaques P1, P2 et Pch. En comparaison avec les valeurs théoriques calculées en Table 6.2, les constantes de temps admettent un écart d'un facteur 2 à 3 pour une température de 500 mK. Ces différences n'impactent pas la suite des expérimentations.

Température (K)	Constante de temps (s)		
	P1	P2	Pch
0,1	350	300	450
0,2	300	170	400
0,5	200	80	300
1	150	50	240
4	/	/	200

Table 6.3 : Constantes de temps des plaques P1, P2 et Pch pour les températures de 100 mK, 200 mK, 500 mK, 1 K et 4 K.

6.3 Impact de l'évaporation de l'hélium sur la température du système pour différentes puissances injectées en présence de charbon

6.3.1 Expérience

Le but de cette première étude est d'observer l'impact de l'hélium 4 dans l'enceinte du cryostat sur la température des plaques en fonction de la puissance injectée dans la résistance chauffante. On utilise le dispositif expérimental décrit ci-dessus composé des plaques P1, P2 et Pch. Afin de comparer les caractéristiques thermiques du dispositif avec et sans hélium, on utilise les données mesurées sans hélium décrite au §6.2.2

L'injection d'hélium est réalisée en plusieurs temps afin de déterminer l'effet de la quantité d'hélium sur les paramètres étudiés. Après chaque injection d'hélium à 300 K, le dispositif expérimental chauffe de plusieurs centaines de millikelvin pour P1 et P2 et quelques kelvins pour Pch. Les deux plaques P1 et P2 évoluent de la même manière, aux constantes de temps près qui leurs sont propres. Ainsi, on n'étudiera par la suite que l'effet de l'hélium sur la plaque P1.

Les numéros de mesures et les injections correspondantes sont donnés dans la Table 6.4. On considère que l'environnement est saturé d'hélium lorsque l'épaisseur d'hélium répartis sur les éléments d'une température inférieure à 1 K est supérieure à 100 Å (25 couches atomiques). A cette épaisseur, le film devient mobile (Van Sciver 2012) et se déplace à la vitesse 20 cm/s (Duc et al. 2015).

Groupe de mesures	Injection	Quantité incrémentale hélium injecté (mol)	Epaisseur équivalente (Å)
1	Inj. 1	$1,46 \cdot 10^{-4}$	223
2			
3	Inj. 2	$1,55 \cdot 10^{-4}$	236
4			
5	Inj. 3	$1,63 \cdot 10^{-4}$	249
6	Inj. 4	$1,68 \cdot 10^{-4}$	256

Table 6.4 : Groupes de mesures et quantités d'hélium correspondantes. Les épaisseurs équivalentes sont calculées en supposant que tout l'hélium injecté arrive sur les éléments du cryostat à 100 mK : platine dilution, écran et plaque P1. La somme des surfaces à cette température est de $1,8 \cdot 10^{-1} \text{ m}^2$.

Dans le but d'étudier l'évolution des paramètres thermiques de la plaque P1 en présence d'hélium et en fonction de la température on réalise des plateaux thermiques entre 100 mK et 1,2 K sur P1 après chaque injection d'hélium. Ces derniers sont réalisés en injectant une tension de 2 mV à 100 mV dans la résistance de 5000Ω collée sur la plaque. On obtient ainsi la courbe présentée en Figure 6.9.

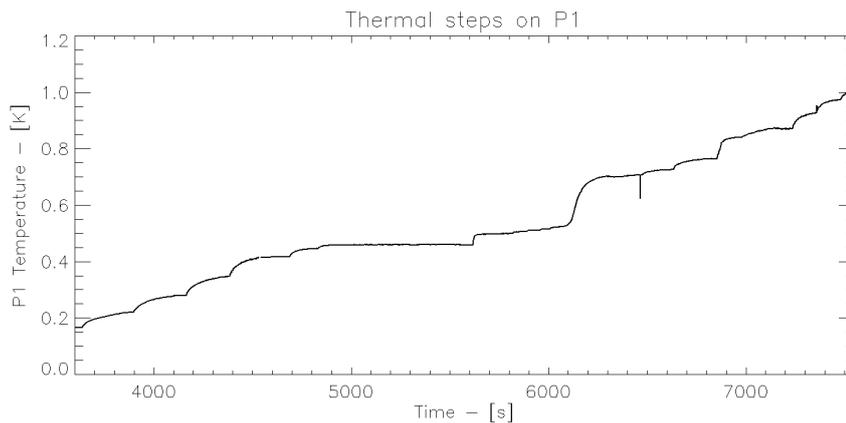


Figure 6.9 : Réalisation de plateaux thermique sur la plaque P1 après la première injection et stabilisation du système. Chaque plateau thermique correspond à une mesure des paramètres thermiques. Seule une partie des mesures est affichée.

Pour chaque plateau sont mesurés : la puissance P_j injectée dans la plaque P1, la température finale de la plaque P1, la température finale de la platine dilution et la constante de temps de montée du plateau. De ces mesures sont déduits la conductance et la capacité calorifique du système aux différentes températures atteintes.

6.3.2 Résultats

Observations

Les données de l'inj. 2 sont les plus représentatives de l'évolution de la température en fonction de la puissance P_j injectée dans la plaque P1 car elles couvrent l'ensemble de la plage de température étudiée (de 100 mK à 1 K). On utilisera donc dans un premier temps ces

données pour présenter le problème (Figure 6.10, gauche). Les mesures réalisées pour les autres injections donnent des résultats similaires (Figure 6.10, droite).

La Figure 6.10 regroupe les données relevées pour une quantité d'hélium injectée de $1,55 \cdot 10^{-4}$ mol (inj. 2) et permet de mesurer l'évolution de la température en fonction de la puissance P_j . Les points de mesures ont été réalisés en augmentant par pas la puissance de chauffage de la plaque P1 (graphique de gauche, triangles), puis en la diminuant (graphique de gauche, carré).

On observe une similitude de la température avec ou sans hélium pour des puissances inférieures à 1000 nW (450 mK). Au-delà, la température se stabilise autour de 500 mK pour des puissances comprises entre 1000 nW et 5000 nW. Cet effet sera étudié dans le sous-chapitre « Interprétation de la phase à température constante à 500 mK ». Enfin, à plus grande puissance, la température ré-augmente brusquement pour atteindre 700 mK et se rapproche des valeurs sans hélium.

Une fois la température de 1,05 K atteinte, la puissance injectée sur la plaque P1 saturée d'hélium est diminuée de 10 000 à 1 000 nW (courbe « carrés »). Dans cette situation, la température induite suit celle du système sans hélium avec une différence d'environ 20 mK. Sous 1 000 nW, soit une température inférieure à 450 mK, la température induite est similaire au système sans hélium.

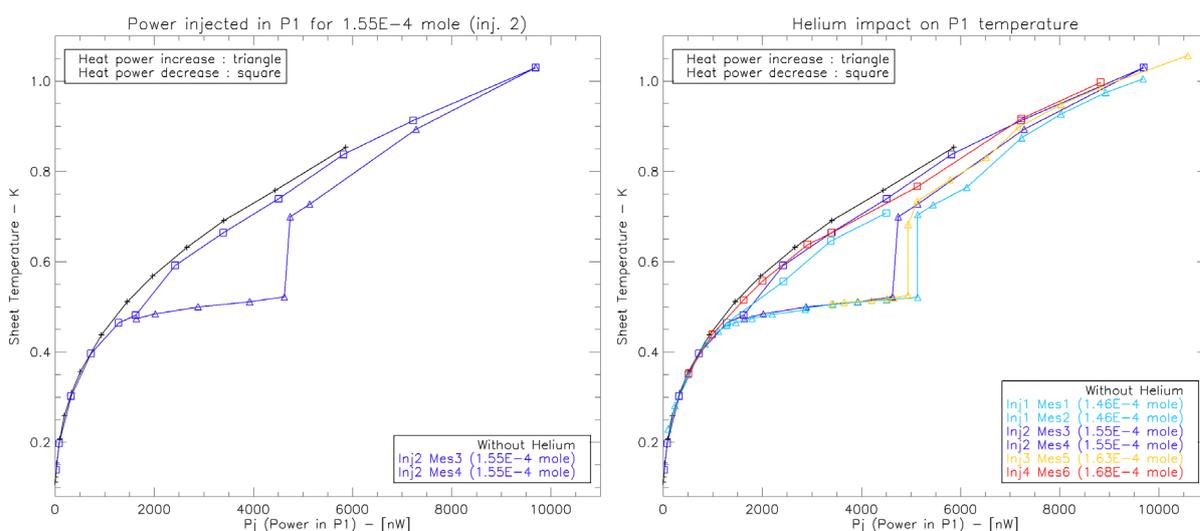


Figure 6.10 : Température de la plaque P1 en fonction de la puissance injectée P_j . La courbe noire représente la température du système P1 sans hélium en fonction de la puissance injectée. Les mesures sont réalisées de deux manières : en augmentant la puissance délivrée sur la plaque (triangle) ou en la diminuant (carré). [A gauche] température de la plaque P1 pour différentes puissances pour une quantité d'hélium injecté de $1,55 \cdot 10^{-4}$ mol. [A droite] température de la plaque P1 pour différentes puissance. A chaque quantité d'hélium injecté (inj. 1, inj. 2, inj. 3 et inj. 4) correspond une, deux ou trois courbes. Les mesures obtenues pour inj. 2 (graphique de gauche) sont similaires aux mesures obtenus pour les autres quantités d'hélium injecté

La température de 550 mK atteinte autour d'une puissance de 5000 nW diffère de quelques millikelvins entre les mesures réalisées pour différentes quantités d'hélium injecté (inj. 1, inj. 2, inj. 3 et inj. 4). La variation n'est pas liée à la quantité d'hélium injecté mais à un pas de mesure plus fin pour les groupes de mesures 1 et 5 avant que le système ne décroche.

Néanmoins, il est possible que la température maximale puisse évoluer en fonction de la quantité d'hélium injecté, mais l'écart entre les quantités injectées d'environ $0,1 \cdot 10^{-4}$ mol n'est pas suffisant pour observer un tel effet. Cette hypothèse est difficile à vérifier car dans le cadre de ces mesures, nous avons déterminé que l'hélium a un effet notable sur la température de P1 à partir de $1 \cdot 10^{-4}$ mol injectées, mais dépasser $2 \cdot 10^{-4}$ mol génère un réchauffage rapide et incontrôlé de l'ensemble du cryostat.

Une autre expérience étudie cette hypothèse, elle est décrite au §6.4. Dans ce cas-là, le dispositif utilisé n'est pas constitué de charbon actif. Cette modification permet ainsi d'étudier l'effet d'une plus grande quantité d'hélium sur le système, celui-ci n'étant pas adsorbé par le charbon.

Les conductances et les capacités calorifiques du système composé de la plaque P1, de son pied et de l'hélium en fonction de la température sont déterminées à partir des données recueillies. Nous avons également pu estimer la capacité calorifique de l'hélium seul apportée sur la plaque P1. Ces points sont abordés dans le §6.3.3.

Interprétation de la phase à température constante à 500 mK

Comme décrit par (Mester et al. 1992; Romagnan et al. 1998), les températures comprises entre 450 mK et 550 mK pour des puissances injectées comprises entre 1000 et 5000 nW sont liés à l'évaporation de l'hélium de la plaque P1. On peut schématiser les échanges thermiques du système comme représenté en Figure 6.11.

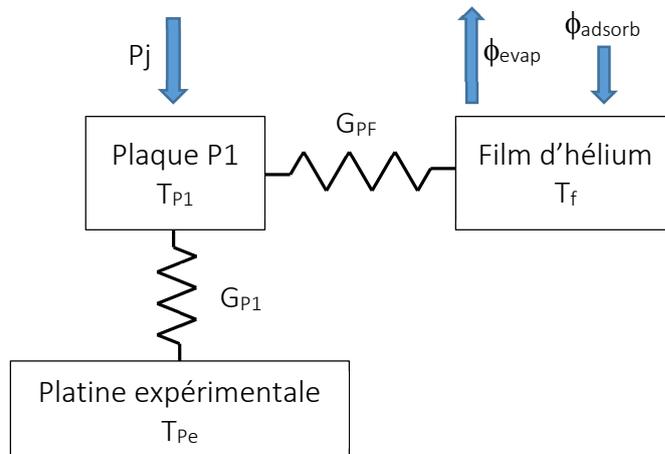


Figure 6.11 : Echanges thermiques entre la plaque P1 à la température T_{P1} , la platine dilution à T_{Pe} et le film d'hélium superfluide à T_f se vaporisant. G_{P1} représente la conduction thermique du pied en inox paroi fine. G_{PF} représente la conduction entre la plaque et le film d'hélium, directement liée à la résistance de Kapitza entre le film et le cuivre. P_j représente l'énergie dissipée par effet joule au sein de la résistance collée à la plaque. ϕ_{evap} et ϕ_{adsorb} représentent respectivement le flux d'énergie retirée et apportée par l'évaporation et l'adsorption de l'hélium.

Le chauffage P_j chauffe la plaque P1 à la température T_{P1} qui augmente la température T_f du film, ce qui entraîne le taux d'énergie retirée (J/s) par évaporation du film d'hélium défini par l'équation (6.3) :

$$\phi_{evap} = \frac{2\pi m}{h^3} (2k_B T + L) (K_B^2 T_f^2) e^{-L/K_B T_f} \quad (6.3)$$

avec m la masse atomique de l'hélium, h la constante de Planck, K_B la constante de Boltzmann et L la chaleur latente (60 J/mol à 100 mK).

Le flux thermique généré par l'évaporation de l'hélium modifie la température du film ce qui implique, via la résistance de Kapitza liant le film à la plaque, une diminution de la température de la plaque. L'évaporation de l'hélium doit être plus importante que son adsorption afin d'obtenir une température plus faible pour une puissance P_j élevée. Les mesures présentées en Figure 6.10 donnent donc la température du système composé de la plaque, de la platine dilution et du film d'hélium.

A une puissance de chauffage inférieure à 1000 nW, l'évaporation de l'hélium n'est pas assez significative pour diminuer la température globale du système. Au-delà de 5000 nW, lorsque la température du système avec hélium est proche de celle sans hélium, on considère que l'évaporation de l'hélium est moindre et n'entraîne donc qu'un faible refroidissement. Cet état peut être atteint si l'hélium initialement présent sur la plaque est majoritairement évaporé. La quantité d'hélium réparti sur la plaque P1 n'est donc plus suffisante pour entraîner une diminution de sa température.

La différence de valeurs de température dans le cas de plateaux thermiques ascendants ou descendants s'explique par le taux d'évaporation de l'hélium de la plaque. L'hélium, dans son état initial, est adsorbé sur toutes les parois froides. Une augmentation de P_j entrainera une évaporation du film. Au contraire, si l'hélium initialement présent sur la plaque P1 est déjà entièrement évaporé (supérieur à 5000 nW), la diminution du chauffage ne pourra entraîner son évaporation. Néanmoins, on remarque qu'un retour à une puissance inférieure à 1000 nW entraîne la reformation du film d'hélium sur la plaque P1. Un nouveau chauffage de la plaque ré-entrainera l'évaporation de l'hélium.

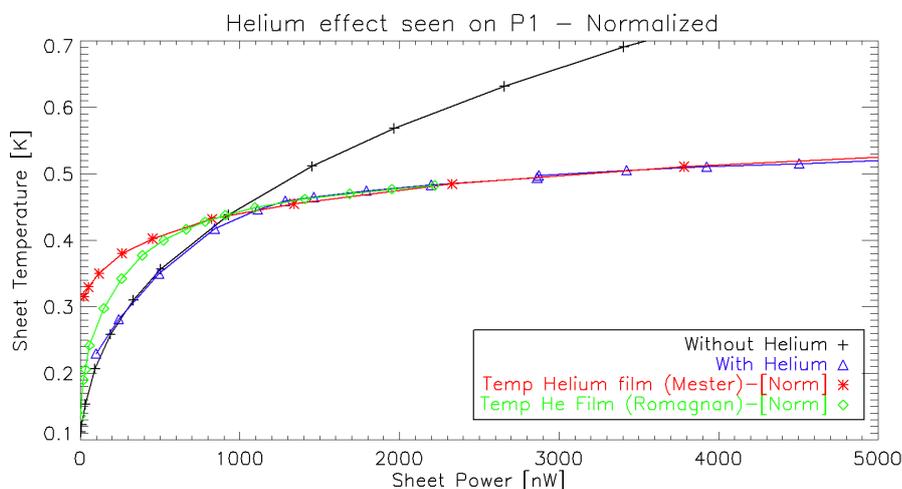


Figure 6.12 : Comparaison des températures obtenues en fonction de la puissance injectée dans la plaque. Sont donnés les résultats issus de nos expérimentations sans hélium (noir), avec hélium (bleu). Les données des expérimentations de *Mester* (rouge) et de *Romagnan* (vert) sont réajustées avec nos données à la température de 450 mK, soit le début de la montée brusque dans notre cas, pour permettre la comparaison. Les données de *Mester* et de *Romagnan* sont respectivement multipliées par un facteur 3,5 et 1,6.

Comme dit précédemment, cet effet a été observé et décrit lors d'autres expériences (*Mester et al. 1992*; *Romagnan et al. 1998*). Les résultats formulés dans ces publications donnent l'évolution de la température en fonction de la puissance de chauffage. Les données

fournies par ces deux publications sont comprises entre des températures de 100 mK et 600 mK. La Figure 6.12, similaire à la Figure 6.10, compare donc nos résultats avec ceux donnés dans les publications de *Mester* et de *Romagnan* pour cette plage de valeurs. On observe des valeurs de température similaires pour des puissances de chauffage supérieures à 1000 nW. En dessous, la température étant directement liée au dispositif expérimental sans hélium (et sa capacité calorifique et conductance associées), les valeurs sont propres à chaque expérimentation.

Par ailleurs deux autres effets pouvant expliquer la brusque augmentation de la conductance autour de 500 mK ont été étudiés, mais leurs contributions sont marginales :

- La contribution des *ripples* (Edwards et al. 1978) à la conductance thermique a également été étudiée, mais on a démontré que l'effet n'est pas significatif dans notre cas. Le terme « *ripple* » désigne de fines vaguelettes d'hélium gazeux présentes au-dessus de l'hélium fluide. Leur vitesse étant plus rapide que l'hélium liquide, les *ripples* augmentent la conductivité thermique entre les deux éléments entre lesquels l'hélium se déplace. Dans le cas de notre dispositif, les *ripples* pourraient agir entre la platine dilution et la plaque P1 en refroidissant cette dernière. A 500 mK et pour un film de 200 Å, la puissance transmise par *ripple* sur une bande de 42 mm par 120 mm est d'environ $1 \cdot 10^{-7}$ W (Edwards et al. 1978), ce qui est faible face à la puissance d'évaporation de l'hélium de $4 \cdot 10^{-6}$ W à 500 mK.
- Le transport de chaleur par excitation des phonons et rotons (Greywall 1981). Bien que pouvant transmettre une grande quantité d'énergie lors de leurs vibrations, ces effets sont observables à des pressions supérieures au bar, bien loin de la pression interne du cryostat de l'ordre de 10^{-7} mbar.

6.3.3 Mesures de la conductance et de la capacité calorifique de la plaque P1

Aux températures supérieures à 450 mK, lorsque les valeurs de température s'écartent de celles obtenues sans hélium pour une même puissance injectée, ces deux paramètres ne représentent pas la vraie capacité calorifique de la plaque, ni la conductance G_{P1} . Néanmoins, ces données seront utiles pour la suite des expériences afin de calculer le bilan énergétique pour une température donnée.

La conductance et la capacitance du système, que l'on désignera comme « effective » sont respectivement calculées par les équations $G = P_j / \Delta T$ et $C = \tau \times G$. Avec P_j la puissance injectée, ΔT la différence de température entre la plaque P1 et la platine dilution et τ la constante de temps mesurée lors de chaque plateau thermique.

Pour les deux paramètres, les effets de l'évaporation de l'hélium autour de 500 mK se retrouvent. Dans le cas de la conductance, on observe une brusque augmentation jusqu'à $1,4 \cdot 10^{-5}$ W/K ; dans le cas de la capacité calorifique, une brusque diminution qui tend vers $1 \cdot 10^{-6}$ J/K.

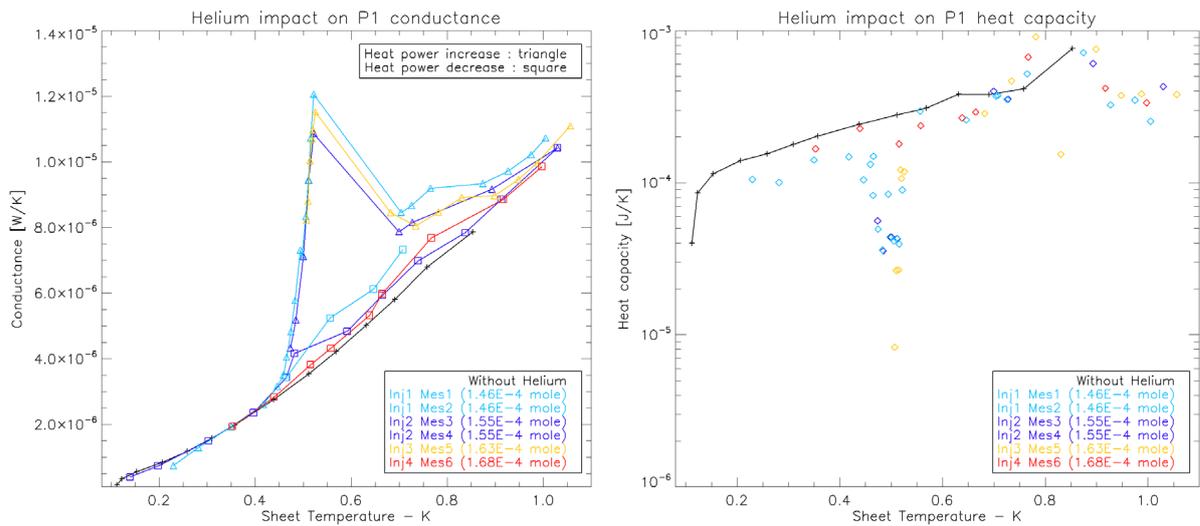


Figure 6.13 : Pour différente température et pour différentes quantités d'hélium injecté sont données la conductance effective du système [à gauche] et la capacité calorifique effective du système [à droite]. L'effet de l'évaporation de l'hélium est visible pour ces deux paramètres autour de 550 mK.

Impact de l'hélium à 100 mK sur la capacité calorifique de la plaque P1

Nous souhaitons calculer la capacité calorifique de l'hélium répartis sur la plaque P1 avec une épaisseur de 100 Å afin de connaître l'impact réel de l'hélium. Ce calcul n'est pas lié aux effets d'évaporation étudiés précédemment.

La quantité d'hélium nécessaire pour recouvrir la surface totale de la plaque P1 d'une épaisseur de 100 Å est calculée à partir de l'équation (6.4) :

$$n_{He} = \frac{S e \rho}{M} \quad (6.4)$$

Avec une surface totale de la plaque P1 de $S=7,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$, une masse volumique de l'hélium de $\rho=145 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ et une masse atomique de $M=4,0026 \text{ u}$, on calcule une quantité d'hélium de $3 \cdot 10^{-6} \text{ mol}$ pour une épaisseur $e=100 \text{ Å}$.

D'après les valeurs données dans (Pobell 2007, p.21), la capacité calorifique de l'hélium à 100 mK est de $9 \cdot 10^{-2} \text{ MJ}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. Pour $3 \cdot 10^{-6} \text{ mol}$ d'hélium, la capacité calorifique additionnelle sur la plaque est donc de $3 \cdot 10^{-10} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$, très faible comparé à la capacité calorifique de P1 de $6 \cdot 10^{-5} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$ à 100 mK.

La capacité calorifique de l'hélium est donc négligeable face à celle du cuivre pour les quantités d'hélium mis en œuvre dans cette expérience. A apport d'énergie égale sur ces deux éléments, la température de l'hélium sera de 100 ordres de grandeur inférieure à celle du cuivre. Par la suite, les calculs réalisés ne prendront donc en compte que la capacité calorifique du cuivre.

6.4 Evaporation et circulation du film d'hélium superfluide

6.4.1 Expérience

Cette expérience a pour but d'étudier l'effet de l'évaporation d'hélium au sein du dispositif expérimental. Celui-ci est seulement constitué de la plaque P1 connectée par ses pieds en inox paroi fine à la platine dilution. La plaque P2 et le charbon ne sont pas présents.

Lors de la précédente expérience (§6.3), le charbon, de grande surface spécifique, diminuait la quantité d'hélium présent autour du dispositif expérimental en en pompant une partie. Sans charbon, nous pourrions étudier l'effet d'une plus grande quantité d'hélium sur le système sans en injecter plus, le charbon n'étant pas présent pour en pomper une partie.

Pour cette expérience, la température de la plaque P1 est amenée à 2 K par chauffage de la résistance à une puissance de 20 μ W. La platine dilution est chauffée de manière constante (et non stabilisée) pour obtenir une température de 80 mK. Comme précédemment, de l'hélium est injecté par petites quantités.

6.4.2 Résultats

Les premières injections d'hélium chaud (300 K) dans l'enceinte du cryostat augmentent ponctuellement la température de P1 et de la platine dilution. Quelques secondes sont nécessaires pour que ces deux éléments retrouvent leurs températures d'origines. A plus grande quantité d'hélium injecté, comme montré en Figure 6.14, un changement brusque de température de la plaque P1 intervient. En passant d'une quantité d'hélium injecté de $8,6 \cdot 10^{-5}$ mol à $1,4 \cdot 10^{-4}$ mol, la température de la plaque P1 passe de 2 K à 550 mK et celle de la platine passe de 80 mK à 100 mK. Un changement d'état s'opère donc lorsque la quantité d'hélium dépasse environ $1 \cdot 10^{-4}$ mol. Un effet similaire a été obtenu pour une température initiale de la plaque P1 de 1 K.

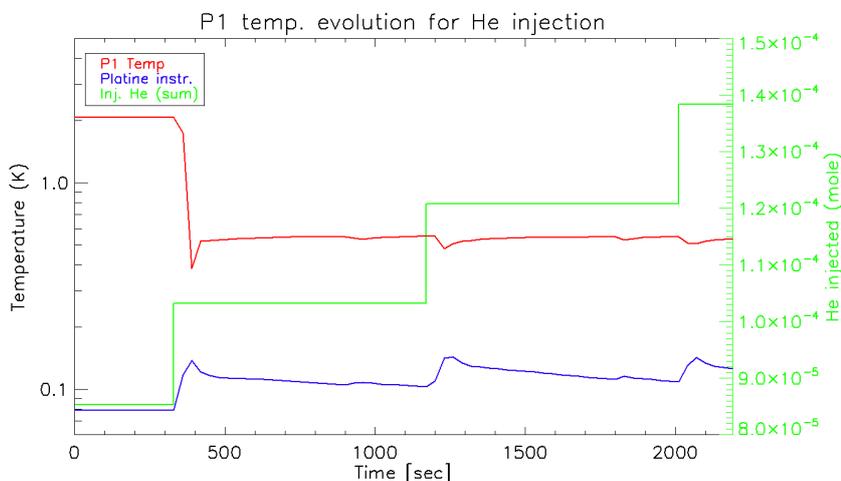


Figure 6.14 : Températures de la plaque P1 et de la platine dilution de Symbol (axe de gauche) et quantité totale d'hélium injecté (axe de droite) en mole. Chaque montée de la quantité d'hélium injecté correspond à une injection dans l'enceinte du cryostat.

En injectant à nouveau de l'hélium, pour une quantité cumulée de $1,21 \cdot 10^{-4}$ mol puis de $1,38 \cdot 10^{-4}$ mol, l'état du système reste globalement stable. Néanmoins, on observe la formation de lien thermique ponctuel entre P1 et la platine dilution à chaque injection. Cette conduction de courte durée entraîne une diminution de la température de P1 et une augmentation de température de la platine dilution. Ces liens sont créés par l'hélium gazeux injecté formant une conduction moléculaire entre les 2 éléments. Ce mécanisme, qui pourrait être à l'origine de la formation des *HCE* lents, sera détaillé dans le §6.5.

Enfin, en chauffant brusquement et ponctuellement P1 à une température de plusieurs kelvins, puis en réduisant la tension aux bornes de la résistance jusqu'à sa valeur initiale de 52 mV, on retrouve la température initiale avant injection de 2 K. Cet effet peut s'expliquer par deux effets liés au chauffage :

- La rupture de la circulation de l'hélium sur les pieds. L'hélium n'est alors plus transmis à la plaque P1 sur laquelle il s'évapore.
- La dispersion des atomes d'hélium dans le cryostat qui n'est ainsi plus en quantité suffisante sur la plaque pour entraîner une évaporation significative et ainsi diminuer la température de la plaque P1.

Chute de la température de P1 et augmentation de la température de la platine dilution

L'injection de plus de $1 \cdot 10^{-4}$ mol d'hélium forme un film d'une épaisseur d'environ 200 Å sur les éléments d'une température inférieure à 1 K. Dans cette configuration, le système est dit saturé d'hélium. Comme vu au §6.3, dans cet état, le chauffage d'un élément entraîne l'évaporation d'une partie de l'hélium dont il est recouvert. Cela implique une évacuation de l'énergie de la plaque ce qui conduit à une diminution de sa température. On émet l'hypothèse que le phénomène observé ici est lié aux mêmes effets.

Basé sur ce principe, on peut calculer l'énergie associée à l'évaporation et l'adsorption de l'hélium sur les différents éléments du système. Comme montré en Figure 6.14, la température de base de la plaque P1 passe de 2 K à 550 mK tandis que celle de la platine dilution passe de 80 mK à 100 mK. L'évaporation de l'hélium impliquant une baisse de la température et l'adsorption une augmentation, on peut considérer que l'hélium s'évapore de l'élément chaud, la plaque P1 à 2 K, et est adsorbé par les éléments froids, soit la platine dilution et son écran à 80 mK.

Les valeurs de capacitance de la plaque P1 et de la platine dilution, sont respectivement de $1 \cdot 10^{-4}$ J/K à 2 K et de $6,8 \cdot 10^{-4}$ J/K à 100 mK. De ces valeurs et des écarts de température des deux éléments sont déduites les énergies apportées par le changement d'état de l'hélium. On obtient ainsi - 150 μ J pour le passage de l'état superfluide à l'état gazeux (plaque P1) et 136 μ J pour le passage de l'état gazeux à l'état superfluide (platine dilution). Les valeurs sont récapitulées dans la Table 6.5. Ces deux valeurs, proches, sont en accord avec une conservation de l'énergie entre l'évaporation et la liquéfaction et une conservation de la quantité d'hélium subissant ces changements d'état.

	Capacité calorifique (J/K)	Amplitude (K)	Energie (μJ)
Plaque P1	$1 \cdot 10^{-4}$	- 1,5	- 150
Platine dilution	$6,8 \cdot 10^{-4}$	0,2	136

Table 6.5 : Valeurs pour le calcul des énergies de changement d'état de l'hélium gazeux et superfluide. La capacité calorifique de la plaque P1 est issue de mesure par plateau de température à 800 mK. La capacité calorifique de la platine dilution est obtenue par calcul. On prend un volume de $6,3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$ pour la platine dilution en cuivre, une masse volumique de 8960 kg/m^3 et une capacité calorifique massique de $0,0012 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à 100 mK.

A partir de la valeur calculée de l'énergie apportée par le changement d'état, on peut estimer la quantité d'hélium impliqué dans l'évaporation. A 2 K, soit la température de l'hélium avant évaporation, la chaleur latente de changement d'état de l'hélium est de $L=90 \text{ J/mol}$ (Pobell 2007, p.17). Ainsi, et pour une énergie de $150 \mu\text{J}$ on obtient la quantité de mol suivante :

$$n_{evap} = E/L = 1,7 \mu\text{mol}$$

Ce calcul montre que seule 1,5 % de la totalité de l'hélium injecté dans le cryostat est impliquée pour abaisser la température de la plaque de 2 K à 550 mK. Cette valeur s'applique dans le cas théorique où la plaque P1 est isolée thermiquement.

Si on considère qu'à tout instant cette quantité d'hélium est sous forme gazeuse, on peut déterminer la pression régnant au sein de l'étage froid de Symbol. D'après la loi des gaz parfaits et pour un volume compris entre la platine dilution et l'écran rattaché de $1,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$, on obtient une pression de $P_{vp}=3 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$. Pression qui, d'après le graphique de la température en fonction de la pression de vapeur donnée dans (Pobell 2007, p.19) correspond à une température d'environ 520 mK.

A partir des mêmes informations, on obtient le taux d'évaporation massique de l'hélium par les deux faces de la plaque de cuivre à partir de l'équation suivante (Safarian & Engh 2012) :

$$\Gamma = \alpha_v \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} (P^* - P) \quad (6.5)$$

Pour un coefficient d'adhérence $\alpha_v=1$ (proche de 1 pour le cuivre), une masse de particule de $m=6,65 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, une température de $T=0,5 \text{ K}$, une pression de vapeur de $P^*=3 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ ($3 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$) et une pression ambiante de $P=1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ au sein de cryostat, on obtient un taux d'évaporation massique de $3.7 \cdot 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

Ramené à la surface totale de la plaque de cuivre de $7,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ et converti en mole, le taux d'évaporation pour la plaque P1 est de $8 \cdot 10^{-5} \text{ mol}\cdot\text{s}^{-1}$. Ainsi, même si $1,7 \mu\text{mol}$ suffisent à abaisser la température de la plaque P1 par l'énergie de changement d'état, un taux d'évaporation de $8 \cdot 10^{-5} \text{ mol}\cdot\text{s}^{-1}$ est nécessaire pour amener la plaque P1 à la température de 550 mK et l'y maintenir. Ce flux prend ainsi en compte les effets de dissipation de la puissance apportée par le changement d'état de l'hélium au travers, principalement, du pied.

Stabilité des températures

L'injection de plus de $1 \cdot 10^{-4}$ mol d'hélium entraîne une saturation du système avec une épaisseur d'hélium sur les éléments à une température inférieure à 1 K de plus de 200 Å. Dans ce cas-là, et comme vu au §6.3.1, une couche d'hélium superfluide se forme sur ces éléments, ce qui permet au film d'être mobile et de se déplacer d'un élément à l'autre. En circulant dans le système, l'hélium adsorbé sur les parois froides (platine dilution et écran) est ainsi à même de rejoindre la plaque P1 sur laquelle il s'évapore.

Cette circulation peut être schématisée de la manière suivante (Figure 6.15). Sans hélium ou avec une faible quantité injectée, la température de la plaque P1 reste à 2 K pour une tension de 52 mV aux bornes de la résistance chauffante. Avec une quantité d'hélium supérieure à $1 \cdot 10^{-4}$ mol, l'environnement est saturé ce qui permet l'évaporation de l'hélium et sa circulation entre l'écran et la platine dilution, et la plaque P1. Ce double mécanisme conduit la température de la plaque P1 à diminuer jusqu'à 550 mK et celle de la platine à augmenter jusqu'à 100 mK, ainsi que de les maintenir constante.

L'ajout d'hélium par injection dans l'environnement déjà saturé ne change pas le taux d'évaporation de la plaque P1, qui est le seul paramètre à influencer sa température et celle de la platine dilution.

Cet effet de circulation de l'hélium n'a été observé que dans le cadre de cette expérience. L'absence de charbon explique cette spécificité puisqu'il ne contribue ainsi pas à l'adsorption de l'hélium et donc à la diminution de la quantité d'hélium circulant.

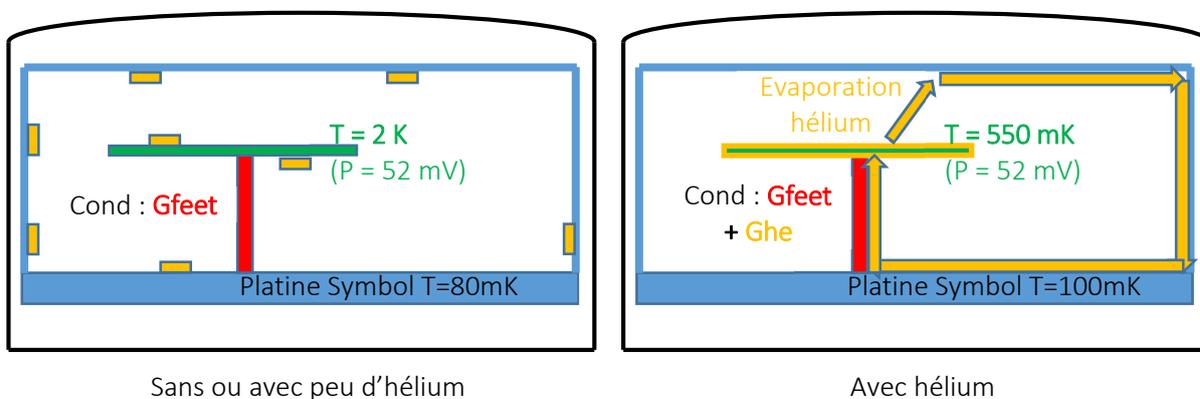


Figure 6.15 : [A gauche] répartition de l'hélium après de faibles injections d'hélium. La plaque est à la température de 2K pour une tension dans la résistance chauffante de 52 mV. Le système arrive au même équilibre sans hélium. [A droite] circulation de l'hélium lorsque la quantité saturante d'hélium (surface recouverte par une épaisseur d'hélium supérieure à 100 Å) est atteinte. Dans ce cas-là, on observe une température de 550 mK sur P1 pour la même tension injectée dans la résistance et une température de 100 mK sur la platine dilution. La circulation de l'hélium est composée des étapes suivantes : 1/ l'hélium s'évapore de la plaque (ce qui diminue sa température). 2/ l'hélium est adsorbé sur les éléments froids (platine + écran). 3/ le film d'hélium se déplace vers la plaque P1.

6.5 Etude des effets de l'hélium gazeux sur un système sub-kelvin

6.5.1 Expérience

L'hypothèse développée pour expliquer la formation des *HCE* lents met en œuvre un lien thermique d'hélium gazeux entre le plan focal et son environnement (l'étage 1,6 K, la platine dilution à 101 mK).

Nous proposons ici d'étudier cette hypothèse en simulant le même environnement thermique. La plaque P1 représente la platine bolomètre et la plaque P2 l'étage 1,6 K faisant face au plan focal. Les températures de la plaque P1 et du charbon ne sont pas contrôlées et oscillent donc autour de 100 mK. La plaque P2 est quant à elle placée à la température de 1,6 K, par chauffage de la résistance, à une puissance constante de $2,2 \cdot 10^{-5}$ W. Enfin, la platine bolomètre est régulée à 100 mK par le PID. Le schéma englobant ces différents éléments est donné en Figure 6.1.

De l'hélium est injecté dans l'enceinte du cryostat jusqu'au niveau de saturation du charbon décrit précédemment, soit une quantité de $1 \cdot 10^{-4}$ mol (voir §6.3.1). En chauffant le charbon très ponctuellement à l'aide de sa résistance chauffante connectée à une source de tension, on vaporise une partie de l'hélium adsorbé sur le charbon dans l'enceinte du cryostat.

6.5.2 Observations et résultats

La Figure 6.16 montre l'impact de la vaporisation d'une partie de l'hélium adsorbé sur le charbon autour du dispositif sur les plaques P1 et P2 et la platine dilution. La platine dilution est régulée à 100 mK par le PID et ne montre aucune fluctuation thermique sur la même période.

Les températures moyennes des plaques P1 et P2 sont respectivement de 100 mK et 1,6 K, soit au-delà du régime lié à l'évaporation de l'hélium (environ 500 mK) décrit au §6.3. Ainsi, même dans cet environnement saturé, les constantes de temps, les capacités calorifiques et les conductances théoriques sont celles du système sans hélium. Dans le cas de Pch, on utilise les caractéristiques thermiques mesurées avec hélium à la température de 400 mK.

Les valeurs en température sont ainsi converties en énergie à l'aide des facteurs de conversion issus des mesures de capacité calorifique des plaques (§6.3) en fonction de leur température : $C_{P1} = 6 \cdot 10^{-5}$ J/K à 100 mK sans hélium, $C_{P2} = 8 \cdot 10^{-4}$ J/K à 1,6 K sans hélium et $C_{Pch} = 5 \cdot 10^{-6}$ J/K à 400 mK avec hélium. On obtient ainsi l'énergie apportée par l'environnement à chaque plaque, soit $1 \mu\text{J}$ pour P1, $-2,5 \mu\text{J}$ pour P2 et $5 \mu\text{J}$ pour Pch. La valeur négative pour P2 signifie que la plaque transmet de l'énergie aux éléments environnants. Pour la platine dilution, la diminution de puissance dissipée par le PID sur les 10 premières secondes équivaut à une énergie totale de $50 \mu\text{J}$.

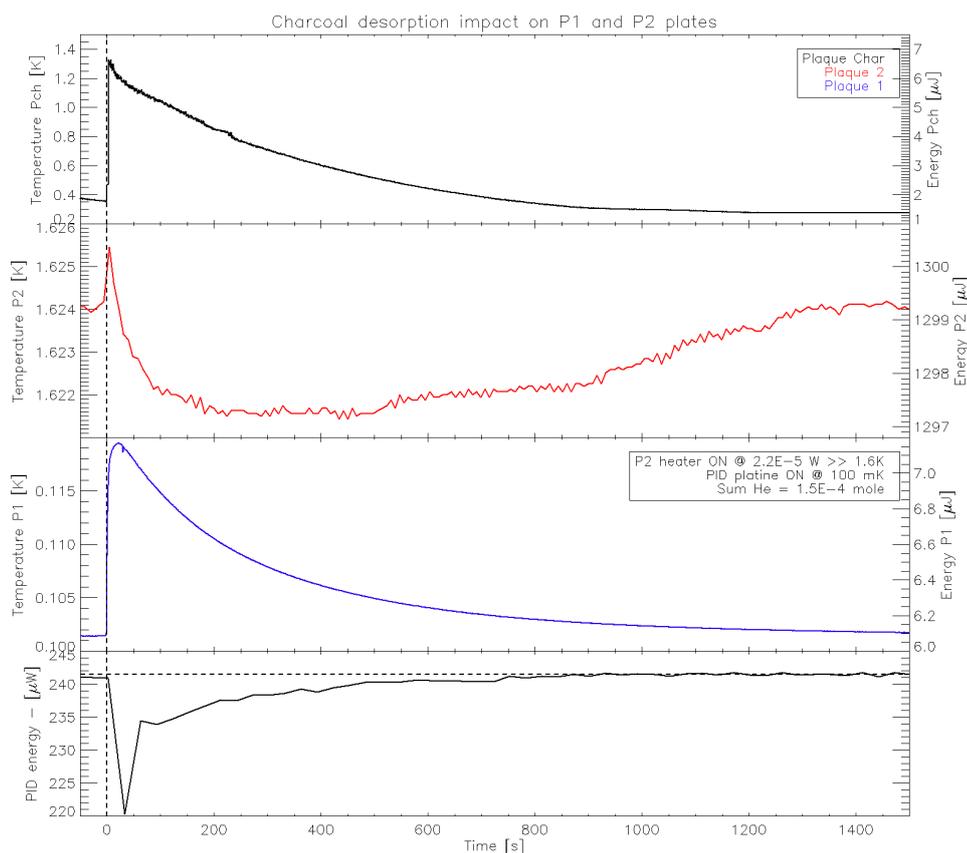


Figure 6.16 : Variation de température du charbon [**haut**], de P2 [**milieu haut**] de P1 [**milieu bas**] et de la puissance du PID platine dilution [**bas**] lors d'un chauffage brusque du charbon après injection de $1,5 \cdot 10^{-4}$ mol d'hélium. Les énergies correspondantes sont données sur l'axe de droite pour les 3 plaques. La plaque P2 est placée à la température de 1,6 K tandis que la plaque P1 et le charbon sont laissés libres. La platine dilution est réglée à 100 mK. La durée de retour à la température d'origine, d'environ 25 minutes, est similaire pour les quatre éléments. Les températures sont converties en énergie à partir des capacités calorifiques mesurées précédemment : $C_{P1} = 6 \cdot 10^{-5}$ J/K et $C_{P2}=8 \cdot 10^{-4}$ J/K et $C_{Pch}=5 \cdot 10^{-6}$ J/K. Le maximum du pic atteint $1 \mu\text{J}$ pour P1, $-2,5 \mu\text{J}$ pour P2 et $5 \mu\text{J}$ pour Pch.

Le maximum du pic sur P1 et le minimum sur P2 apparaissent à des moments différents pour les deux plaques : 20 s pour P1, 200 s pour P2. La montée en température de la plaque Pch est considérée comme instantanée. On compare les constantes de temps de montée et de descente observées sur P1 et P2 avec les constantes de temps mesurées au §6.2.1 sans hélium pour les plaques P1 et P2 et avec hélium pour la plaque Pch.

	P1	P2	Pch
1ère variation thermique (s)	5	50	2
2ème variation thermique (s)	300	600	300
Constante de temps mesurée (s)	350 @ 100 mK	40 @ 1,6 K	350 @ 400 mK
	Sans hélium, §6.2.2	Sans hélium, §6.2.2	Avec hélium, §6.3.3

Table 6.6 : Constantes de temps des deux variations thermiques pour chaque courbe. La 1ère variation thermique correspond à une augmentation de la température pour les plaques P1 et Pch et à une diminution pour P2. La 2ème variation thermique correspond à une diminution pour P1 et Pch et à une augmentation pour P2. Les mesures des constantes de temps sont réalisées à mi-pente.

Flux thermiques parasites

La plaque Pch, soumise à un chauffage important, atteint la température de 1,3 K. La puissance thermique émise par rayonnement est donnée par la loi de Stefan-Boltzmann : $P = \varepsilon A \sigma T^4$ avec ε l'émissivité du corps, A sa surface, σ la constante de temps de Stefan-Boltzmann ($5,6703 \cdot 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$) et T sa température. On considère la plaque Pch, d'une surface de 6 cm^2 , comme un corps noir (cas le plus contraignant) avec $\varepsilon = 1$. Par calcul, la puissance émise par rayonnement est ainsi de 100 pW. L'émission thermique de la plaque Pch sur une seconde représente donc $1 \cdot 10^{-3} \%$ de l'amplitude en énergie (environ $1 \mu\text{J}$) du maximum ou du minimum de la variation sur P1 ou P2. Le résultat démontre que le chauffage par rayonnement est négligeable et ne peut être une composante de l'augmentation de la température de la plaque P1.

Les fils connectant les résistances chauffantes collés aux plaques sont thermalisés à la platine dilution et connectés aux reports (voir §6.2.1). Lors du chauffage des plaques, ils dissipent de la chaleur par effet joule au sein des éléments sur lesquels ils sont thermalisés. Néanmoins, avec une résistance chauffante de 5000Ω comparée à la résistance totale des fils de 200Ω (pire cas), l'effet joule induit par le passage d'un courant fournira une chaleur 25 fois plus forte au niveau de la résistance (la plaque) qu'au niveau des fils.

1ère variation thermique

Dans le cas de P1, l'augmentation de la température ne peut pas être issue du lien thermique créé par les pieds en inox paroi fine, la température de la platine dilution ne diminuant pas. De plus, l'évaporation de l'hélium ne peut être générée à cette température de 100 mK. Cette augmentation de la température de la plaque P1, très rapide, nécessite donc un autre mécanisme.

Les résultats obtenus dans le §6.4 concernant le chauffage de la platine dilution par l'énergie de changement d'état de l'hélium, démontre la rapidité de l'effet dans le cas d'une faible variation thermique. La constante de temps rapide de l'augmentation de la température de la plaque P1 laisse envisager qu'elle subit l'adsorption d'une partie de l'hélium désorbé du charbon. On peut calculer la quantité d'hélium nécessaire à cette augmentation de la température pour une chaleur latente de changement d'état de $L=90 \text{ J/mol}$ (Pobell 2007, p.17) pour de l'hélium à 1,6 K adsorbé sur des parois à 100 mK. Ainsi, l'énergie de $1 \mu\text{J}$ sur P1 correspond à une quantité de 11 nmol.

De la même manière, la platine dilution à 100 mK subit un apport d'énergie (ce qui se traduit par une diminution de la puissance du PID) par adsorption de l'hélium. Pour la platine dilution, la diminution d'énergie de $50 \mu\text{J}$ correspond à une quantité d'hélium de $2 \mu\text{mol}$.

Dans le cas de P2, la diminution de la température ne peut être reliée au lien thermique créé par le pied en inox paroi fine pour la même raison que dans le cas de P1. Elle ne peut être non plus causée par l'évaporation de l'hélium de la plaque, l'effet étant de l'ordre de la seconde comme vu au §6.4. La diminution de la température de P2 ne peut donc qu'être reliée à l'effet de conduction moléculaire formée par l'hélium gazeux entre la plaque et son environnement plus froid : la plaque P2, la plaque Pch et/ou la platine dilution et son écran.

En considérant l'effet de conduction moléculaire entre P2 à 1,6 K et son environnement à 100 mK, on peut calculer la pression nécessaire pour obtenir une énergie totale de 2,5 μJ sur 200 s, soit 12 nW. A partir de l'équation (5.7) (plus de détails page 155), on déduit l'équation (6.6). On considère que le coefficient d'accommodation est toujours $\alpha=1$ pour le cuivre.

$$P_{\text{molP2}} = \frac{W_{\text{mol}}}{(T_2 - T_1)} \times \frac{\sqrt{M \times T}}{A \times \alpha} \times \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \times \sqrt{\frac{8 \times \pi}{R}} \quad (6.6)$$

Pour une puissance $W_{\text{mol}}=12$ nW, une surface de $A=78$ cm^2 (pour les deux faces de P2) et une température de $T_2=0,1$ K et $T_1=1,6$ K, on obtient une pression de $P_{\text{molP2}}=3 \cdot 10^{-8}$ Pa. Cette valeur de pression est cohérente à la pression interne du cryostat, elle reste bien inférieure à la pression de $5 \cdot 10^{-3}$ Pa correspondant à l'injection de $1 \cdot 10^{-4}$ mol d'hélium dans les 15 L de volume du cryostat.

A partir de la loi des gaz parfaits $PV = nRT$, avec $R=8,3$ $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}$, on peut calculer la quantité d'atomes d'hélium correspondante à la pression de $3 \cdot 10^{-8}$ Pa au sein de l'étage froid du cryostat. On admet pour cela que le gaz reste compris entre la platine dilution et son écran, soit un volume de 1,7 L ($1,7 \cdot 10^{-3}$ m^3) permettant d'obtenir la puissance de conduction moléculaire nécessaire au refroidissement de la plaque P2. On obtient ainsi la valeur de $n=61$ nmol, à mettre en regard avec la diffusion du gaz d'hélium autour de la platine dilution.

La constante de temps de refroidissement de la plaque P2 (50 s), proche de la valeur théorique (40 s à 1,6 K) souligne l'effet de la conduction thermique via les pieds en inox paroi fine. La conduction moléculaire implique un échange constant de puissance entre la plaque P2 et son environnement, dont l'effet est modulé par la fuite thermique des pieds.

On peut résumer les échanges thermiques générés par les différents effets de l'hélium sur les plaques comme présenté dans la Table 6.7 :

	P1	P2	Pch	Platine dilution
Energie (μJ)	1	2,5	7	50
Effet de l'hélium	Adsorption	Conduction moléculaire	Aucun. Chauffage de la plaque par effet joule	Adsorption
Quantité d'hélium mis en œuvre	11 nmol	61 nmol	/	2 μmol

Table 6.7 : Résumé des énergies observées sur les plaques P1, P2, Pch et la platine dilution. Pour chaque plaque on donne l'effet de l'hélium et la quantité associée déduits des observations.

2ème variation thermique

La constante de temps de refroidissement des plaques P1 et Pch, d'environ 300 secondes est du même ordre de grandeur que leurs constantes de temps théoriques. Ces deux éléments retrouvent donc leur température initiale en suivant leurs caractéristiques thermiques.

Dans le cas de P2, la constante de temps de l'augmentation de la température est de l'ordre de 600 secondes, bien loin des 30 secondes théoriques attendues à 1,6 K. Cette

différence ne peut s'expliquer que par la conduction moléculaire d'hélium gazeux qui continue d'agir sur plusieurs centaines de secondes.

Apports concernant les *HCE* lents de Planck/HFI

Transposer l'étude expérimentale réalisée avec Symbol aux effets des *HCE* observés lors du vol de Planck/HFI permettrait de consolider l'hypothèse mettant en avant la création du lien thermique ponctuel par l'effet de l'hélium gazeux pour expliquer la formation des *HCE* lents et la seconde composante des *HCE* rapides. On fait le parallèle entre les étages froids de l'instrument HFI et le système expérimental développé de la manière suivante : la plaque P1 représente la platine bolomètre et la plaque P2 est l'étage à 1,6 K faisant face au plan focal.

Les résultats présentés en Figure 6.16 et détaillés dans le §6.5.2 démontrent l'effet de conduction moléculaire de l'hélium entre deux éléments et du transfert d'énergie lors du changement d'état de l'hélium. Ces mêmes mécanismes pourraient donner naissance aux *HCE* lents observés sur Planck/HFI. Ces hypothèses et les autres développés dans ce manuscrit sont récapitulées au §6.7.

Dans le cas où l'augmentation de la température des *HCE* lents est générée par conduction moléculaire d'hélium gazeux, on peut calculer la puissance générée avec l'équation (5.7). Utilisée au §5.7.2, le calcul modélise l'échange thermique entre la platine dilution et la platine bolomètre. Dans le cas du chauffage, la conduction moléculaire pourrait établir un lien thermique entre la platine bolomètre à 100 mK et l'étage 1,6 K.

$$W_{mol} = A \times \alpha \times \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \times \sqrt{\frac{R}{8 \times \pi}} \times \frac{P}{\sqrt{M \times T}} \times (T_2 - T_1) \quad (6.7)$$

Pour une surface du plan focal de $A=250 \text{ cm}^2$ et une pression de $P=1 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}$ (identique au précédent calcul) et des températures de 100 mK (plan focal) et de 1,4 K (étage 1,6 K), on obtient une puissance de $W_{mol}=2 \text{ } \mu\text{W}$.

L'énergie globale associée au chauffage de l'inox pour les *HCE* lents est de 42 nJ (voir §5.3.1). Le temps de montée des *HCE* lents d'environ 100 secondes impliquerait donc un dépôt d'énergie par conduction moléculaire de 2 μW sur cette durée, soit 200 μJ . L'écart avec l'énergie mesurée des *HCE* lents pourrait s'expliquer par plusieurs facteurs :

- L'énergie apportée par conduction moléculaire se diffuse dans la platine et les différents éléments associés
- Le PID compense le chauffage à hauteur de 15 % (§5.3.2)
- Le refroidissement de la platine bolomètre par conduction moléculaire avec la platine dilution peut se prolonger dans le temps et compenser l'augmentation de la température du *HCE* lent. Ce lien thermique fournit une fuite d'une puissance d'au moins 13 nW (sur la 1ère seconde).

Les mécanismes de formation des *HCE* lents et de la seconde composante des *HCE* rapides se dessinent grâce aux expériences réalisées. Mais le déclenchement de cette formation reste encore inconnu. Dans le cas des *HCE* rapides, il est maintenant clair que les gerbes de particules cosmiques sont le déclencheur. Un effet similaire est difficilement envisageable pour les *HCE* lents, considérant l'importante énergie nécessaire à la lente élévation thermique de la platine bolomètre.

Un effet, lié à la présence du charbon au sein du dispositif expérimental saturé d'hélium, a été observé lors des expérimentations détaillées jusque-là. Celui-ci se définit par des perturbations thermiques générées aléatoirement par la seule présence du charbon qui induisent les mécanismes de conduction moléculaires et d'énergie d'adsorption détaillés ci-dessus. Ainsi, la réponse au déclenchement de la formation des *HCE* lents se trouvent peut être dans cet effet. Le chapitre suivant donne des éléments d'étude.

6.6 Etudes de perturbations thermiques dans un environnement saturé en hélium en présence de charbon

6.6.1 Expérience

Lors des injections d'hélium en grande quantité réalisées pour les expériences décrites précédemment, nous avons observé des instabilités thermiques sur le dispositif expérimental uniquement lorsque du charbon est présent. Lors d'expériences sans charbon (§6.3), les effets décrits ci-dessous n'ont pas été observés. Afin d'approfondir l'analyse, nous avons dédié une expérience à l'étude de ces fluctuations apparaissant lorsque l'environnement est saturé en hélium, soit quand le film devient mobile (voir §6.3.1).

Malheureusement, le manque de temps et de données ne nous ont pas permis d'obtenir de solides conclusions. Ainsi, nous n'exposerons ici que les observations réalisées et les pistes à étudier.

Cette expérience a nécessité l'ensemble du dispositif décrit au §6.2.1. En temps cumulé, l'analyse des perturbations thermiques générées par le charbon actif a duré une centaine d'heures.

Avant injection, les plaques P1, P2 et Pch (supportant le charbon) sont mises à température du bain, soit environ 100 mK. Puis de petites quantités d'hélium « chaud » (300 K) sont injectées dans l'enceinte du cryostat jusqu'à observer un changement de comportement dans les constantes de temps thermiques des trois plaques. Des effets sont également observables sur la température de la platine dilution.

6.6.2 Observations

La Figure 6.17 met en évidence le changement de température des plaques lors d'injections d'hélium. Chaque injection est repérée sur la figure par une ligne verticale en pointillés désignée par la lettre *a*, *b*, *c*, *d*, *e* ou *f*. Les informations liées à ces injections sont

données dans la Table 6.8. Les changements de température des différents éléments au cours du temps ne sont liés qu'aux injections d'hélium.

A l'injection *d*, la quantité totale d'hélium injecté s'élève à $9,6 \cdot 10^{-5}$ mol. A partir de cette quantité et comme vu précédemment ($1 \cdot 10^{-4}$ mol au §6.3) le système est saturé en hélium ce qui modifie les caractéristiques thermiques des différentes plaques. Ainsi, la température du charbon actif ne retrouve pas sa température initiale au terme du temps prévu. La durée est nettement plus longue (plusieurs dizaines d'heures) que la constante de temps de 300 s mesurée sans hélium (voir Table 6.3).

Dans le cas de l'injection *e*, une faible quantité d'hélium est injectée ($4,5 \cdot 10^{-6}$ mol) ce qui explique le faible changement de la température de moyenne des éléments. Néanmoins, l'impact est suffisant pour que la décroissance thermique du charbon change de pente. Enfin, l'injection *f*, de $2,2 \cdot 10^{-5}$ mol, remonte la température de base de tous les éléments.

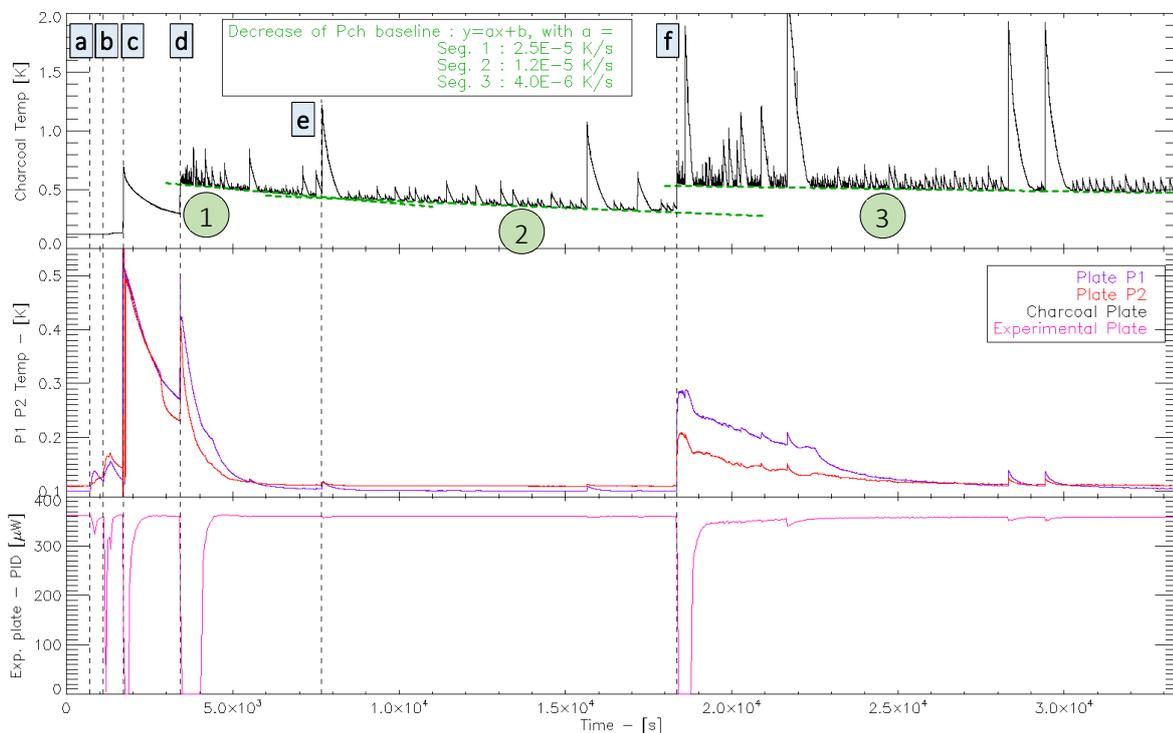


Figure 6.17 : Evolution de la température du charbon (noir) et des plaques P1 (bleu) et P2 (rouge) ainsi que de la puissance du PID de la platine dilution pour les six premières injections d'hélium. A partir de l'injection *d* ($9,6 \cdot 10^{-5}$ mol), le système est saturé d'hélium ce qui modifie les propriétés thermiques des éléments. A partir de ce point, la température du charbon décroît très lentement avec une constante de temps de $0,25 \mu\text{K/s}$ à $4 \mu\text{K/s}$. Les plaques P1 et P2 et la platine dilution, chauffées par l'injection d'hélium chaud dans l'enceinte du cryostat, retrouvent la température de bain avec une constante de temps de l'ordre de l'heure.

Injection	a	b	c	d	e	f
Temps correspondant (s)	700	1100	1720	3430	7670	18350
Quantité (mol)	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$
Quantité cumulée (mol)	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$6,4 \cdot 10^{-5}$	$9,6 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$

Table 6.8 : Quantité d'hélium injecté lors des 5 premières injections *a*, *b*, *c*, *d*, *e* et *f*.

Suivant la quantité d'hélium dans le cryostat, la constante de temps de relaxation thermique du charbon actif change. L'ajustement d'une équation $y = ax + b$ donne une pente de $2,5 \cdot 10^{-5}$ K/s pour le segment 1, de $1,2 \cdot 10^{-5}$ K/s pour le segment 2 et de $4,0 \cdot 10^{-6}$ K/s pour le segment 3. La vitesse de décroissance thermique du charbon est de plus en plus faible avec l'augmentation de la quantité d'hélium injecté, on estime que ces deux éléments sont liés.

Quelle que soit la quantité d'hélium injecté, la température de base (hors pics) du charbon atteint au maximum 550 mK avant de diminuer très doucement. De plus, comme illustré par la Figure 6.17, les plaques P1, P2 et Pch ainsi que la platine dilution sont très régulièrement soumis à un chauffage ponctuel incontrôlé. A chaque bouffée de chaleur mesurée sur le charbon actif correspond un pic sur les plaques P1 et P2. La platine dilution étant réglée à 100 mK, on observe une diminution de la puissance injectée à travers la résistance chauffante ce qui équivaut à observer le chauffage de la platine.

Ces différents points sont étudiés dans les sous-chapitres suivants, en commençant par l'étude de l'amplitude des pics, leur formation et enfin l'étude de la lente décroissance thermique du charbon.

Etude de l'amplitude des pics

La Figure 6.18 met en évidence une multitude de réchauffements soudains ou pics thermiques sur les plaques P1, P2, Pch et la platine, comme observé sur la Figure 6.17. La majorité d'entre eux sont corrélés en temps entre ces quatre éléments.

Pour les pics dont le maximum en amplitude est corrélé entre P1, P2 et Pch dans une fenêtre de 10 secondes, on relève leurs amplitudes et leurs températures. La Figure 6.19 donne les valeurs des amplitudes des pics observés sur P1 et P2 en fonction de l'amplitude des pics observés sur Pch. Elle met en évidence que l'amplitude du pic détecté sur P1 et P2 est corrélée avec la température, et donc l'amplitude, du pic coïncident détecté sur le charbon. On observe également une augmentation de l'amplitude des pics pour des températures du charbon supérieures à 500 mK. Sous cette température, l'amplitude des pics est inférieure à 1 mK. Un pic d'une température de 1,5 K détecté sur le charbon est associé à un pic d'une amplitude de 20 mK sur P1 et de 10 mK sur P2, sachant que la température initiale est respectivement de 100 mK et 110 mK pour chacune des plaques.

Les amplitudes en température des pics des plaques P1 et P2 sont converties en énergie à partir de la capacité calorifique mesurée à 100 mK sans hélium pour chaque plaque (voir Figure 6.8) : $6 \cdot 10^{-5}$ J/K pour P1 et $1 \cdot 10^{-4}$ J/K pour P2. La différence de capacité calorifique induit une énergie similaire de l'amplitude des pics observés sur ces deux plaques pour une même température de pic observé sur le charbon. Pour le pic de 2 K sur le charbon montré en Figure 6.18 on obtient une amplitude en énergie des pics sur les plaques P1 et P2 d'environ $1,7 \mu\text{J}$.

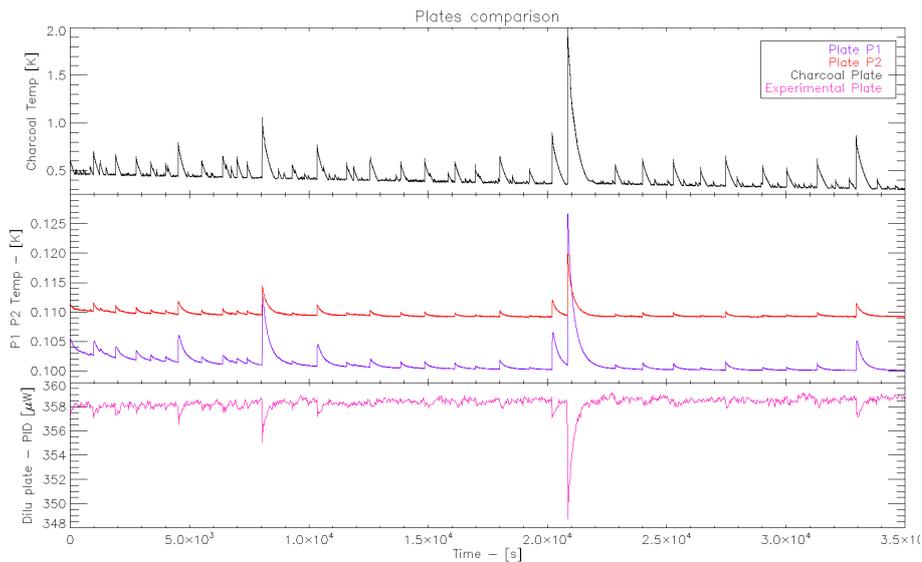


Figure 6.18 : Evolution de la température des plaques P1, P2 et Pch ainsi que de la puissance injectée par le PID sur la platine dilution. Ces données représentent un segment de 35000 secondes à la suite des données présentées en Figure 6.17. La différence de température de 10 mK entre P1 et P2 s'explique par la proximité de la plaque P2 avec le haut de l'écran de l'étage froid qui est soumis au rayonnement thermique de l'écran à 1K dont il est proche.

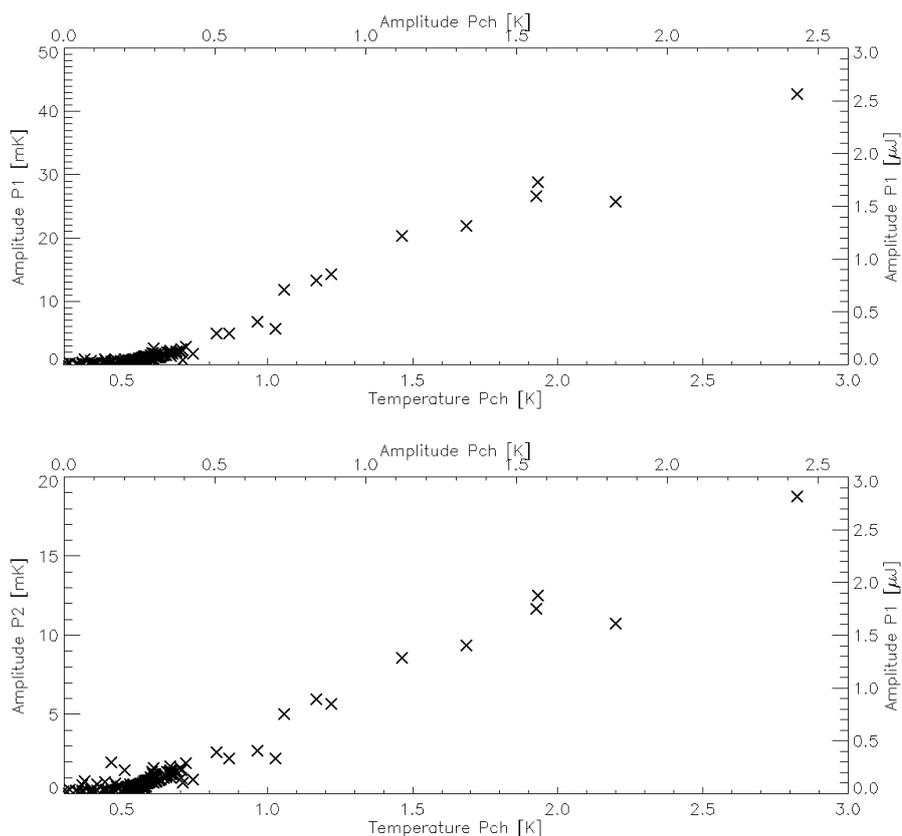


Figure 6.19 : Amplitudes des pics (ΔT entre le minimum et la maximum du pic) détectées sur P1 [haut] et P2 [bas] en fonction de la température (axe du bas) et de l'amplitude (axe du haut) des pics détectés sur le charbon actif. Seules les amplitudes et températures des pics détectés simultanément sur les 3 thermomètres à ± 20 s sont affichées. L'amplitude des pics observés sur P1 et P2 est donnée en température (axe de gauche, mK) et en énergie (axe de droite, μJ). La conversion est réalisée à partir des mesures de capacité calorifique réalisées sans hélium : $C_{P1} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ J/K}$ et $C_{P2} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ J/K}$. En dessous

de la température maximale du pic relevée sur le charbon de 0,5 K, les amplitudes de pics observés sur P1 et P2 sont inférieures à 1 mK.

Pour la plaque Pch, le facteur de conversion de température en énergie du maximum du pic doit être pris dans le cas où l'environnement est saturé d'hélium et pour une température de base de la plaque Pch de 450 mK. A ces conditions, la capacité calorifique de la plaque se trouve dans le régime particulier lié à l'évaporation de l'hélium (voir §6.3.3). On choisit la valeur de $1 \cdot 10^{-6}$ J/K (Figure 6.13). A ce facteur de conversion, l'amplitude en énergie du pic de 2 K sur la plaque Pch est d'environ 2 μ J. Cette valeur est à mettre en regard de la forte incertitude de mesure de la capacité calorifique mesurée en régime d'évaporation.

Enfin, concernant la platine dilution, l'énergie équivalente des pics est obtenue par l'intégrale de la diminution de la puissance du PID. Pour le pic de 2 K sur la plaque Pch, on obtient une énergie totale de 16 μ J.

Comme précédemment, les augmentations brèves des températures sur les plaques P1, P2, Pch et la diminution, brève également, de la puissance de la régulation de la platine dilution, laisse penser que ces pics sont issus de l'énergie transmise par le changement d'état de l'hélium gazeux en hélium superfluide sur les surfaces des éléments. Pour vérifier cette hypothèse on reprend la même démarche que celle utilisée au §6.5.2 en calculant pour chacune des plaques le nombre d'atomes associés à l'énergie apportée et les rapports en mol/m² relatifs à la surface de chaque élément. Les résultats, pour une chaleur latente de $L=90$ J/mol et des surfaces de $S_{P1}=S_{P2}=8 \cdot 10^{-3}$ m², $S_{Pch}=2 \cdot 10^{-3}$ m² et $S_{dil}=0,20$ m² sont résumés dans la Table 6.9.

Les rapports de quantité d'hélium par unité de surface donnent des valeurs similaires pour P1 (2,4 μ mol/m²), P2 (2,4 μ mol/m²) et la platine dilution (0,9 μ mol/m²). La valeur pour Pch (11 μ mol/m²), plus grand d'un facteur 5, est à mettre en relation avec la présence du charbon actif installé sur la plaque. Le pompage généré par les grains augmente la quantité de l'hélium adsorbé par unité de surface, comme montré par la valeur élevée du rapport.

	P1	P2	Pch	Dilution + écran
Energie du pic (μJ)	1,7	1,7	2	16
Quantité d'hélium (nmol)	19	19	22	178
Surface (m²)	$8 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	0,20
Rapport (μmol/m²)	2,4	2,4	11	0,9

Table 6.9 : Comparaison des énergies des pics thermiques sur les plaques P1, P2 et Pch ainsi que de la platine dilution et son écran pour un pic d'une température maximale de 2 K sur Pch. La quantité d'hélium impliqué dans l'adsorption sur les éléments est déterminée à partir d'une chaleur latente de changement d'état de $L=90$ J/mol. Les rapports permettent de comparer les quantités d'hélium par unité de surface rentrant en interaction avec les plaques.

L'observation des pics sur les plaques et la platine dilution d'une énergie similaire en amplitude (environ 2 μ J) et les rapports de quantité d'hélium par unité de surface laissent penser que l'ensemble du dispositif expérimental est soumis au même flux thermique ponctuel. Ces résultats et les observations précédentes (§6.4 et §6.5) nous permettent de considérer que

les pics étudiés sont issus de l'adsorption d'atomes d'hélium sur les surfaces des plaques et de la platine dilution et son écran.

Hypothèse de formation des pics

Le mécanisme de déclenchement de la formation des pics pourrait être expliqué par l'hypothèse décrite ci-dessous. Elle se base sur les éléments suivants :

- La totalité du dispositif expérimental est soumis à un effet équivalent
- L'énergie mise en œuvre dans le chauffage est liée à la surface de l'élément affecté
- La formation des pics n'est observée que dans le cas où la quantité d'hélium injectée est supérieure à $1 \cdot 10^{-4}$ mol pour laquelle les éléments d'une température inférieure à 1 K sont recouverts d'une épaisseur d'hélium adsorbé d'environ 200 Å.
- Le nombre de pics sur les éléments dont la température est mesurée diminue avec le temps

Suivant les matériaux et la température, l'hélium superfluide se déplace à partir d'une épaisseur de 100 Å. En considérant cet effet, l'hypothèse est la suivante :

Les différents étages froids du cryostat sont maintenus par des pieds en inox paroi fine ou en fibre de verre. Bien qu'excellent isolant lors des mises en froid, leurs surfaces pourraient servir de passerelles entre des poches d'hélium superfluide et les étages chauds (supérieurs à 1K). Le charbon pompant constamment l'hélium gazeux, le vide généré pourrait entraîner ces poches d'hélium à se déplacer jusqu'aux éléments chauds et se vaporiser à leur contact.

En se vaporisant sur les étages chauds supérieurs à 1 K, l'hélium gazeux se répandrait dans l'ensemble de la chambre et produirait un effet similaire à une injection de gaz chaud : une augmentation simultanée et ponctuelle de la température des plaques. La température de l'hélium gazeux, moins élevée que lors de l'injection d'hélium à 300 K, génèrerait des évènements de plus faible amplitude en comparaison.

Le charbon, en pompant l'hélium présent dans l'enceinte du cryostat, diminue la quantité pouvant être vaporisée et entraîne une diminution du nombre de pics.

Décroissance thermique du charbon

Les observations réalisées nous permettent de formuler l'hypothèse suivante : la très lente décroissance thermique du charbon, de l'ordre de $4 \mu\text{K/s}$, pourrait être en lien avec l'adsorption de l'hélium vaporisé au contact d'éléments chauds. Après chaque vaporisation de l'hélium (qui entraîne la formation de pics simultanés), celui-ci serait à nouveau adsorbé sur les parois jusqu'à atteindre une épaisseur suffisante qui rend le film mobile. A nouveau, le film d'hélium superfluide se déplacerait vers les éléments chauds, se vaporiserait, et ainsi de suite.

Le système pourrait rester dans cet état et conserver la même température au cours du temps. Mais le charbon, de grande surface spécifique, adsorberait à chaque fois un peu plus d'hélium. Au cours du temps, de moins en moins d'hélium se retrouverait donc vaporisé. La très lente constante de temps du charbon (donc d'adsorption de l'hélium) pourrait s'expliquer par la faible surface apparente des grains qui n'adsorberait que peu d'hélium à chaque vaporisation et la difficulté des atomes d'hélium à pénétrer en profondeur dans le charbon.

6.7 Comparaison avec les *HCE* lents observés sur Planck/HFI

Les résultats obtenus lors des expériences détaillées dans les chapitres précédents ont permis d'avancer certaines hypothèses concernant la formation par l'hélium des *HCE* lents observés sur Planck/HFI. Elles ciblent principalement les effets liés à l'adsorption / désorption de l'hélium et la conduction moléculaire par hélium gazeux. Mais d'autres hypothèses ont été avancées au cours de cette thèse.

Pour plus de clarté, nous proposons de répondre aux observations issues de l'étude statistique des *HCE* lents (Chapitre 5) et des expérimentations (Chapitre 6) en énumérant, dans la Table 6.10 les hypothèses associées à l'hélium et les contre-hypothèses lorsqu'elles ont lieu d'être.

Toutes les hypothèses rappelés ici ne trouvent pas forcément de fondement dans ce manuscrit. Effectivement, certaines ont été écartées par les contre-hypothèses données ci-dessous. Ces mauvaises pistes ne permettent donc pas de comprendre la formation des *HCE*, mais il semblait néanmoins intéressant d'établir une liste exhaustive des hypothèses balayées.

Pour rappel, les autres hypothèses invalidées qui ne sont pas liées à l'hélium sont récapitulées en Annexe A.5.

Les hypothèses sont développées de manière chronologique, suivant les 6 phases principales des *HCE* lents.

- Phase 0 : Etat initial du système avant le déclenchement du *HCE* lent
- Phase 1 : Déclenchement de l'évènement
- Phase 2 : Glitch précurseur
- Phase 3 : Diminution ponctuelle de la température
- Phase 4 : Augmentation de la température
- Phase 5 : Diminution de la température

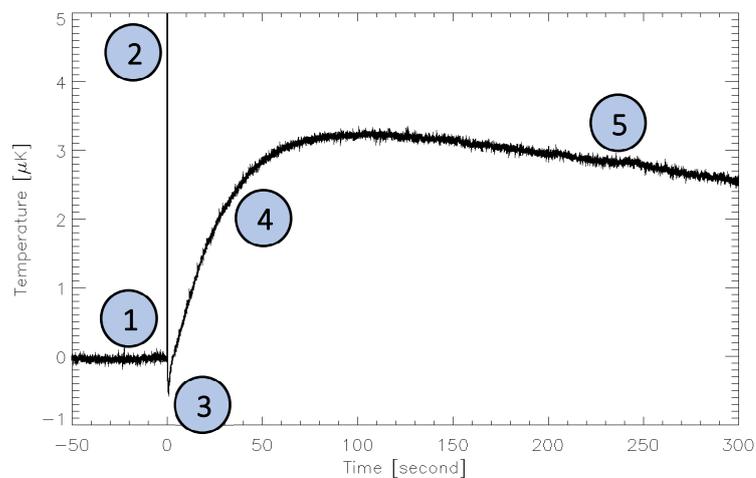


Figure 6.20 : Profil thermique typique d'un *HCE* lent et des 5 phases le composant

Phase	Observation	Hypothèse	Contre-hypothèse	Hypothèse validée
0	De l'hélium est présent au sein de l'étage 4 K de l'instrument Planck/HFI	L'hélium est présent avant le lancement de Planck, au sein du charbon refroidi à 4 K. Il provient de dégazages lors de la réalisation des divers essais au sol.		Possible mais à vérifier
		L'hélium provient de micro-fuites du système cryogénique à dilution au sein de l'étage 4 K. Le débit d'hélium est d'environ 20 $\mu\text{mol/s}$ (Table 2.2).	La fréquence de <i>HCE</i> lents devrait être constante ou croître avec le temps alors qu'elle décroît.	Non
1	De l'hélium est sous forme gazeuse au sein de Planck/HFI (déclenchement du dégazage)	L'hélium est adsorbé dans son état superfluide sur le plan focal, la platine dilution, et les éléments à des températures d'environ 100 mK. Le passage d'une gerbe de particules vaporise 18 nmol d'hélium (pour une pression interne à l'étage 4 K de $1 \cdot 10^{-6}$ Pa). Un chauffage faible permet d'évaporer l'hélium comme vu au §6.3. La diminution de la fréquence des <i>HCE</i> lents (§5.5.2) est induite par le dégazage d'une partie de l'hélium vers l'espace au travers du piège à charbon à 4 K au cours du temps.	L'énergie fournie à l'hélium entraînant sa désorption doit être de 1 μJ (6 TeV) pour désorber 18 nmol d'hélium à 100 mK (chaleur latente de 60 J/mol). Il semble difficile qu'une gerbe de particules dépose cette énergie dans les éléments.	Non
		L'hélium est désorbé du charbon actif à 4 K lorsqu'une gerbe de particules secondaires interagit avec. Le passage d'une gerbe de particules vaporise 18 nmol d'hélium (pour une pression interne à l'étage 4 K de $1 \cdot 10^{-6}$ Pa). Un chauffage faible permet d'évaporer l'hélium comme vu au §6.3. La diminution de la fréquence des <i>HCE</i> lents (§5.5.2) est induite par le dégazage d'une partie de l'hélium vers l'espace au travers du piège à charbon à 4 K au cours du temps.	L'énergie fournie à l'hélium entraînant sa désorption doit être de 1,5 μJ (9 TeV) pour désorber 18 nmol d'hélium à 4 K (chaleur latente de 85 J/mol). Il semble difficile qu'une gerbe de particules dépose cette énergie dans le charbon (voir estimation du flux, §5.2.4).	Non
		L'hélium est vaporisé spontanément des parois lorsque des flaques d'hélium superfluide se déplacent vers des éléments chauds. La diminution de la fréquence des <i>HCE</i> lents (§5.5.2) est induite par le dégazage d'une partie de l'hélium vers l'espace au travers du piège à charbon à 4 K au cours du temps.	Cet effet n'a pas été observé au sol lors des essais de l'instrument sur un temps court.	Possible mais à vérifier

Phase	Observation	Hypothèse	Contre-hypothèse	Hypothèse validée
2	Un <i>glitch</i> précurseur apparait sur la totalité ou la quasi-totalité des bolomètres du plan focal lors d'un HCE lent.	La gerbe de particules cosmiques est suffisamment dense pour interagir avec tous les bolomètres du plan focal. Voir §5.7.1	Une gerbe de très haute densité en particules devrait pouvoir déposer dans la platine autant ou plus d'énergie que dans le cas des HCE rapides. Si cette hypothèse était vraie, il ne devrait y avoir qu'un seul type de HCE.	Non
	Les bolomètres aveugles ne présentent pas un comportement différent.	Les <i>glitches</i> précurseurs sont formés par l'interaction entre des atomes d'hélium et les composants (grille, thermomètre, <i>wafer</i>) des détecteurs. Cette hypothèse est appuyée par les observations suivantes : <ul style="list-style-type: none"> - Aucun <i>précurseur</i> n'est observé sur les thermomètres encapsulés dans le cas des HCE lents, au contraire des précurseurs des HCE rapides. Voir §5.3.2. - Les bolomètres sur lesquels apparait un précurseur ne sont pas regroupés sur un endroit spécifique comme pour les HCE rapides. Voir §5.6.3 - Les constantes de temps des <i>glitches</i> précurseurs des HCE lents sont différentes de celles formant les <i>glitches</i> « standards ». Voir §5.6 		Oui

Phase	Observation	Hypothèse	Contre-hypothèse	Hypothèse validée
3	Diminution de la température de la platine bolomètre de 0,3 μ K après l'apparition des précurseurs. Le temps de décroissance thermique est de l'ordre de la seconde.	De l'hélium présent sur la platine bolomètre est vaporisé, ce qui entraîne une diminution de sa température. L'énergie fournie par le changement d'état a un effet immédiat sur la température du plan focal et explique la rapidité de la décroissance thermique.	Le mécanisme de désorption (ou vaporisation) de l'hélium n'a été observé que pour des surfaces à des températures supérieures à 400 mK.	Non
		La platine bolomètre, à 103 mK, subit un lien thermique par conduction moléculaire d'hélium gazeux avec la platine dilution à 101 mK. Le calcul réalisé au §5.7.2 donne le bon ordre de grandeur en terme de puissance échangée à une pression réaliste. La quantité d'hélium nécessaire à l'établissement de ce lien thermique est d'au moins 18 nmol pour une pression de $1 \cdot 10^{-6}$ au sein de l'étage 4 K de Planck/HFI (voir §5.7.2). La formation du lien thermique par conduction moléculaire est immédiat comme vu au §6.5.2. Le temps de stabilisation n'est lié qu'à la conductance interne au système.		Oui

Phase	Observation	Hypothèse	Contre-hypothèse	Hypothèse validée
4	Lente augmentation de plusieurs microkelvins de la platine bolomètre après la diminution de la température. La constante de temps de montée est d'environ 30 secondes, pour une durée totale d'environ 100 secondes.	L'hélium est adsorbé sur les parois de la platine bolomètre ce qui entraîne son chauffage. On peut calculer la quantité d'hélium nécessaire au chauffage de 1 μK (soit une énergie de 3 μJ dans l'inox, voir §5.3.1) : pour une chaleur latente de changement d'état d'environ 70 J/mol (à 1 K), la quantité d'hélium nécessaire est de 43 nmol. La constante de temps de montée du <i>HCE</i> pourrait s'expliquer par un dégazage progressif du charbon au travers du fritté inox dont le débit est de 2 dm^3/s pour une différence de pression de 40 mbar. Voir §2.4.1.	L'énergie fournie lors du changement d'état de l'hélium est transmise à la surface avec une constante de temps de 5 secondes comme montré par l'évolution thermique de la plaque P1 sur la Figure 6.16.	Possible mais à vérifier
		Un lien thermique par conduction moléculaire d'hélium gazeux se forme entre la platine bolomètre et l'étage 1,6 K. Le calcul réalisé au §6.5.2 donne une puissance de transfert de 2 μW pour une énergie totale sur 100 secondes de 200 μJ . La faible énergie transmise n'a qu'une très faible incidence sur l'étage 1,6 K dont la variation thermique n'est pas observable sur les thermomètres à cause de leur faible précision de mesure.	Pour une montée en 100 s, l'énergie fournie par conduction moléculaire s'élève à 200 μJ , bien au-delà de l'énergie mise en œuvre pour un <i>HCE</i> lent (42 nJ mesurés). Certaines pistes pourraient expliquer cet écart (détails au §6.5.2) qui reste néanmoins important.	Possible mais à vérifier
5	Diminution de la température du <i>HCE</i> avec une constante de temps de l'ordre de l'heure	Les pieds en HoY génèrent des constantes de temps (§2.4.2) similaires aux constantes de temps de descente observées.		Oui

Table 6.10 : Résumé des hypothèses développées dans cette thèse concernant la formation des *HCE* lents liée à la présence d'hélium gazeux. Dans certains cas, les contre-hypothèses sont données. Les hypothèses concernant le déclenchement du dégazage sont données à la fin.

6.8 Conclusion

Les expériences réalisées ont permis d'étudier les comportements de l'hélium à très basse température dans le cas d'un environnement saturé, pour lequel l'hélium superfluide est en quantité suffisante pour se déplacer. A chauffage faible (température du film d'hélium inférieure à 400 mK), l'hélium n'influe pas sur les caractéristiques thermiques du système composé d'une plaque et de son pied. Lors d'un chauffage plus élevé, les atomes d'hélium s'évaporent, ce qui conduit à une diminution de la température du film par la chaleur latente de changement d'état. Cet effet entraîne une baisse de température de la plaque.

En présence de charbon, l'effet d'évaporation ne se retrouve pas à très fort chauffage (pour une température de plaque équivalente supérieure à 1 K dans le cas d'un système sans hélium), la forte puissance de pompage du charbon limitant la quantité d'hélium en circulation.

Sans charbon, l'hélium continue de s'évaporer à fort chauffage, mais circule également sous forme superfluide. L'analyse des résultats a mis en évidence une circulation sous forme gazeuse entre la plaque chaude ($T > 1$ K) de laquelle l'hélium s'évapore et la platine dilution ($T \sim 100$ mK) sur laquelle l'hélium est adsorbé. Puis une circulation par film d'hélium superfluide mobile entre la platine dilution et la plaque chaude sur laquelle l'hélium s'évapore à nouveau. La quantité d'hélium injecté ne modifie pas ce cycle, la quantité circulant étant constante.

Les énergies dissipées lors des changements d'état de l'hélium sont importantes et doivent être prises en compte au sein d'un système cryogénique soumis à flux d'hélium.

Ces effets modifient les capacités calorifiques et les conductances effectives des éléments composant le dispositif expérimental. Autour d'une température de 500 mK, où l'effet d'évaporation du film d'hélium de la plaque est prédominant, la capacité calorifique chute de deux ordres de grandeur et la conductance augmente d'un ordre de grandeur par rapport aux valeurs sans hélium.

La capacité calorifique réelle de l'hélium, de deux ordres de grandeur inférieure à celle du cuivre pour la quantité d'hélium injecté est négligeable. Néanmoins, l'adsorption d'hélium sur des éléments de faible capacité calorifique, tels que les bolomètres, peut entraîner une modification des caractéristiques thermiques et changer la réponse des détecteurs.

L'installation de deux plaques en vis-à-vis, l'une à la température de 100 mK et l'autre à 1, 6 K, soumis à un dégazage d'hélium confirme que la formation d'un lien thermique ponctuel par conduction moléculaire d'hélium gazeux peut générer un transfert d'énergie. L'hypothèse mettant en œuvre cet effet et expliquant la formation des *HCE* lents et de la seconde composante thermique des *HCE* rapides est donc confortée par ces expériences.

Enfin, l'hélium montre un état instable dans un environnement saturé et uniquement en présence de charbon. Dans cette situation l'hypothèse émise pointe une vaporisation ponctuelle de l'hélium superfluide mobile sur les éléments chauds. L'amplitude en énergie des pics, similaire sur tous les éléments du dispositif (plaques, charbon et platine dilution), induit une adsorption de l'hélium gazeux par les éléments froids. Ces fluctuations de pression

d'hélium dans l'enceinte du cryostat expliqueraient également la diminution très lente de la température de base du charbon. A chaque bouffée, le charbon adsorbe un peu plus d'hélium sur ses parois, et de plus en plus profondément. Mais la faible surface apparente des deux grains de charbon rend l'adsorption de la grande quantité d'hélium très lente.

La formation de ces pics uniquement en présence du charbon ne trouve pas encore d'explication.

L'observation des fluctuations thermiques générées par l'hélium sur les plaques P1, P2 et Pch nous pousse à étudier plus en détail l'impact qu'elles peuvent avoir sur un instrument tel que Planck/HFI. Si un tel mécanisme apparaît au sein de l'instrument, des effets, tels que les *HCE* lents, pourraient alors être formés uniquement par ce biais, sans être initiés par l'interaction d'une gerbe de particules cosmiques. Cette hypothèse devra être étudiée plus en détail afin de garantir aux satellites futurs la suppression des effets liés à l'hélium.

Conclusions et perspectives

1. Conclusions

L'instrument HFI embarqué sur le satellite Planck a initié une nouvelle approche de l'étude de l'interaction des particules cosmiques avec les détecteurs. Les analyses des données recueillies par HFI ont montré que l'impact de ces particules sur les détecteurs à basse température doit nécessairement être pris en compte. Les prochaines missions telles qu'Athena, Euclid ou CORe+ y feront face et devront étudier en amont les conséquences de ces interactions afin de s'en prémunir. Comme démontré dans ce manuscrit, les bolomètres TES sont sensibles aux interactions des particules cosmiques. Les pixels répartis sur une matrice de détecteurs pourraient de plus être sensibles à des effets de *glitches* simultanés créés par le dépôt d'énergie d'une particule au sein du wafer entraînant la diffusion de l'énergie au sein du silicium le composant.

Afin de répondre à ce problème, les futurs projets devront mettre en œuvre des algorithmes de suppression des *glitches*, comme cela a été fait dans le cas de Planck/HFI. Mais des expérimentations, sous faisceau de particules (accélérées et non) seront les seules à même de caractériser la réponse des détecteurs de nouvelle générations tels que les TES, les KIDS ou encore les diodes d'Euclid. Chaque famille de détecteur à ses défauts et ses qualités vis-à-vis de ces effets mais également leur sensibilité, leur temps de réponse, ou encore leur encombrement. Chaque collaboration scientifique devra ainsi déterminer les capteurs spatiaux les plus prometteurs pour l'observation souhaitée en fonction des résultats de leur caractérisation.

L'étude des effets thermiques fins de l'instrument HFI a également soulevé le problème de la présence d'hélium gazeux et/ou superfluide au sein d'un système de température inférieure à quelques centaines de millikelvin. Dans cette situation, l'hélium gazeux, de forte capacité calorifique, peut jouer un rôle contraignant pour une expérimentation spatiale, mais également au sol. L'effet démontré de conduction moléculaire d'hélium gazeux génère des échanges d'énergie suffisamment importants pour induire des instabilités thermiques avec de très longues constantes de temps sur l'équipement expérimental.

Dans ce cadre, il paraît nécessaire de s'assurer du bon vide autour de l'équipement expérimental et de prévoir des orifices de ventilation afin de permettre à l'hélium de dégazer et éviter ainsi les récurrents effets liés à sa désorption/adsorption. Dans le cas de l'instrument Planck/HFI, de plus grands trous de dégazage auraient permis une évacuation de l'hélium plus rapide au cours du temps et donc une diminution plus rapide des *HCE* lents.

2. Perspectives

Les recherches détaillées dans ce manuscrit ont abouti à plusieurs résultats concluants. Néanmoins, un important travail reste à fournir pour diminuer au maximum l'impact de l'interaction des particules cosmiques avec les futurs instruments spatiaux. Les études peuvent être menées par analyse de données, modélisation des interactions ou encore expérimentation.

Certains de ces résultats pourraient également répondre à des problématiques soulevés par d'autres domaines de recherche, tels que ceux mettant en œuvre des mesures d'évènements rares et dont les effets systématiques doivent être soustraits au mieux.

Les chapitres suivants proposent une approche globale concernant les possibles études futures à mener et les potentiels apports de mon travail dans certains domaines de recherche. La liste n'est pas exhaustive et j'espère que les retombées seront les plus larges possibles.

Interaction directe des particules avec les détecteurs

Des expériences similaires à celles réalisées sur les détecteurs de Planck/HFI devraient être menées pour les futurs projets spatiaux. La collaboration SPACEKIDS met par exemple aujourd'hui en œuvre une démarche de recherche et d'application des détecteurs de type KID au spatial, incluant des tests liés à l'interaction des particules cosmiques avec ces détecteurs.

Dans les futurs développements des plans focaux spatiaux, il faudra éclairer les matrices de capteurs par une source radioactive émettant des X , puis des α pour tester les réponses des composants à ces rayonnements. Pour des énergies plus élevées, les collaborations pourront choisir de placer les plans focaux devant des accélérateurs et intercaler des matériaux entre la source et les instruments pour générer des gerbes de particules.

Enfin, installer l'instrument entier en fonctionnement, suivant sa taille, devant un faisceau de particules permettra une analyse fine des effets des particules.

Concernant les TES, il paraît nécessaire de poursuivre les expérimentations sur la réponse simultanée entre les pixels d'une même matrice lors de l'interaction d'une particule avec la *wafers*. L'acquisition de mesures de plusieurs pixels simultanément d'une matrice éclairée par une source radioactive permettrait de confirmer ou d'infirmer les résultats obtenus durant cette thèse. Si l'effet de diffusion thermique est avéré, il sera important de réaliser des matrices dont les pixels sont thermiquement mieux isolés.

Effets thermiques générés par l'hélium

Les mécanismes de formation des *HCE* lents et rapides ont pu être amplement étudiés dans le cadre de cette thèse. Les conclusions issues conjointement d'expérimentations et d'analyses de données ont permis de répondre à certaines hypothèses émises telle que celle intégrant la création d'un lien thermique ponctuel formé par conduction moléculaire entre l'étage 1,6 K et la platine bolomètre de Planck/HFI. Néanmoins, la source du dégazage de l'hélium reste inconnue. S'agit-il d'hélium réparti sur les étages à 100 mK de Planck/HFI ? Ou de l'hélium emprisonné dans le charbon à 4 K ?

Dans le cas d'une évaporation de l'hélium du charbon ou des étages froids de Planck/HFI, le mécanisme déclencheur pourrait être le passage d'une gerbe de particules secondaires, bien que l'énergie nécessaire à sa désorption soit très élevée. Néanmoins, une expérience mettant en œuvre du charbon éclairé par une source radioactive permettrait d'étudier cette hypothèse. L'expérience pourrait être constituée du dispositif présenté au Chapitre 6, auquel est rajoutée une source radioactive dirigée uniquement vers le charbon. L'analyse des températures du système avec et sans hélium permettrait de déterminer l'effet d'une source radioactive sur la désorption du charbon.

L'observation d'un important changement de température du charbon et de ses instabilités thermiques dans un environnement saturé en hélium a soulevé de nouvelles questions : le charbon entraîne-t-il ces instabilités ? Le système retrouverait-il un état stable plus rapidement sans charbon ? En plus généralement : le charbon doit-il être conservé comme pompe à hélium dans les prochaines missions spatiales ? Pour répondre à ces questions, de plus amples expériences devront être réalisées.

Il serait par exemple possible de réaliser deux expériences identiques en quantité d'hélium injecté à la différence près que l'une se ferait sans charbon et l'autre avec. Le dispositif non modifié entre les deux expériences, composé des deux plaques P1 et P2, permettrait de comparer l'effet du charbon.

Certains éléments de l'étude des *HCE* et les observations expérimentales ont soulevé une nouvelle hypothèse quant à la formation des *glitches* précurseurs des *HCE* lents : ces derniers pourraient être formés par l'interaction des atomes d'hélium avec les composants des bolomètres. Dans ce cadre, une expérience mettant en œuvre une vaporisation de l'hélium dans l'enceinte du cryostat où se situe un bolomètre permettrait de valider ou non ce processus de formation.

Modélisation GEANT4

Une avancée importante serait de tendre vers une modélisation réaliste des interactions entre les particules cosmiques sur les instruments spatiaux. Le logiciel GEANT4, très utilisé dans la médecine, la physique des hautes énergies ou encore la physique des accélérateurs, permet une modélisation des interactions à grande échelle. L'ESA a d'ailleurs développé le module *GEANT4 Space* pour répondre aux problématiques liées au rayonnement cosmique sur l'électronique, les protections nécessaires ou encore leur impact sur les astronautes.

Néanmoins, les résultats fins, nécessaires à une étude précise des interactions entre les particules et des détecteurs tels que les bolomètres ou KIDS, pourraient encore être améliorés. Arriver à simuler de manière fiable l'interaction des particules, mais également la formation des gerbes, en fonction des matériaux (parfois en couche) et de l'environnement, permettrait de réduire le temps passé en expérimentation.

Pour améliorer les modèles disponibles sous GEANT4, les scientifiques pourraient réaliser des expériences mettant en jeu une source radioactive et un détecteur. En comparant les résultats expérimentaux à ceux du modèle, ils seraient à même de fournir des données fiables concernant ce type d'interaction.

Pour mieux comprendre les effets liés au mauvais vide

Le dispositif expérimental développé pour l'étude de l'effet de l'hélium gazeux entre deux plaques a révélé un mécanisme très particulier de l'hélium sur un charbon saturé. A ce sujet, d'autres expériences pourraient être conduites afin d'améliorer la compréhension de cet effet.

Dans l'expérience réalisée, Le charbon est thermalisé à la plaque en cuivre par une grille en cuivre vissée et est découplé thermiquement par un pied en inox paroi fine strié. Ce dispositif a donné forme à une sorte de bolomètre très sensible à la pression ambiante puisque l'on peut mesurer sa température de chauffage lors de l'adsorption d'un gaz.

Les expériences spatiales ou au sol cherchent à supprimer au maximum les systématiques afin d'obtenir les données les plus fiables possibles. Dans le cas des expériences de détection d'évènements rares telles qu'Edelweiss¹⁸, le vide doit être parfait ou, en tout cas, les fluctuations de pression doivent être connues afin de soustraire ces évènements au signal recherché.

Dans ce cadre, la collaboration pourrait utiliser un bolomètre à charbon, d'une constante de temps de l'ordre de 0,1 secondes pour observer les effets fins de pression. Comme on peut le voir Figure 6.21, le prototype en cours de développement est composé de deux grains de charbon maintenus par des fils en or ou cuivre sur un support en germanium pur. Ce support est maintenu par de fines lamelles en laiton qui servent également de fuite thermique vers le socle en cuivre.

Ce design permettrait d'obtenir à 100 mK une NEP de $5 \cdot 10^{-15} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ et une résolution de 50 keV pour des évènements radioactifs.

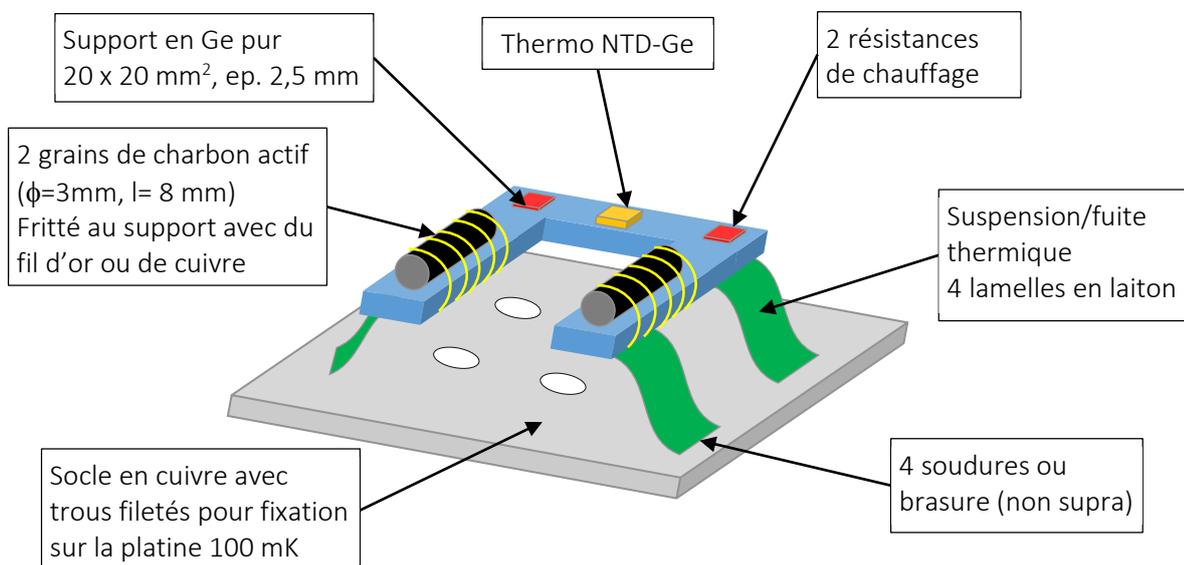


Figure 6.21 : Prototype de bolomètre à charbon actif pour contrôler le vide lors d'expériences de recherche d'évènements rares.

¹⁸ L'expérience EDELWEISS (Expérience pour Détecter Les Wimps En Site Souterrain) a pour objectif la détection des wimps, particules hypothétiques soupçonnées de constituer la matière noire. Plus d'informations sur l'expérience EDELWEISS disponibles sur le site web : <http://edelweiss.in2p3.fr/>

Publications

- *Studies of the Cosmic Rays Impact on Planck HFI Low Temperature Detectors*, 2014
A. Miniussi, J.-L. Puget, W. Holmes, G. Patanchon, A. Catalano, Y. Giraud-Heraud, F. Pajot, M. Piat, L. Vibert and the Planck Collaboration.
Journal of Low Temperature Physics – 0022-2291 – doi:10.1007/s10909-014-1104-x

- *Complementary Measurement of Electro-Thermal Feedback and Thermal Architecture of NbSi TES with Alpha Particle and Complex Impedance*, 2014
J. Martino, **A. Miniussi**, M. Piat, D. Prêle, F. Pajot, T. Decourcelle, F. Voisin, B. Bélier, N. Coron, A. Ghribi, S. Marnieros, C. Perbost.
Journal of Low Temperature Physics – 0022-2291 – doi:10.1007/s10909-013-1053-9

- *Characterization and Physical Explanation of Energetic Particles on Planck HFI Instrument*, 2014
A., Ade P., Atik Y., Benoit A., Brele E., Bock J. J., Camus P., Charra M., Crill B. P., Coron N., Coulais A., Dsert F.-X., Fauvet L., Giraud-Hraud Y., Guillaudin O., Holmes W., Jones W. C., Lamarre J.-M., Macas-Prez J., Martinez M., **Miniussi A.**, Monfardini A., Pajot F., Patanchon G., Pelissier A., Piat M., Puget J. -L., Renault C., Rosset C., Santos D., Sauv A., Spencer L., Sudiwala R.
Journal of Low Temperature Physics – 0022-2291 – doi:10.1007/s10909-013-1053-9

- *Planck 2013 results X. Energetic particle effects characterization, removal, and simulation*, 2014
Planck Collaboration
Astronomy & Astrophysics – 571-A15 – doi:10.1051/0004-6361/201321573

- *Impact of Particles on the Planck HFI Detectors: ground-based measurements and physical interpretation*, 2014
A. Catalano, P. Ade, Y. Atik, A. Benoit, E. Breele, J.J. Bock, P. Camus, M. Charra, B.P. Crill, N. Coron, A. Coulais, F.-X. Desert, L. Fauvet, Y. Giraud-Heraud, O. Guillaudin, W. Holmes, W. C. Jones, J.-M. Lamarre, J. Macias-Perez, M. Martinez, **A. Miniussi**, A. Monfardini, F. Pajot, G. Patanchon, A. Pelissier, M. Piat, J.-L. Puget, C. Renault, C. Rosset, D. Santos, A. Sauve, L.D. Spencer, and R. Sudiwala.
Astronomy & Astrophysics – 569-A88 – doi: 10.1051/0004-6361/201423868

Bibliographie

- Ade, P.A.R. et al., 2010. *Planck pre-launch status: The optical architecture of the HFI. Astronomy and Astrophysics*, 520, p.A11.
- Aguilar, M. et al., 2013. *First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV. Physical Review Letters*, 110(14), p.141102.
- Van Allen, J.A. & Lin, W.C., 1960. *Outer radiation belt and solar proton observations with Explorer VII during March-April 1960. Journal of Geophysical Research*, 65(9), pp.2998–3003.
- Auger, P. et al., 1939. *Les grandes gerbes de rayons cosmiques. Journal de Physique et le Radium*, 10(1), pp.39–48.
- Baade, W. & Zwicky, F., 1934. *Cosmic Rays from Super-Novae. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 20(5), pp.259–263.
- Babecki, J. & Nowak, G., 1979. *On the multiplicity of secondary particles in the interactions of high-energy protons and pions with nuclei. Acta Physica Polonica*, B10(8).
- Becquerel, A.H., 1903. *On radioactivity, a new property of matter, Stockholm: Nobel lecture.*
- Becquerel, A.H., 1896. *Sur les radiations émises par phosphorescence. In Comptes rendus de l'Académie des Sciences. Gauthier-Villars (Paris)*, pp. 420–421.
- Beringer, J. et al., 2012. *Review of Particle Physics. Physical Review D*, 86(1). Available at: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001> [Accessed September 3, 2014].
- Bethe, H., 1930. *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. Annalen der Physik*, 397(3), pp.325–400.
- BICEP2 Collaboration et al., 2014. *Detection of B-Mode Polarization at Degree Angular Scales by BICEP2. Physical Review Letters*, 112(24), p.241101.
- BICEP2/Keck and Planck Collaborations et al., 2015. *Joint Analysis of BICEP2/Keck Array and Planck Data. Physical Review Letters*, 114(10), p.101301.
- Bock, J.J. et al., 1995. *A novel bolometer for infrared and millimeter-wave astrophysics. Space Science Reviews*, 74(1-2), pp.229–235.

- Bothe, W. & Kolhörster, W., 1929. *Das Wesen der Höhenstrahlung. Zeitschrift für Physik*, 56(11-12), pp.751–777.
- Catalano, A. et al., 2014. *Impact of particles on the Planck HFI detectors: Ground-based measurements and physical interpretation. Astronomy & Astrophysics*, 569, p.A88.
- Compton, A., 1933. *A Geographic Study of Cosmic Rays. Physical Review*, 43(6), pp.387–403.
- Core Collaboration, 2010. *Cosmic Origins Explorer - White Paper*,
- Day, P.K. et al., 2003. *A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays. Nature*, 425(6960), pp.817–821.
- Doyle, S. et al., 2008. *Lumped Element Kinetic Inductance Detectors. Journal of Low Temperature Physics*, 151(1-2), pp.530–536.
- Duc, P.-F. et al., 2015. *Critical flow and dissipation in a quasi-one-dimensional superfluid. Science Advances*, 1(4), pp.e1400222–e1400222.
- Dupac, X. & Tauber, J., 2005. *Scanning strategy for mapping the Cosmic Microwave Background anisotropies with Planck. Astronomy and Astrophysics*, 430(1), pp.363–371.
- Edwards, D.O., Mantz, I.B. & Nayak, V.S., 1978. *Heat Conduction by Ripplons of the Surface of ^4He . Le Journal de Physique Colloques*, 39(C6), pp.C6–300–C6–301.
- ESA, 2008. *ECSS-E-ST-10-04C, ESA-ESTEC Requirements & Standards Division*.
- Fixsen, D.J. et al., 1996. *The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. The Astrophysical Journal*, 473(2), p.576.
- Fixsen, D.J. & Mather, J.C., 2002. *The Spectral Results of the Far-Infrared Absolute Spectrophotometer Instrument on COBE. The Astrophysical Journal*, 581(2), p.817.
- Gaertner, S. et al., 1997. *A new readout system for bolometers with improved low frequency stability. Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 126(1), pp.151–160.
- Geiger, H. & Müller, W., 1928. *Elektronenzählrohr zur Messung schwächster Aktivitäten. Naturwissenschaften*, 16(31), pp.617–618.
- Gevorkyan, S.R., Gulkanyan, G.R. & Vartanyan, V.A., 1984. *Mean multiplicity of g-particles in collisions of various hadrons with nuclei. Acta Physica Polonica*, B15(7). Available at: http://inis.iaea.org/Search/search.aspx?orig_q=RN:19074821 [Accessed July 7, 2015].
- Gockel, A., 1911. *Luftelektrische Messungen bei einer Ballonfahrt. In Bulletin de la Société Fribourgeoise des Sciences Naturelles*. pp. 28–29.
- Greywall, D.S., 1981. *Thermal-conductivity measurements in liquid ^4He below 0.7 K. Physical Review B*, 23(5), pp.2152–2168.
- Haller, E.E., Itoh, K.M. & Beeman, J.W., 1996. *Neutron Transmutation Depot (NTD) Germanium Thermistors for Submillimetre Bolometer Applications. In Submillimetre and Far-Infrared*

- Space Instrumentation*. p. 115. Available at: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1996ESASP.388..115H> [Accessed November 19, 2014].
- Hanson, D. et al., 2013. *Detection of B-Mode Polarization in the Cosmic Microwave Background with Data from the South Pole Telescope*. *Physical Review Letters*, 111(14), p.141301.
- Helvensteijn, P.M.B. et al., 1994. *Modeling Helium Adsorption in Activated Carbon*. In P. Kittel, ed. *Advances in Cryogenic Engineering*. *Advances in Cryogenic Engineering*. Springer US, pp. 1561–1568. Available at: http://link.springer.com/chapter/10.1007/978-1-4615-2522-6_191 [Accessed May 5, 2015].
- Hess, V.F., 1912. *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*. *Physikalische Zeitschrift*, 13, pp.1084–1091.
- Hess, V.F., 1911. *Über die Absorption des γ -Strahlen in der Atmosphäre*. *Physikalische Zeitschrift*, 12, pp.998–1001.
- Hess, V.F. & Carl, D.A., 1936. *Unsolved Problems in Physics: Tasks for the Immediate Future in Cosmic Ray Studies*, Stockholm: Nobel lecture.
- Hoevers, H.F.C. et al., 2005. *Radiative ballistic phonon transport in silicon-nitride membranes at low temperatures*. *Applied Physics Letters*, 86(25), p.251903.
- Holmes, W. et al., 1998. *Measurements of thermal transport in low stress silicon nitride films*. *Applied Physics Letters*, 72(18), pp.2250–2252.
- Holmes, W.A. et al., 2008. *Initial test results on bolometers for the Planck high frequency instrument*. *Applied Optics*, 47, pp.5996–6008.
- Hubble, E., 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*, 15(3), pp.168–173.
- Jarosik, N. et al., 2011. *Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results*. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192(2), p.14.
- Jones, R.C., 1953. *The General Theory of Bolometer Performance*. *Journal of the Optical Society of America*, 43(1), p.1.
- Jones, W.C. et al., 2003. *A Polarization Sensitive Bolometric Receiver for Observations of the Cosmic Microwave Background*. In pp. 227–238. Available at: <http://dx.doi.org/10.1117/12.459194> [Accessed November 19, 2014].
- Jones, W.C. et al., 2007. *Instrumental and analytic methods for bolometric polarimetry*. *Astronomy and Astrophysics*, 470(2), pp.771–785.
- Karkare, K.S. et al., 2014. *Keck array and BICEP3: spectral characterization of 5000+ detectors*. In p. 91533B–91533B–11. Available at: <http://dx.doi.org/10.1117/12.2056779> [Accessed February 11, 2015].

- Kovac, J.M. et al., 2002. Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASl. *Nature*, 420(6917), pp.772–787.
- Lamarre, J.M., 2004. *Planck HFI Instrument - Baseline Design - Volume 2*, IAS.
- Lamarre, J.-M. et al., 2010. Planck pre-launch status: The HFI instrument, from specification to actual performance. *Astronomy and Astrophysics*, 520, p.A9.
- Lee, A.T. et al., 1996. A superconducting bolometer with strong electrothermal feedback. *Applied Physics Letters*, 69(12), pp.1801–1803.
- Lemaître, G., 1931. The Beginning of the World from the Point of View of Quantum Theory. *Nature*, 127(3210), pp.706–706.
- Maasilta, I.J., 2012. Complex impedance, responsivity and noise of transition-edge sensors: analytical solutions for two- and three-block thermal models. *AIP Advances*, 2(4), p.042110.
- Mandolesi, N., Morgante, G. & Villa, F., 2003. Low Frequency Instrument of Planck. In pp. 722–729. Available at: <http://dx.doi.org/10.1117/12.461196> [Accessed October 24, 2014].
- Marnieros, S., 2014. *Détecteurs cryogéniques et leurs applications en Astrophysique et Astroparticules*. thesis. Université Paris Sud. Available at: <http://hal.in2p3.fr/tel-01088881/document> [Accessed July 8, 2015].
- Marsh, H., 2006. *Activated carbon 1st ed.*, Amsterdam ; Boston: Elsevier.
- Martino, J. et al., 2014. Complementary Measurement of Thermal Architecture of NbSi TES with Alpha Particle and Complex Impedance. *Journal of Low Temperature Physics*, 176(3-4), pp.350–355.
- Martino, J., 2012. *Développement d'une chaîne de détection bolométrique supraconductrice pour la mesure de la polarisation du Fond Diffus Cosmologique*. phdthesis. Université Paris-Diderot - Paris VII. Available at: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00794700/document> [Accessed February 11, 2015].
- Martin, S., 2012. *Systèmes nanoélectroniques hybrides : cartographies de la densité d'états locale*. Université de Grenoble. Available at: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00833413> [Accessed November 13, 2014].
- Mauskopf, P.D. et al., 1997. Composite infrared bolometers with Si₃N₄ micromesh absorbers. *Applied Optics*, 36(4), p.765.
- Mester, J.C. et al., 1992. Heat transport via evaporation of superfluid helium films: Giant effective Kapitza resistance. *Physical Review Letters*, 68(20), pp.3068–3071.
- Millikan, R.A. & Bowen, I.S., 1926. High Frequency Rays of Cosmic Origin I. Sounding Balloon Observations at Extreme Altitudes. *Physical Review*, 27, pp.353–361.
- Millikan, R.A. & Cameron, G.H., 1926. High Frequency Rays of Cosmic Origin III. Measurements in Snow-Fed Lakes at High Altitudes. *Physical Review*, 28, pp.851–868.

- Millikan, R.A. & Otis, R.M., 1926. *High Frequency Rays of Cosmic Origin II. Mountain Peak and Airplane Observations. Physical Review*, 27, pp.645–658.
- Mohammadzadeh, A. et al., 2003. *The ESA Standard Radiation Environment Monitor program first results from PROBA-I and INTEGRAL. IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(6), pp.2272–2277.
- Mohammadzadeh, A., Nickson, B. & Sorensen, R.H., 2003. *Dedicated instruments to monitor the space radiation environment, ESA, ESTEC.*
- Moraal, H., 1976. *Observations of the eleven-year cosmic-ray modulation cycle. Space Science Reviews*, 19(6), pp.845–920.
- Otis, R.M., 1924. *The source of the penetrating radiation found in the earth's atmosphere. California Institute of Technology. Available at: http://thesis.library.caltech.edu/2987/1/Otis_rm_1924.pdf.*
- Pacini, D., 1912. *La radiazione penetrante alla superficie ed in seno alle acque. Il Nuovo Cimento*, 3(1), pp.93–100.
- Pari, P., Forget, P. & De Combarieu, M., 2012. *Principe des cryostats à dilution sans liquides cryo (dry).*
- Penzias, A.A. & Wilson, R.W., 1965. *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. The Astrophysical Journal*, 142, p.419.
- Piat, M., 2000. *Contributions à la définition des besoins scientifiques et des solutions instrumentales du projet Planck-HFI. Université Paris Sud - Paris XI. Available at: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00004038> [Accessed November 13, 2014].*
- Piat, M. et al., 2002. *Design and tests of high sensitivity NTD Ge thermometers for the Planck-High Frequency Instrument. In AIP Conference Proceedings. LOW TEMPERATURE DETECTORS: Ninth International Workshop on Low Temperature Detectors. AIP Publishing, pp. 79–82. Available at: <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.1457600> [Accessed November 27, 2014].*
- Piat, M. et al., 2001. *Modelling and Optimizing of High Sensitivity Semiconducting Thermistors at Low Temperature. Journal of Low Temperature Physics*, 125(5-6), pp.189–203.
- Planck Collaboration, 1998. *HFI Answer to ESA's AO, IAS.*
- Planck Collaboration et al., 2014a. *Planck 2013 results. VIII. HFI photometric calibration and mapmaking J. Tauber, ed. Astronomy & Astrophysics*, 571, p.A8.
- Planck Collaboration et al., 2014b. *Planck 2013 results. X. HFI energetic particle effects: characterization, removal, and simulation J. Tauber, ed. Astronomy & Astrophysics*, 571, p.A10.
- Planck Collaboration et al., 2014c. *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters J. Tauber, ed. Astronomy & Astrophysics*, 571, p.A16.

- Planck Collaboration et al., 2015. *Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results*. arXiv:1502.01582 [astro-ph]. Available at: <http://arxiv.org/abs/1502.01582> [Accessed June 19, 2015].
- Planck Collaboration et al., 2011a. *Planck early results. II. The thermal performance of Planck*. *Astronomy & Astrophysics*, 536, p.A2.
- Planck Collaboration et al., 2011b. *Planck early results. I. The Planck mission*. *Astronomy & Astrophysics*, 536, p.A1. Available at: http://www.aanda.org/index.php?option=com_article&access=standard&Itemid=129&url=/articles/aa/abs/2011/12/aa16464-11/aa16464-11.html [Accessed September 4, 2014].
- Planck Collaboration et al., 2011c. *Planck early results. VII. The Early Release Compact Source Catalogue*. *Astronomy & Astrophysics*, 536, p.A7.
- Planck HFI Core Team et al., 2011a. *Planck early results. IV. First assessment of the High Frequency Instrument in-flight performance*. *Astronomy & Astrophysics*, 536, p.A4. Available at: http://www.aanda.org/index.php?option=com_article&access=standard&Itemid=129&url=/articles/aa/abs/2011/12/aa16487-11/aa16487-11.html [Accessed September 4, 2014].
- Planck HFI Core Team et al., 2011b. *Planck early results. IV. First assessment of the High Frequency Instrument in-flight performance*. *Astronomy & Astrophysics*, 536, p.A4.
- Planck HFI Core Team et al., 2011c. *Planck early results. VI. The High Frequency Instrument data processing*. *Astronomy & Astrophysics*, 536, p.A6.
- Pobell, F., 2007. *Matter and methods at low temperatures 3rd ed.*, Berlin; New York: Springer. Available at: <http://site.ebrary.com/id/10230087> [Accessed November 26, 2014].
- Reedy, R.C., Arnold, J.R. & Lal, D., 1983. *Cosmic-ray record in solar system matter*. *Science* (New York, N.Y.), 219(4581), pp.127–135.
- Romagnan, J.P., Noiray, J.C. & Laheurte, J.P., 1998. *Experimental Determination of the Kapitza Conductance Across Thin Film Bolometer Interfaces*. *Journal of Low Temperature Physics*, 113(1-2), pp.43–54.
- Rossi, B., 1934. *Directional Measurements on the Cosmic Rays Near the Geomagnetic Equator*. *Physical Review*, 45(3), pp.212–214.
- Rutherford, E., 1908. *The chemical nature of the [alpha]-particles from radioactive substances*, Stockholm: Nobel lecture.
- Rutherford, E. & Geiger, H., 1908. *An Electrical Method of Counting the Number of alpha-Particles from Radio-Active Substances*. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 81(546), pp.141–161.
- Safarian, J. & Engh, T.A., 2012. *Vacuum Evaporation of Pure Metals*. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 44(2), pp.747–753.
- Van Sciver, S.W., 2012. *Helium cryogenics 2nd ed.*, New York: Springer.

- Stauning, P., 2014. *Reduced Solar Activity Disguises Global Temperature Rise. Atmospheric and Climate Sciences*, 04(01), pp.60–63.
- Sunyaev, R.A. & Zeldovich, Y.B., 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*, 4, p.173.
- Tauber, J.A., Norgaard-Nielsen, H.U., et al., 2010. *Planck pre-launch status: The optical system. Astronomy and Astrophysics*, 520, p.A2.
- Tauber, J.A., Mandolesi, N., et al., 2010. *Planck pre-launch status: The Planck mission. Astronomy and Astrophysics*, 520, p.A1.
- Tavernier, S., 2009. *Interactions of Particles in Matter. In Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg*, pp. 23–53. Available at: http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-00829-0_2 [Accessed May 20, 2015].
- The Pierre Auger Collaboration et al., 2007. *Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. Science*, 318(5852), pp.938–943.
- Triqueneaux, S. et al., 2006. *Design and performance of the dilution cooler system for the Planck mission. Cryogenics*, 46(4), pp.288–297.
- Tylka, A. et al., 1997. *CREME96: A Revision of the Cosmic Ray Effects on Micro-Electronics Code. IEEE Transactions on Nuclear Science*, 44(6), pp.2150–2160.
- Varesi, S. et al., 2007. *HFI 0.2K stages simulations and ground tests results, IAS*.
- Wasim, S.M. & Zebouni, N.H., 1969. *Thermal Conductivity of Superconducting Niobium. Physical Review*, 187(2), pp.539–548.
- Wilson, C.T.R., 1927. *On the Cloud Method of Making Visible Ions and the Tracks of Ionizing Particles, Stockholm: Nobel lecture*.
- Wilson, C.T.R., 1901. *On the ionisation of atmospheric air. Proceedings of the Royal Society of London*, 68(442-450), pp.151–161.
- Wulf, T., 1910. *Beobachtungen über die Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit auf dem Eiffelturm. Physikalische Zeitschrift*, 11, pp.811–813.
- Wulf, T., 1933. *Die Faden-Elektrometer, Berlin [etc.]: Ferd. Dümmers Verlag*.
- Wulf, T., 1909. *Über die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit. Physikalische Zeitschrift*, 10, pp.152–157.
- Yun, M. et al., 2004. *Microfabrication of silicon–nitride micromesh bolometric detectors for planck high frequency instrument. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 22(1), p.220.

Annexes

A.1 Fabrication des bolomètres embarqués sur HFI

La fabrication de l'ensemble des bolomètres a été réalisée à partir d'une plaque de SOI de 15,2 cm de diamètre.

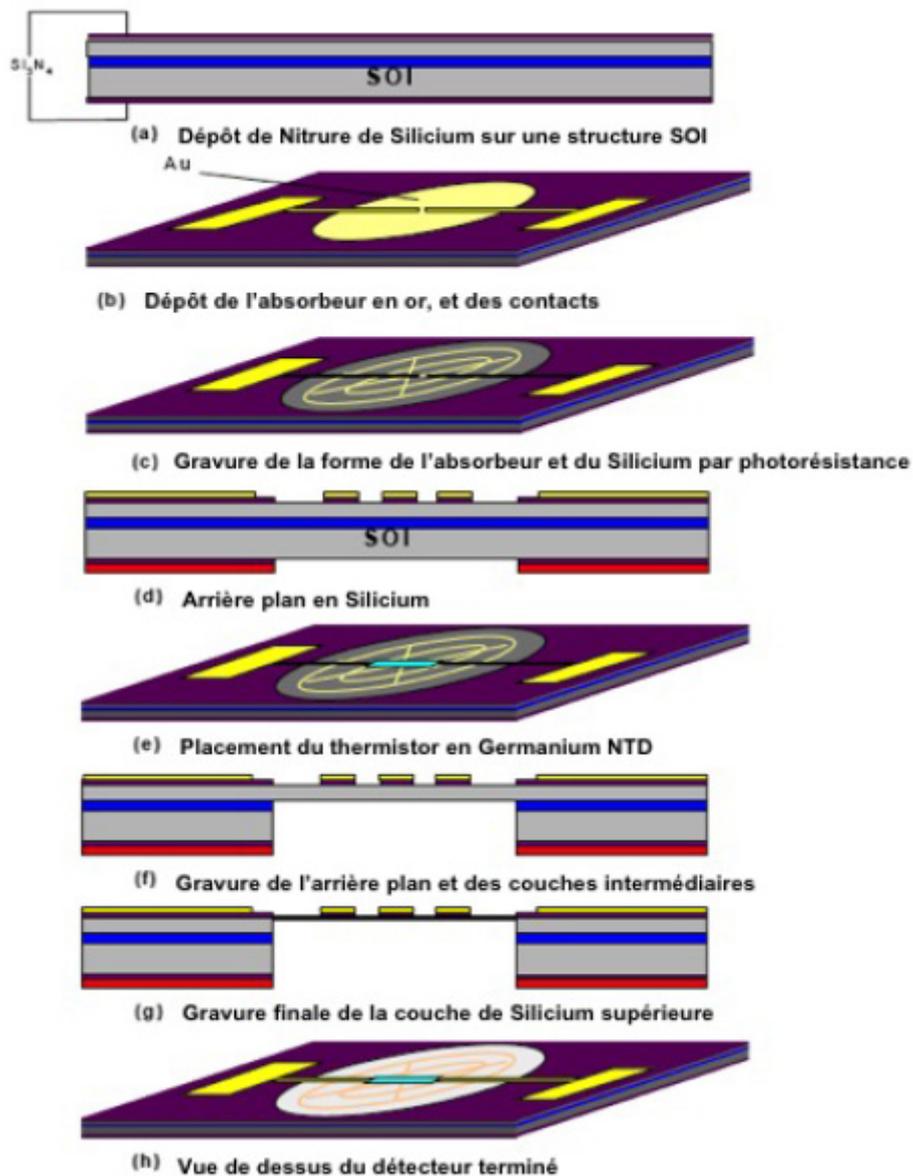
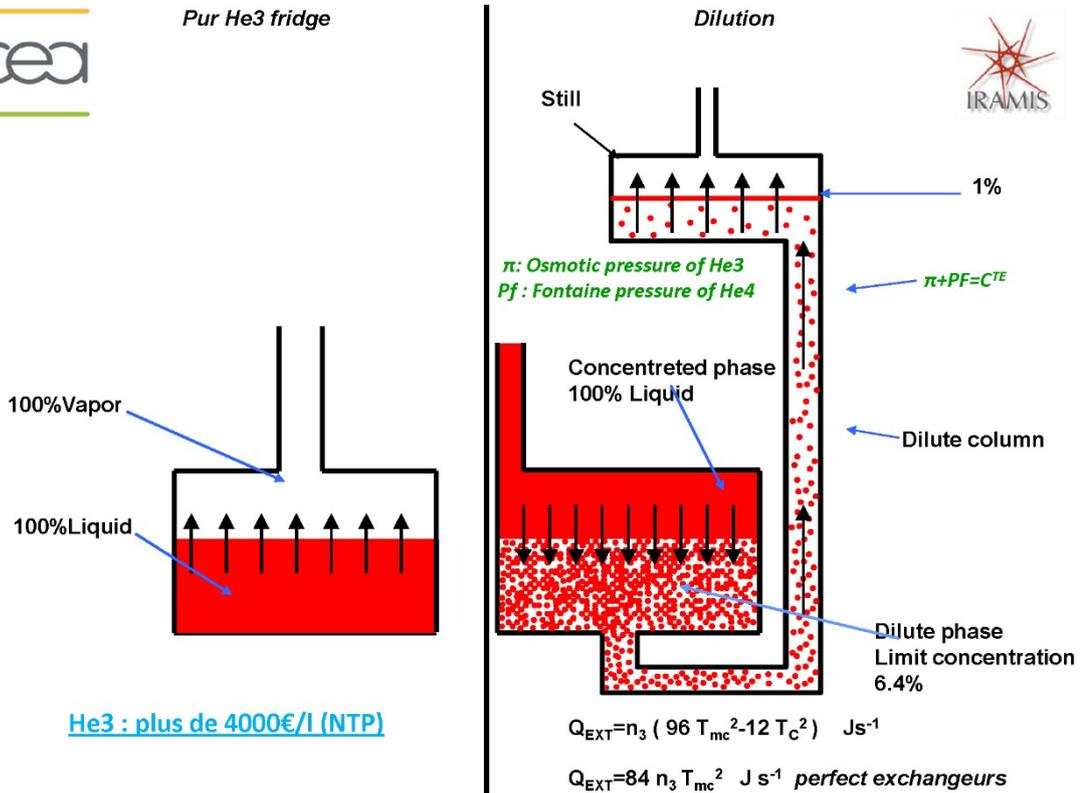
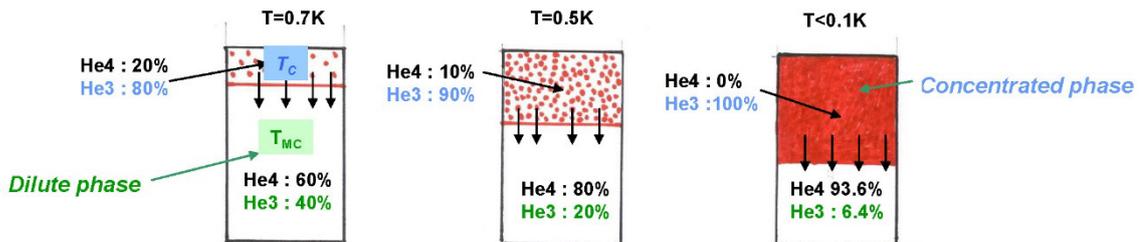
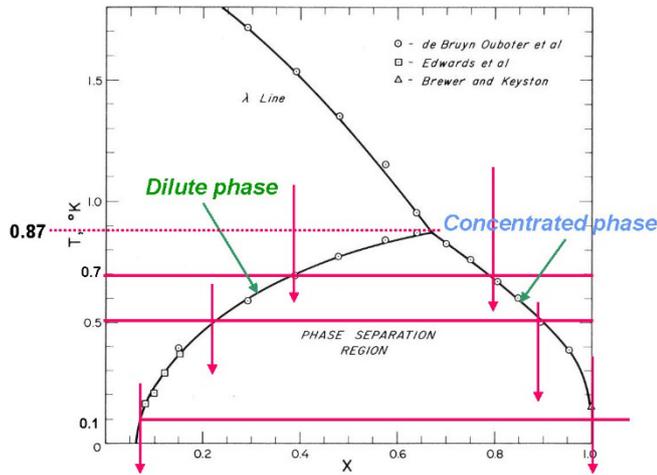


Figure 6.22 : Schéma résumant les étapes de fabrication des bolomètres de HFI. Extrait de (Yun et al. 2004)

A.2 Principe de la dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$

Les images suivantes sont tirées de la présentation de P. Pari lors de l'école Détection de Rayonnement à Très Basse Température (DRTBT) 2012 (Pari et al. 2012).



A.3 Flux de particules en fonction de la géométrie des bolomètres

Frequence	Surface SiN (Grille)	Surface thermo	Surface SiN + Thermo	Surface Wafer	Somme surface	Taux <i>glitch</i> détecté	Flux mesuré
GHz	mm ²	mm ²	mm ²	mm ²	mm ²	glitch / min	(m ² ·sr·s) ⁻¹
Moyenne	0,17	0,049	0,22	41,65	41,87	71,50	4,78 10⁰³
100_1a	0,371	0,049104	0,420104	43	43,420104	30,8	1,88 10 ⁰³
100_1b	0,371	0,049104	0,420104	43	43,420104	65,7	4,01 10 ⁰³
100_2a	0,371	0,049104	0,420104	43	43,420104	51,4	3,14 10 ⁰³
100_2b	0,371	0,049104	0,420104	43	43,420104	62,7	3,83 10 ⁰³
100_3a	0,371	0,049104	0,420104	43	43,420104	41,9	2,56 10 ⁰³
100_3b	0,371	0,049104	0,420104	43	43,420104	92,4	5,64 10 ⁰³
100_4a	0,371	0,049104	0,420104	43	43,420104	20,1	1,23 10 ⁰³
100_4b	0,371	0,049104	0,420104	43	43,420104	30,4	1,86 10 ⁰³
143_1a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	32,7	1,76 10 ⁰³
143_1b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	89,2	4,81 10 ⁰³
143_2a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	88,4	4,76 10 ⁰³
143_2b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	35,1	1,89 10 ⁰³
143_3a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	65,4	3,52 10 ⁰³
143_3b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	92,7	5,00 10 ⁰³
143_4a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	86,4	4,66 10 ⁰³
143_4b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	83,9	4,52 10 ⁰³
217_5a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	55,8	3,01 10 ⁰³
217_5b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	113,5	6,12 10 ⁰³
217_6a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	43,9	2,37 10 ⁰³
217_6b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	55,6	3,00 10 ⁰³
217_7a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	32,3	1,74 10 ⁰³
217_7b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	96,9	5,22 10 ⁰³
217_8a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	54,8	2,95 10 ⁰³
217_8b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	108,7	5,86 10 ⁰³
353_3a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	89,9	4,85 10 ⁰³
353_3b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	95,4	5,14 10 ⁰³
353_4a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	71,6	3,86 10 ⁰³
353_4b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	50,1	2,70 10 ⁰³
353_5a	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	67,1	3,62 10 ⁰³
353_5b	0,168	0,049104	0,217104	49	49,217104	38	2,05 10 ⁰³
353_6a	0,13	0,049104	0,179104	49	49,179104	94,6	5,10 10 ⁰³
353_6b	0,13	0,049104	0,179104	49	49,179104	114,8	6,19 10 ⁰³
143_5	0,184	0,049104	0,233104	41	41,233104	61,7	3,97 10 ⁰³
143_6	0,184	0,049104	0,233104	41	41,233104	100,4	6,46 10 ⁰³
143_7	0,184	0,049104	0,233104	41	41,233104	95,6	6,15 10 ⁰³
143_8	0,184	0,049104	0,233104	41	41,233104	100,8	6,48 10 ⁰³
217_1	0,047	0,049104	0,096104	28	28,096104	79,6	7,52 10 ⁰³
217_2	0,047	0,049104	0,096104	28	28,096104	84,2	7,95 10 ⁰³
217_3	0,047	0,049104	0,096104	28	28,096104	63,5	6,00 10 ⁰³
217_4	0,047	0,049104	0,096104	28	28,096104	75,1	7,09 10 ⁰³

353_1	0,025	0,049104	0,074104	33	33,074104	54,4	4,36 10 ⁰³
353_2	0,025	0,049104	0,074104	33	33,074104	47,5	3,81 10 ⁰³
353_7	0,047	0,049104	0,096104	28	28,096104	83	7,84 10 ⁰³
353_8	0,047	0,049104	0,096104	28	28,096104	62,2	5,87 10 ⁰³
545_1	0,152	0,049104	0,201104	31	31,201104	80,2	6,82 10 ⁰³
545_2	0,152	0,049104	0,201104	31	31,201104	83,7	7,12 10 ⁰³
545_3	0,152	0,049104	0,201104	31	31,201104	77,5	6,59 10 ⁰³
545_4	0,085	0,049104	0,134104	31	31,134104	89	7,58 10 ⁰³
857_1	0,085	0,049104	0,134104	31	31,134104	91,3	7,78 10 ⁰³
857_2	0,152	0,049104	0,201104	31	31,201104	86,7	7,37 10 ⁰³
857_3	0,152	0,049104	0,201104	31	31,201104	73,5	6,25 10 ⁰³
857_4	0,085	0,049104	0,134104	31	31,134104	76,3	6,50 10 ⁰³

A.4 Facteur de calibration des bolomètres entre ADU et Kelvin

Bolomètre	Facteur (K/ADU)	Bolomètre	Facteur (K/ADU)	Bolomètre	Facteur (K/ADU)
01_100_1b	0,0224167	31_143_2b	0,0180347	61_217_7a	0,0179335
02_143_1a	0,0185019	32_353_4a	0,0159178	62_217_7b	0,0185866
03_143_1b	0,0178928	33_353_4b	0,0166127	63_353_6a	0,0121106
04_217_1	0,0128056	34_545_2	0,0234786	64_353_6b	0,0119187
05_353_1	0,0213180	35_857_2	0,0235539	65_857_3	0,0242167
10_143_5	0,0152100	40_100_3a	0,0234217	70_143_8	0,0153779
11_217_5a	0,0177778	41_100_3b	0,0215056	71_217_8a	0,0168789
12_217_5b	0,0158974	42_143_6	0,0168177	72_217_8b	0,0169404
13_353_2	0,0216245	43_217_6a	0,0177765	73_545_4	0,0223659
14_545_1	0,0234994	44_217_6b	0,0181136	74_857_4	0,0237479
15_Dark1	0,0128336	45_353_7	0,0119928	75_Dark2	0,0119224
20_100_2a	0,0245227	50_143_3a	0,0191886	80_100_4a	0,0258538
21_100_2b	0,0231249	51_143_3b	0,0182968	81_100_4b	0,0218658
22_217_2	0,0127766	52_217_3	0,0124581	82_143_4a	0,0183445
23_353_3a	0,0168858	53_353_5a	0,0173632	83_143_4b	0,0166435
24_353_3b	0,0174388	54_353_5b	0,0169162	84_217_4	0,0120355
25_857_1	0,0228871	55_545_3	0,0229167	85_353_8	0,0119291

A.5 Hypothèses non retenues pour la formation des *HCE* lents

A.5.1 Les pieds en HoY

Les pieds en HoY (§2.4.2) font le lien mécanique et thermique entre la platine dilution et la platine bolomètre. L'importante constante de temps de cet alliage nous a dirigés vers ce système pour expliquer les *HCE* lents.

Hypothèse : l'énergie de la gerbe de particules est déposée dans la platine et les pieds en Holmium-Yttrium. La conduction au sein de ce matériau étant découplée entre atome et électron, celle-ci est très lente et pourrait induire des constantes de temps élevées.

Essai : Calcul des températures atteintes de la platine et des pieds pour une gerbe de particules de 1 TeV dont la totalité de l'énergie est déposée :

Élément	Masse (kg)	Capacité calorifique (J/kg·K)	Capacité calorifique (J/K)	Élévation température (μ K)
Un pied	$6,8 \cdot 10^{-3}$	32,49 (HoY atomique)	$2,2 \cdot 10^{-1}$	0,7
Platine	$7,7 \cdot 10^{-1}$	0,042 (Inox)	$3,2 \cdot 10^{-2}$	5

Table 6.11 : Comparaison des températures induites par le dépôt d'énergie d'une gerbe de 1 TeV dans un pied en HoY et la platine bolomètre.

Résultats : Tout d'abord, la grande capacité calorifique de l'HoY demande de déposer une très grande quantité d'énergie pour chauffer de 1 μ K les pieds. Dans le cas d'une gerbe, il n'est pas envisageable qu'elle ne touche que les pieds sans toucher la platine. Ainsi, en estimant que la proportion des particules interagissant avec la platine et les pieds est similaire, le calcul reporté en Table 6.11 montre que la température de la platine sera toujours plus élevée que celle des pieds, de part une capacité calorifique de la plaque plus faible.

Les pieds ne permettent donc pas d'expliquer les constantes de temps lentes des *HCE* lents.

A.5.2 La double gerbe

Hypothèse : Une particule cosmique parcourt une longue distance dans l'espace et rencontre d'autres particules avec lesquelles elle interagit et forme une gerbe de particules. Celle-ci rencontre alors d'autres particules, interagit, et forme à nouveau une gerbe, et ainsi de suite. Les particules n'étant pas toutes de même énergie, leurs vitesses sont donc différentes. Est ainsi créé un nuage de particules, composé d'une première gerbe, rapide, et d'une plus lente, idéalement espacé d'un temps de 30 secondes ce qui expliquerait les *HCE* lents.

Sur Planck, on observe la gerbe créée par la particule cosmique rentrant en contact avec les matériaux du satellite. Puis 30 sec plus tard, la montée en température obtenue par l'impact du reste du nuage.

Essai : Calcul de l'histogramme du temps séparant des évènements pour lesquels apparaît un *glitch* simultanément dans au moins 15 bolomètres, voir Figure 6.23.

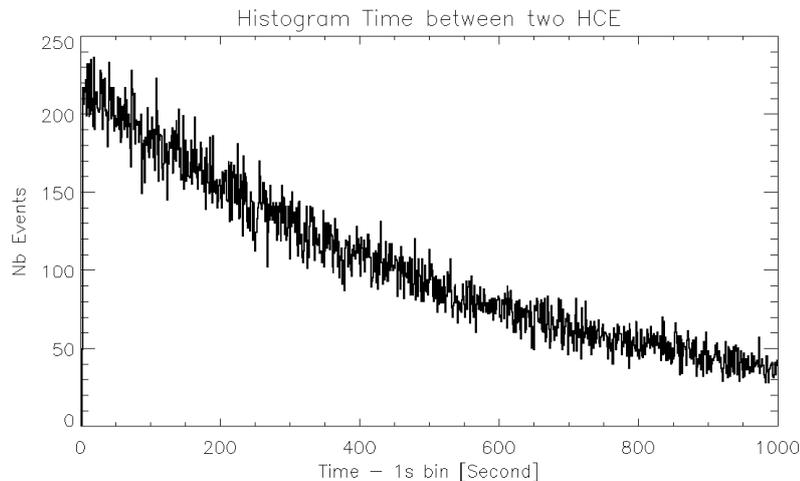


Figure 6.23 : Histogramme de la durée séparant deux évènements pour lesquels apparaît un *glitch* simultanément dans au moins 15 bolomètres. L'histogramme n'est donné que pour les évènements séparés d'au plus 1000 secondes afin d'observer un possible pic autour de 30 secondes.

Résultats : La Figure 6.23 montre une décroissance constante du temps séparant les gerbes de particules. Aucun pic autour de 30 secondes, qui prouverait l'existence d'une seconde gerbe, n'est visible

A.5.3 Les propulseurs générateurs de *HCE*

Le satellite Planck est équipé de 6 propulseurs d'une poussée de 20 N chacun, plus 2 propulseurs d'une poussée de 1 N chacun. Les propulseurs de 20 N servent au changement d'orbite du satellite et aux grandes manœuvres tandis que ceux de 1 N servent à la stabilisation. Ces deux types de propulseurs sont alimentés en hydrazine (N_2H_4), un monergol qui permet le fonctionnement autonome du moteur.

De la combustion résulte principalement de l'hydrogène et de l'azote qui se solidifie en environnement spatial et peut être adsorbé sur les parois du satellite.

Hypothèse : l'hydrogène et l'azote résultant de la combustion de l'hydrazine sont adsorbés sur les parois de Planck et à l'intérieur de HFI. Ces gaz chauds interagissent avec le plan focal et forment les *HCE*.

Essai : On compare les amplitudes des *HCE* avec la température des propulseurs : Figure 6.24

Résultat : Aucune corrélation n'est observable. Le test de Kolmogorov-Smirnov renvoie une valeur de probabilité inférieure à $1 \cdot 10^{-3}$. De plus, il paraît difficile pour le gaz chaud d'être adsorbé encore chaud sur les parois du plan focal après avoir traversé l'ensemble du satellite puis de l'instrument Planck/HFI.

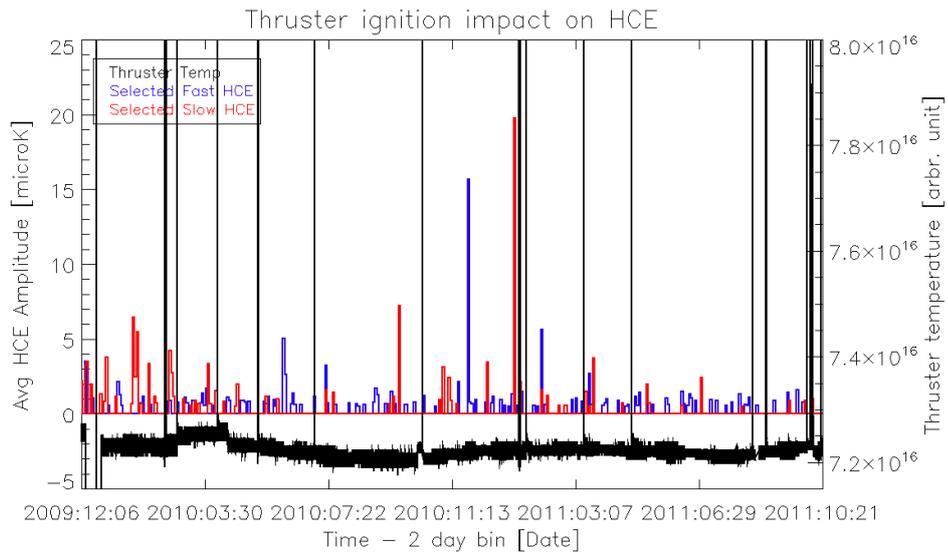


Figure 6.24 : Comparaison de l'amplitude moyenne des *HCE* lents et rapides sur deux jours avec la température des propulseurs. Les 8 propulseurs sont regroupés en une seule courbe. Les faibles variations proches de $7,2 \cdot 10^{16}$ sont créées par les propulseurs de 1 N tandis que les évènements de fortes amplitudes sont créés par les propulseurs de 20 N utilisés lors des grandes manœuvres.

A.6 Le cryostat Symbol à l'IAS

A.6.1 Description

Symbol est un cryostat à dilution destiné, dans un premier temps, aux tests des systèmes bolométriques. Ce banc de test fut largement utilisé pour caractériser les chaînes de mesure des bolomètres en vue de la mission Planck/HFI, et tester les systèmes thermiques actifs et passifs embarqués (Piat 2000). Acquis au milieu des années 1990 par l'IAS, d'après un cahier-des-charges établi par Jean-Michel Lamarre et Jean-Pierre Torre, il est installé au laboratoire submillimétrique.

Aujourd'hui, Symbol fait partie de la vieille génération des cryostats sub-Kelvin. La nouvelle génération intègre généralement un pulse-tube qui épargne le pré-refroidissement à l'hélium liquide et un système d'électrovannes (pilotés à distance) automatisées pour assurer la mise en froid. Néanmoins, sa stabilité thermique et sa facilité d'accès en font un outil excellent.

Symbol est un cryostat de type Sionludi¹⁹ fabriqué par la division Très Basse Température (TBT) d'Air Liquide, aujourd'hui englobée dans le département *Air Liquide Advanced Technologies*. En fonctionnement, il est composé des éléments suivants :

- Le corps du cryostat composé des différents étages cryogéniques, surmonté d'une cloche à vide, elle-même connectée à un groupe de pompage. L'ensemble est posé sur un marbre.
- Un vase d'hélium 4 liquide permettant le pré-refroidissement du système.
- Un panneau de contrôle regroupant les vannes et les manomètres. Y est associé le filtre à azote plongé dans de l'azote liquide.
- Un groupe de pompage regroupant un compresseur, une pompe de circulation, et un système de pompage de la réserve d'hélium 4 liquide. Les tuyaux entre le groupe de pompage et le panneau de contrôle passent dans des blocs de sable et de béton afin de réduire au maximum les vibrations.

A.6.2 Fonctionnement

Le fonctionnement d'un cryostat à dilution, comme son nom l'indique en partie, est basé sur la dilution de l'³He gazeux dans l'⁴He liquide. Cette technique permet d'atteindre des températures de quelques dizaines de millikelvin. Mais, comme pour Planck, plusieurs étages sont nécessaires pour y parvenir. Symbol est ainsi divisé en 6 étages aux températures de 80K, 20K, 4K, 1K, 0,3K²⁰ et enfin 100mK empilés de bas en haut. Pour minimiser la conduction thermique, les étages 80K, 20K, 4K et 1K sont isolés par des tubes paroi fine en inox. Les étages

¹⁹ « Dilution » en « verlan ». Sur Symbol, les étages cryogéniques vont, de bas en haut, du plus chaud au plus froid, au contraire des cryostats standards qui ont la « tête en bas ».

²⁰ L'étage 0,3K est placé en « dessous » de l'étage 1K comme le montre la Figure 6.25 pour un gain de place

0,3K et 100 mK sont eux isolés par des tubes en fibre de verre, meilleur isolant. Le rayonnement thermique est coupé par 5 écrans en cuivre dorés vissés aux étages 80K, 20K, 4K, 1K et 100 mK.

L'ensemble du corps est placé dans une enceinte à vide à 300K, dont le joint élastomère couplé à de la graisse à vide assure l'étanchéité. Le volume disponible sous la cloche est d'environ 15,5 L. Une vanne sur le côté du cryostat permet de procéder au vide à l'aide d'une turbopompe. Les échanges thermiques par convection sont ainsi supprimés.

Au sommet du corps se trouve la platine froide d'un diamètre de 74 mm, mais l'écran 100mK limite le diamètre à 65 mm pour une hauteur de 130 mm.

Le schéma donné en Figure 6.28 présente le fonctionnement d'un cryostat. Deux circuits distincts sont présents : un circuit d' ^4He (en vert), et un circuit de mélange $^3\text{He}/^4\text{He}$ (en bleu et rouge).

Le circuit ^4He est utilisé pour refroidir les trois premiers étages (80K, 20K, 4K) à leurs températures nominales, mais également pour refroidir à 4K le mélange arrivant chaud de la réserve. L' ^4He liquide ($L^4\text{He}$) est injecté dans les conduites du cryostat depuis un vase mis sous pression dans lequel est insérée une canne de transfert. Pour aider à la circulation, une pompe est connectée au circuit $L^4\text{He}$. L'hélium 4 liquide refroidit l'étage 4K avant de redescendre sous forme gazeuse en refroidissant les étages 20K puis 80K.

Pour aider au refroidissement de ces premiers étages, une petite quantité du mélange $^3\text{He}/^4\text{He}$ est utilisée comme fluide caloporteur au travers du circuit rapide (rouge sur le schéma) jusqu'à l'obtention des températures nominales de ces étages. Il circule dans un premier temps dans l'échangeur du circuit $L^4\text{He}$ puis dans le bouilleur 2 (B2), dans la boîte à mélange, passe dans le bouilleur 1, dans l'échangeur et ressort de la dilution par le bouilleur 1 (B1) avant d'être réinjecté. Cette circulation permet le refroidissement de l'ensemble du cryostat à 4K en une dizaine d'heures comme le montre la Figure 6.26.

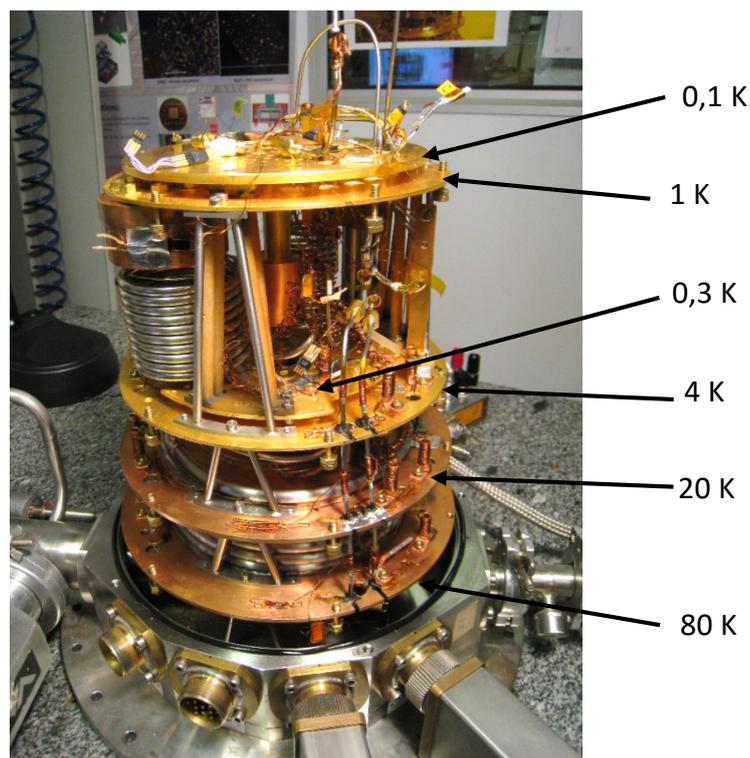


Figure 6.25 : Photo de Symbol sans sa cloche à vide ni les écrans anti-rayonnement thermique. La température de chaque étage est donnée à droite. On remarquera que l'étage 0,3K est situé sous l'étage 1K.

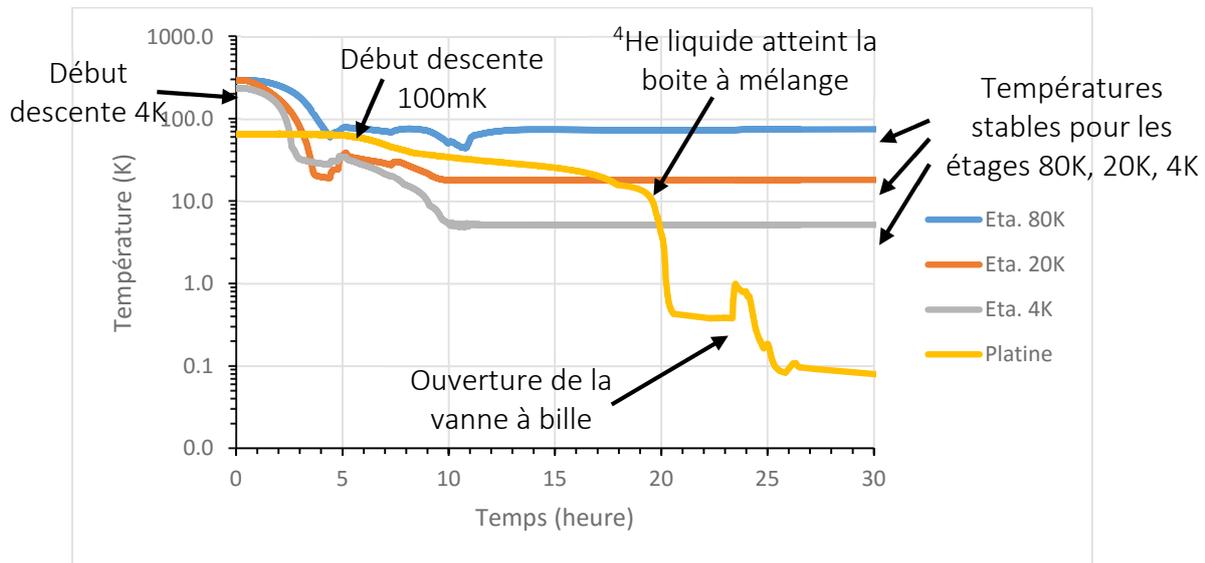


Figure 6.26 : Exemple d'une mise en froid du cryostat Symbol avec les différentes étapes réalisées tout du long du processus.

Pour arriver à la température de 100 mK, le circuit rapide est fermé et le mélange $^3\text{He}/^4\text{He}$ ne passe plus que par le circuit d'injection lente (en bleu sur la Figure 6.28). La proportion exacte n'est pas connue mais doit théoriquement être d'environ 25 % d' ^3He pour une réserve de 34 L. Il se refroidit sur les différents étages pré-refroidis de la dilution pour être amené à 4K, puis subit une détente Joule-Thomson au travers d'une première impédance. Le mélange atteint alors le bouilleur 1, rencontre une seconde impédance, passe à contre-courant du mélange sortant pour l'amener à la même température et est injecté dans la boîte à mélange. A ces températures et pressions, l'hélium 4 devient liquide (environ à 500 mK) alors que l'hélium 3 reste gazeux comme le montre la Figure 6.27.

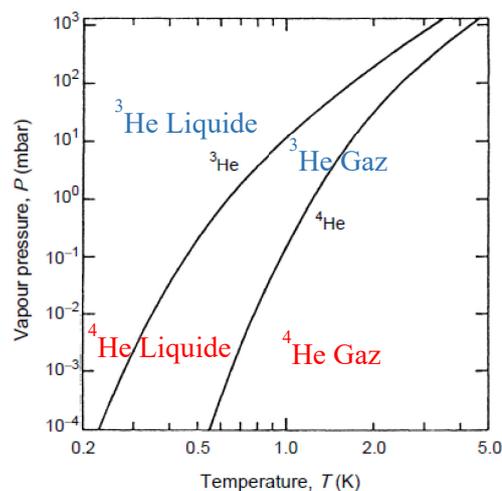


Figure 6.27 : Pression de vapeur de l' ^3He liquide et de l' ^4He liquide. (Pobell 2007, p.18)

A l'équilibre se crée une séparation de phase dans la boîte à mélange (voir Annexe A.2) : une phase riche en ^3He (phase concentrée) et une riche en ^4He (phase diluée). Dans cette dernière, ^3He gazeux est présent à une concentration de 6,6 % dans ^4He , considéré comme du vide de par son état superfluide. Le passage de ^3He de la phase concentrée à la phase diluée crée une détente prélevant ainsi de la chaleur à la phase concentrée entraînant le refroidissement de la chambre à mélange.

Lorsque le cryostat a atteint son régime stable, et si les conditions techniques et les bonnes proportions d' $^3\text{He}/^4\text{He}$ du mélange sont réunies (voir §A.6.5), seul ^3He circule dans l'ensemble du cryostat, ^4He étant entièrement liquéfié. Une pompe assure cette circulation. Lorsque tout le mélange est injecté, le pompage sur le bouilleur 2 est activé afin d'augmenter les performances de pompage sur la boîte à mélange et donc le refroidissement.

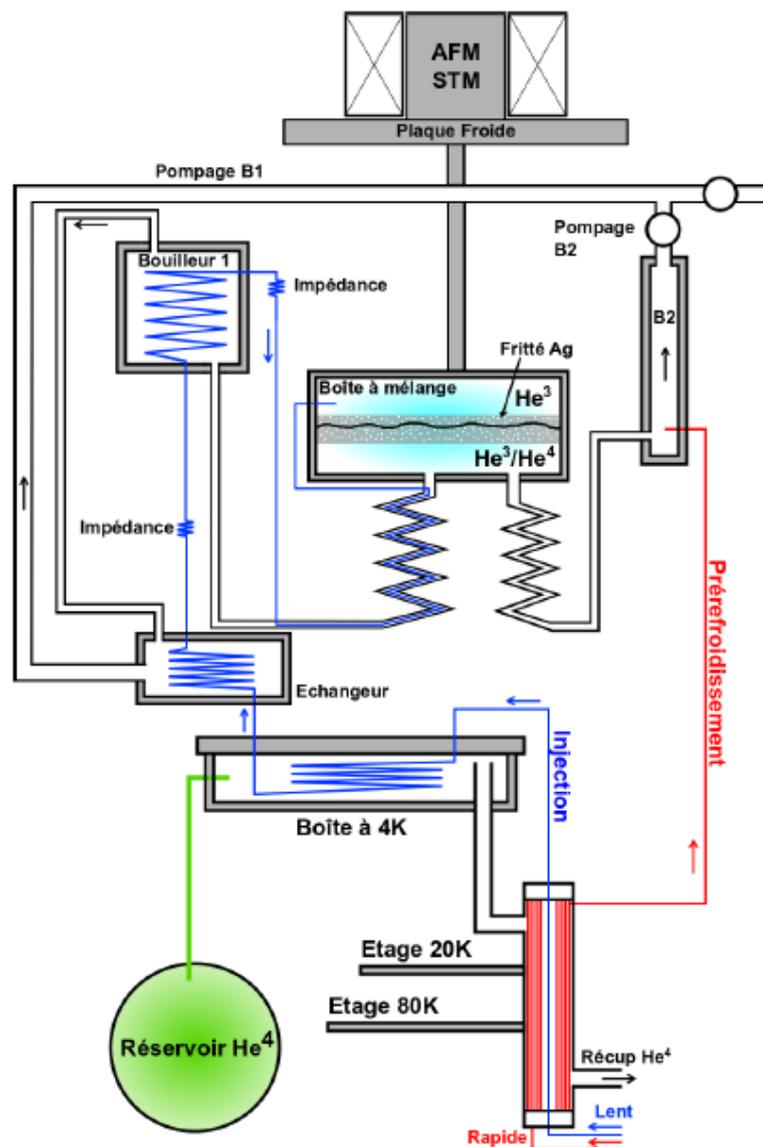


Figure 6.28 : Schéma de fonctionnement du cryostat Symbol. Le tracé rouge correspond au circuit rapide, le bleu au circuit lent. Extrait de la thèse de Sylvain Martin (Martin 2012)

A.6.3 Performances

Au-delà du temps de mise en froid assez réduit, les performances de Symbol, malgré son âge avancé, restent excellentes. La température minimale atteinte lors des expériences fut de 50 mK, et la puissance disponible à 100 mK est de 400 μW . Le cryostat peut donc être soumis à des puissances parasites ou voulues d'une puissance totale d'au plus 400 μW à 100 mK avant que le cryostat ne se réchauffe. C'est cette grande puissance disponible qui nous a permis d'introduire un chauffage ponctuel de plusieurs Kelvins sur l'étage expérimental.

La stabilité thermique est également excellente. Sans régulation thermique active, pour une température moyenne de 100 mK, l'écart type est d'environ 0,1 mK. Le PID mis en place en mai 2014 nous a permis de gagner en stabilité avec un écart type de $1 \cdot 10^{-3}$ mK à 100 mK.

En plus de ces excellentes performances, la qualité de fabrication et la fiabilité du banc nous a permis de ne réaliser que des expériences concluantes même si un certain nombre de problèmes furent rencontrés, détaillé dans le §A.6.5.

A.6.4 Modifications apportées

J'ai apporté plusieurs modifications au cryostat au cours des expérimentations liées à ma thèse. Tout d'abord, pour une meilleure utilisation, le manuel a été entièrement revérifié. J'y ai rajouté de nombreuses images décrivant les étapes afin que, dans le futur, ce banc puisse être utilisé sans aide extérieure. Lors de cette réécriture, j'ai également pris le parti de lister les éléments actifs du cryostat tels que les thermomètres et chauffages. Ces éléments ont ainsi pu être localisés avec précision, testés et remplacés le cas échéant.

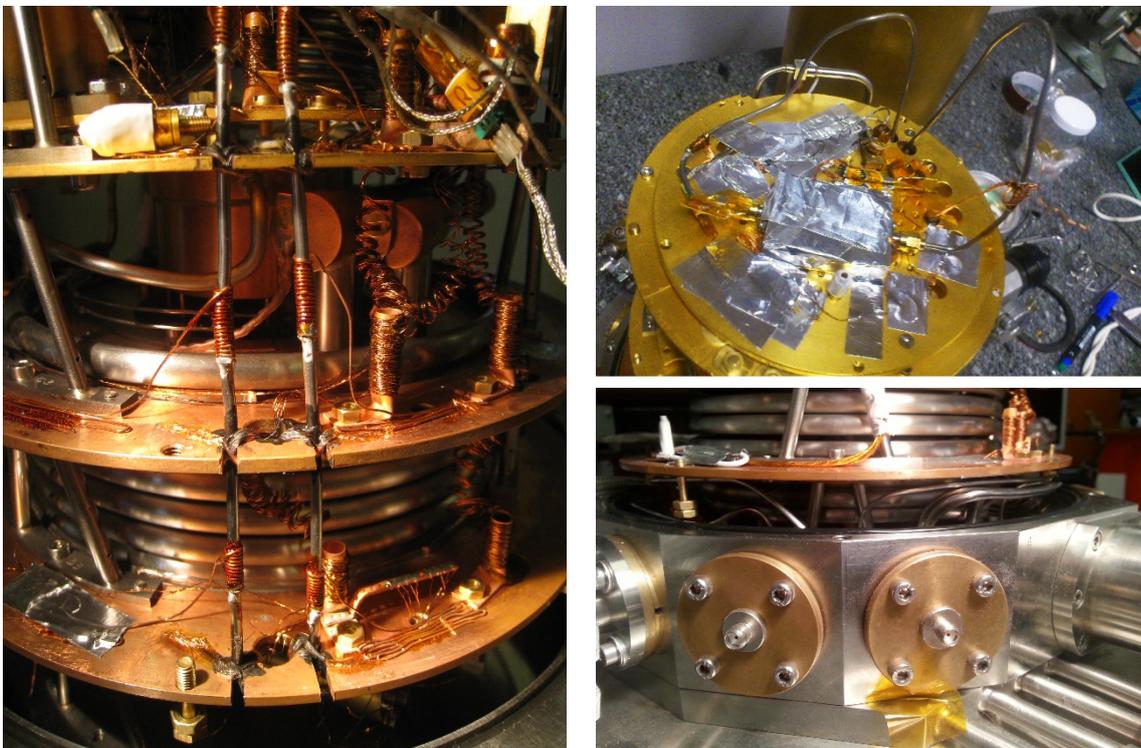


Figure 6.29 : Photos du montage de la connectique pour la lecture des LEKID. [A gauche] on voit les câbles à la verticale passant au travers des différents étages. La Stycast (colle noire entre les intersections platine/câble) permet le contact thermique avec les platines. Les fils de cuivre enroulés

autour des câbles et collés au vernis 7031 améliorent la thermalisation. [A droite, haut] les câbles sortent par la platine dilution de Symbol et sont connectés au boîtier contenant la matrice de LEKIDs. Des fils de cuivre viennent ici aussi thermaliser les câbles à 100 mK. [A droite, bas] connecteurs SMA hermétiques installés sur des prises à la base du cryostat (à 300 K)

L'ensemble du cryostat a également été nettoyé afin de limiter les dégazages lors du pompage puis des effets thermiques indésirables lors de la mise en froid.

La principale modification réside dans le passage de câbles coaxiaux pour la mise en place du système de lecture des Lumped Element Kinetic Inductance Detectors (LEKID) (Doyle et al. 2008). Cette installation a été réalisée dans le cadre de la collaboration NIKA2 dans l'optique de tester les détecteurs avant installation sur le plan focal du télescope. Pour lire cette matrice nous avons besoin de câbles rigides en inox jusqu'à environ 4K, puis de câbles en niobium connectés au support. Pour faire passer ces deux câbles (entrée et sortie du signal) nous avons donc dû percer les platines de chaque étage comme le montre la Figure 6.29.

Afin d'assurer la thermalisation des câbles, ceux-ci ont été collés aux platines à la Stycast 2850 et enroulés par des fils de cuivre reportés sur les platines. Ce système n'a pas entraîné de diminution significative de la puissance disponible à 100 mK.

La connectique vers l'appareil de mesure se fait au travers de deux SMA hermétiques. L'étanchéité de l'installation a été vérifiée par un détecteur de fuite d'hélium.

A.6.5 Problèmes rencontrés

Problème de puissance du pompage de l'hélium liquide

Lors de nos premières mises en froid, l'hélium liquide à 4K nécessaire au pré-refroidissement de Symbol circulait dans le banc avec un débit d'environ 10 % (la mesure est donnée en cette unité), bien loin des 40 % donnés par le manuel d'utilisation. Par conséquent, le refroidissement jusqu'à 4K était nettement plus long. Ce bas débit provenait d'une utilisation non optimale de la canne de transfert. Cette dernière est constituée de deux tubes l'un dans l'autre. A l'intérieur du plus petit circule l'hélium liquide. Le plus grand isole le plus petit de la température ambiante à l'aide du vide. Lorsque ce vide n'est pas absolu, comme c'était le cas, l'hélium est soumis à des températures plus élevées et passe sous forme de vapeur, ce qui limite le refroidissement du cryostat.

Le problème fut résolu par la mise sous vide de l'espace isolant de la canne de transfert et le chauffage du charbon actif garantissant le vide à l'intérieur des doubles parois. Cette modification opérée a permis d'atteindre un débit d'environ 20 %.

Par la suite, on a pu augmenter bien davantage le débit en pressurant le réservoir d'hélium liquide à des pressions de 600 mbar.

Mesure du niveau d'hélium liquide

La jauge de niveau d'hélium liquide contenue dans le réservoir affichait parfois des valeurs aberrantes ou nous informait que le niveau d'hélium augmentait avec le temps.

La mesure de niveau d'hélium se fait à l'aide d'une longue sonde plongée dans la cuve d'hélium liquide. Un boîtier de lecture envoie un courant dans la sonde (généralement en NbTi) constituée d'un matériau qui a un comportement résistif dans l'hélium gaz et supraconducteur dans l'hélium liquide. La valeur de la résistance permet de déterminer la hauteur du niveau d'hélium.

Cette sonde, fragile, est contenue dans un tube en fibre de verre percé d'une série de petits trous pour permettre à l'hélium liquide de pénétrer et à l'hélium gazeux de s'échapper. Ces trous étaient bouchés et ne permettait plus un contact régulier entre le NbTi et l'hélium, induisant des mesures aberrantes. Un simple débouchage des trous à l'aiguille permit de résoudre ce problème.

Bouchage du cryostat

Le cryostat se boucha quelques fois, surtout dans les premières mises en froid. Le principal problème en cryogénie est l'humidité. Lorsqu'elle s'infiltré, ce qui arrive lorsque le cryostat n'est pas utilisé pendant plusieurs mois, est que le pompage du banc n'est pas suffisant, la vapeur d'eau se condense au contact de l'hélium liquide injecté lors du pré-refroidissement. Cela a pour effet de boucher les capillaires et d'empêcher la circulation de l'hélium liquide et du mélange hélium 3 / hélium 4 (selon le tuyau bouché).

Pour éviter cela, le banc doit être pompé plusieurs heures durant afin de s'assurer que tous les résidus ont bien été évacués. Nous avons également réalisé le test de « bouchage » décrit dans le manuel d'utilisation.

Fuite de la vanne à bille

Lors du réchauffement du cryostat, après une expérience en décembre 2012, la pression de la réserve du mélange grimpa de manière subite à plus de 2 bars au lieu des 900 mbar habituels. Cette surpression entraîna la surchauffe puis l'arrêt du compresseur.

Après avoir exposé de nombreuses hypothèses (vanne mal fermée, erreur de la jauge de la pression, fuite au niveau du piège à azote), nous avons décidé de réaliser quelques essais qui nous ont permis de déterminer qu'une fuite s'était déclarée au niveau de la vanne à bille : lors de sa fermeture, la pression dans les lignes monte à 1 bar en 15 sec. La réserve était donc bien en surpression et remplie d'air. 73 L avait été injectés dans une réserve de 34 L.

Le problème fut donc triple :

- 1) Isoler le mélange et le séparer de l'air pompé
- 2) Réparer le joint de la vanne à bille
- 3) Réparer la jauge de pression qui était dérégulée

Nous avons commencé par filtrer à l'aide du piège à azote l'ensemble des 73 L de mélange $^3\text{He}/^4\text{He}/\text{air}$. Ce système, refroidit par de l'azote liquide à 77 K, piège tout ce qui a un point d'ébullition supérieur à cette température, notamment les principaux composants de l'air. Cette méthode nous permit de récupérer environ 13 L sur les 34 L initiaux. Pour compléter le manque, nous avons acheté 2 L d'hélium 3 gazeux (environ 2000 € / L) que nous avons injecté dans la réserve avec de l'hélium 4. La difficulté était de retrouver le ratio initial de 25 % ^3He / 75 % ^4He , ne sachant pas quelle était la proportion du mélange des 13 L récupérés. Après injection

du complément, nous sommes parvenus à un ratio final de 25 % d' ^3He , validé par une mesure au spectromètre de masse donnant un pourcentage d' ^3He à 28 %.

Concernant les joints de la vanne à bille, comme des signes de corrosion ou de durcissement n'étant pas directement observables, nous avons choisi de changer l'ensemble des joints par précaution. De plus, afin d'éliminer la poussière, cette partie du cryostat fut nettoyée.



Figure 6.30 : Vanne à bille de Symbol. [A gauche] l'ensemble du dispositif avec en haut de l'image la vanne en elle-même, reliée à la tige, qui, par rotation l'ouvre et la ferme. [A droite] le système reliant la tige à la roue que tourne l'opérateur à l'extérieur du cryostat. C'est l'un de ces deux joints qui entraîna la fuite.

Enfin, la jauge de pression du réservoir fut retirée en ouvrant le banc à l'air et rééquilibrée. La jauge en elle-même, à notre grande surprise, n'était pas endommagée.



Figure 6.31 : Mécanisme d'un manomètre Blondelle SA « A Lame Acier »

Titre : Etude et modélisation de l'interaction des particules cosmiques avec les détecteurs cryogéniques de l'astronomie submillimétrique et X

Mots clés : Particule cosmique – Bolomètre – TES – Hélium – Cryogénie – Planck/HFI

Résumé : Les particules cosmiques sont émises par différentes sources galactiques et sont composées de protons et de noyaux d'hélium. Ces éléments interagissent avec les matériaux et y déposent leur énergie principalement par interaction nucléaire.

L'instrument Planck/HFI a observé le ciel depuis l'espace dans le but de cartographier le fond diffus cosmologique. Pour cela, HFI embarque un plan focal refroidit à 100 mK composé de 54 bolomètres. Le flux de particules cosmiques, interagissant avec les composants des détecteurs (thermomètre, grille, *wafer*), chauffe ponctuellement les capteurs (*glitches*) ce qui entraîne une dégradation du signal scientifique. Leur étude a révélé un autre effet thermique caractérisé par un chauffage global du plan focal de l'ordre du microkelvin, les High Coincidence Events (*HCE*).

Deux familles de *HCE* ont été isolées dans les données : les *rapides*, générés par des gerbes de particules secondaires formées dans les couches externes du satellite et interagissant avec l'ensemble de l'instrument HFI ; les *lents*, généré par la vaporisation d'hélium formant un lien thermique ponctuel entre le plan focal et l'étage à 1,6 K lui faisant face.

L'exposition d'une matrice de bolomètres TES à une source de particules α a démontré une réponse similaire mais également des *glitches* simultanés entre les pixels.

Ces recherches démontrent que les particules cosmiques et les gerbes de particules doivent être étudiées afin d'éviter des effets thermiques prédominant. Le développement des prochaines générations de détecteurs, devront ainsi prendre en compte ces interactions, indissociables d'une mission spatiale, et s'en prémunir.

Title: Study and modeling of cosmic ray interaction with cryogenic detectors for submillimeter and X-ray space astronomy

Keywords: Cosmic ray – Bolometer – TES – Helium – Cryogenics – Planck/HFI

Abstract: Cosmic rays are emitted from different galactic sources and consist of protons and helium nuclei. These elements interact with matter and deposit part of their energy by nuclear interaction.

The Planck/HFI instrument observed the sky from space to map the Cosmic Microwave Background. For this purpose, HFI has a focal plane cool down to 100 mK and composed of 54 bolometers. The interactions of the cosmic ray flux with the detectors' components (thermometer, grid and wafer) heat up regularly the sensor (*glitches*) which leads to a degradation of the scientific signal. Studying them revealed another thermal effect characterized by a thermal increase of the entire focal plane up to the microkelvin range, the High Coincidence Events (*HCE*).

Two *HCE* families were separated: the *fast* ones, generated by cosmic ray showers developed in the external layers of the satellite and interacting with the entire HFI instrument and the *slow* ones, generated by the vaporization of helium forming a punctual thermal link between the focal plane and the 1.6 K stage facing it.

Exposure of a TES bolometer matrix to an α particles source showed a similar response but also simultaneous *glitches* on several pixels.

This work demonstrates that cosmic rays and particle showers on next low temperature experiments has to be studied to prevent predominating thermal effects from it. The development of future space experiments will have to take these interactions into account to eliminate them from data.