



HAL
open science

Contributions à la définition des besoins scientifiques et des solutions instrumentales du projet Planck-HFI

Michel Piat

► **To cite this version:**

Michel Piat. Contributions à la définition des besoins scientifiques et des solutions instrumentales du projet Planck-HFI. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT : . tel-00004038

HAL Id: tel-00004038

<https://theses.hal.science/tel-00004038>

Submitted on 19 Dec 2003

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.

THÈSE
présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS XI
spécialité
ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES
par
Michel PIAT

**Contributions à la définition
des besoins scientifiques
et des solutions instrumentales
du projet Planck-HFI**

Soutenue le 9 Octobre 2000 devant le jury composé de:

| | |
|-------------------------|---|
| Président: | Prof. Pierre ENCRENAZ |
| Directeur de recherche: | Dr. Jean-Michel LAMARRE |
| Rapporteurs: | Prof. Matthew GRIFFIN Dr. Maurice CHAPPELLIER |
| Examineurs: | Dr. Jan TAUBER Prof. Guillaume PINEAU DES FORETS |

A Maman.

Remerciements

L'astrophysique est pour moi une véritable passion qui me vient de mes premières observations, durant un été de mon enfance que j'ai aujourd'hui du mal à dater. C'est un voisin, André Del , qui à l'époque m'a fait découvrir le premier les merveilles du ciel. Je tiens ainsi à remercier les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail, à la réalisation d'une passion.

Un grand merci à Jean-Michel Lamarre, mon directeur de thèse, qui a su me guider tout au long de ces années de travaux. Plus qu'un directeur de thèse, il a su répondre à mon appétit scientifique et instrumental, et s'est rendu disponible pour moi malgré un emploi du temps extrêmement chargé.

Merci à Maurice Chapellier et Matthew Griffin d'avoir accepté la lourde tâche de rapporter ce travail, en occupant de plus une partie de leurs vacances.

Merci également à Jan Tauber, Pierre Encrenaz et Guillaume Pineau des Forêts d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

L'ambiance qui règne au sein de l'équipe Symbol avec laquelle j'ai travaillé, m'a permis d'avancer avec enthousiasme et confiance. Je pense en particulier à Bernadette Leriche ("la chef"), Jean-Pierre Torre ("Bill Gates"), Jean-Pierre Crussaire, François Langlet et Mireille Chaigneau. Qu'ils en soient chaleureusement remerciés ici. Je remercie également Jean-Luc Beney qui a travaillé sur Symbol à l'origine du projet.

Je tiens encore à remercier Bernadette pour ses précieux conseils et ses encouragements ainsi que Jean-Pierre Torre pour son humour et le remarquable appui qu'il m'a apporté pendant ma thèse.

L'équipe Planck de l'IAS m'a permis d'aborder sereinement le contexte d'un projet satellite d'une ampleur aussi importante. Je remercie en particulier Jean-Loup Puget, Guy Guyot, Jacques Charra, Bernard Cougrand, Alain Heurtel, Jean-François Sygnet, François Pajot, Maryse Charra pour ses précieux conseils, Philippe Camus ("le belge"), Yuying Longval, Valérie Demuyt, Henri Lagardère, Jean-Jacques Fourmond, Cydalise Dumesnil ainsi que Dominique Yvon, dernier arrivant dans l'équipe. Mes pensées vont également à Richard Gispert qui nous a quitté bien trop tôt.

Je remercie également Jean-Loup Puget et Guilaine Lagache avec lesquels j'ai travaillé sur les aspects astrophysiques de ma thèse. Leur dynamisme communicatif et leur bonne humeur ont été particulièrement agréables.

Merci à Alain Benoit du CRTBT dont le dynamisme communicatif et la fertilité scien-

tifique sont plus qu'exceptionnels. Merci également à François Xavier Désert avec qui j'ai travaillé durant mon stage de DEA sur Diabolo, mais aussi durant ma thèse sur Archeops. Un petit coucou à Karine Madet avec qui j'ai travaillé sur les premiers tests de l'alliage YHo.

Un grand merci aux toulousains du CESR, Martin Giard, Isabelle Ristorcelli, Jacques Narbonne, Roger Pons, Jean-Paul Chabaud¹, Wilfried Marty, Christophe Marty et Philippe Martinato. J'apprécie beaucoup leurs conseils, leur humour et la bonne humeur qu'ils emmènent partout avec eux et qu'ils diffusent largement. Je remercie également Siegfried Gaertner avec lequel j'ai travaillé durant ma première année de thèse.

Mes séjours à Caltech/JPL ont été particulièrement agréables grâce à Viktor Hristov ("yaki!"), Andrew Lange, Chris Pain, Jamie Bock, Peter Mason, Lary Wade, Eric Hivon et Jerry Lilienthal. Qu'ils en soient remerciés avec ferveur. Un merci très spécial à Ravinder Bhatia ("Dosido") qui est devenu bien plus qu'un collègue. Je me rappelle d'un séjour bien précis à Berkeley et San Francisco: c'est bien toi qui a choisi la pizzeria...!

Je remercie également Peter Ade, Rashmi Sudiwala, Elley Wakui et Bruno Maffei du QMW avec lesquels j'ai eu des échanges fructueux. J'apprécie également particulièrement leur humour anglais qui ne les quitte pas.

Pierre Garoche du Laboratoire de Physique des Solides d'Orsay m'a donné de précieux conseils pour la réalisation d'architectures thermiques. Je tiens à le remercier non seulement pour le temps qu'il m'a consacré mais également pour sa sympathie.

Dans le cadre du Data Processing Center de Planck-HFI et d'Archeops, j'ai été amené à échanger des discussions fructueuses avec François Couchot, Réza Ansari, Sophie Henrot-Versillé, François Bouchet, Didier Vibert, Oliver Doré, Jacques Delabrouille et Ken Ganga.

Un grand coup de chapeau aux chercheurs du CSNSM qui effectuent des travaux sur les thermomètres en couches minces de NbSi: Louis Dumoulin, Alexandre Juillard, Laurent Bergé, Stefanos Marnieros, Nader Mirabolfaty et Alexandre Broniatowski.

Un grand merci aux personnes qui gèrent l'informatique de l'IAS ce qui est loin d'être une tâche facile: Gérard Breiner, Daniel Altenburger, Jean-Luc Orcesi en particulier m'ont été d'un grand secours dans les moments de PTAO (Perte de Temps Assistée par Ordinateur).

Merci à Alain Léger avec qui j'ai eu des discussions particulièrement intéressantes ainsi que pour les trucs et astuces pour Macintosh que nous avons échangés. Merci également à Jean-Philippe Bernard, Olivier Forni, Stéphane Erard, Christophe Balland, Paul Richards lors de sa venue à l'IAS avec qui j'ai eu des échanges plus qu'intéressants.

Merci aussi à l'aide que que m'ont fourni Jean-Pierre Lepeltier, Georges Jegoudez, Geneviève Recouvreur, Jacques Reigner, Jean-Pierre Clavier, Denis Barbet, Bruno Crâne, Fernand Sarriau.

Je tiens à remercier également Noël Coron, Jacques Leblanc et Pierre de Marcillac avec qui j'ai eu des discussions extrêmement intéressantes.

¹Jean-Paul nous a quitté lors des dernières corrections de ce manuscrit. Je tiens à lui rendre un hommage particulier ici.

Merci également à mes collègues du footing du lundi et du mercredi: Jean-Claude, Jean-Pierre, Daniel, François, Antoine et Thibault. Ils ont su me motiver pour sortir de temps en temps la tête de mon mac et profiter de la verdure qui entoure l'IAS.

Je remercie également tout le personnel de l'administration, qui ont grandement facilité mes commandes, mes déplacements ainsi que tout les tracasseries de la vie professionnelle.

Un grand coucou à mes collègues thésards et Docteurs: Marc ("Suuuper! "), Predrag, les mariés de l'année, Aurélie et Bertrand, Sujit, Hervé, Marc-Antoine, Karine, Stéphane, Simon, Frédéric (ou l'effet FZ), Jacques, Nabila, Guilaine, Guillaume, Nicolas, Emilie. L'ambiance qui règne à l'IAS grâce à eux est particulièrement sympathique et encourageante.

Je remercie tous mes amis pour les bons moments: les futurs parents, Anna et Hervé, Agnès et Ben ainsi que le petit Valentin, Gaëlle et Sylvain, Alexandre, Sylvie et Patrick (mon "coach"), Christophe et Olivier, toute ma famille (Guillaume, Francesco, Achille, Luigi, la liste est vraiment très longue!) et tous mes proches que je ne cite pas mais qui se reconnaîtront...

Enfin, "last but not least", je n'aurais jamais pu arriver au bout de cette thèse sans l'aide et le soutien constant de ma femme, Véronique, mais aussi de Sandra, Vincent, Olivier et Stéphanie, ainsi que Mami et David.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Remerciements | 3 |
| Introduction | 11 |
| 1 Les domaines sub-millimétrique et millimétrique | 15 |
| 1.1 Le Fond Cosmologique Micro-onde (FCM) | 16 |
| 1.1.1 Origine | 16 |
| 1.1.2 Description des anisotropies du FCM | 18 |
| 1.1.3 Les anisotropies primaires | 18 |
| 1.1.4 Les anisotropies secondaires | 21 |
| 1.1.5 La polarisation du FCM | 26 |
| 1.1.6 Etat des mesures actuelles | 27 |
| 1.2 Emissions de premier plan | 27 |
| 1.2.1 Sources discrètes | 27 |
| 1.2.2 Emissions galactiques | 27 |
| 2 Le satellite Planck | 31 |
| 2.1 Du concept à la réalisation | 32 |
| 2.1.1 Le concept SAMBA | 32 |
| 2.1.2 De Samba à Planck | 33 |
| 2.2 Déroulement d'un projet spatial | 34 |
| 2.3 Stratégie de la mesure Planck | 35 |
| 2.4 Performances requises par HFI | 36 |
| 2.4.1 Longueurs d'ondes, largeur de bande | 36 |
| 2.4.2 Températures cryogéniques | 37 |
| 2.4.3 Résolution angulaire | 38 |
| 2.4.4 Sensibilité | 39 |
| 2.5 L'instrument Planck-HFI | 40 |
| 2.5.1 Le télescope | 40 |
| 2.5.2 L'instrument HFI | 40 |
| 2.5.3 Performances attendues | 42 |
| 2.6 Sources de bruits | 42 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.6.1 | Les différentes sources de bruits | 43 |
| 2.6.2 | La stratégie du β | 44 |
| 2.6.3 | Le problème du bruit basse fréquence | 44 |
| 3 | Symbol | 45 |
| 3.1 | Description | 46 |
| 3.2 | Mise au point du système | 46 |
| 3.2.1 | Câblage | 47 |
| 3.2.2 | Niveau de vibrations | 48 |
| 3.3 | Mesures optiques | 50 |
| 3.3.1 | Corps noir interne | 50 |
| 3.3.2 | Fenêtre externe | 51 |
| 4 | Chaîne de détection bolométrique | 55 |
| 4.1 | Bolomètres | 56 |
| 4.1.1 | Description d'un bolomètre | 56 |
| 4.1.2 | Fonctionnement d'un bolomètre | 57 |
| 4.1.3 | Bruits | 60 |
| 4.1.4 | NEP optimale d'un bolomètre | 62 |
| 4.1.5 | NEP de la chaîne de détection | 63 |
| 4.1.6 | Couplage d'un bolomètre avec le rayonnement | 63 |
| 4.1.7 | Les bolomètres Planck-HFI | 64 |
| 4.2 | Electronique de lecture de bolomètres | 65 |
| 4.2.1 | Méthode de mesure | 65 |
| 4.2.2 | La détection synchrone: une approche non conventionnelle | 70 |
| 4.2.3 | Modulation électrique des bolomètres | 79 |
| 4.2.4 | Electronique de lecture à polarisation capacitive | 81 |
| 4.3 | Réalisation d'une électronique de lecture différentielle à polarisation capacitive compatible Planck/HFI | 87 |
| 4.3.1 | Cahier des charges | 87 |
| 4.3.2 | Analyse du pont de mesure | 95 |
| 4.3.3 | Optimisation du traitement de l'information au sein de l'électronique de lecture différentielle à polarisation capacitive | 97 |
| 4.3.4 | Réalisation d'un amplificateur différentiel bas bruits | 105 |
| 5 | Le problème de lumière parasite interne | 119 |
| 5.1 | La lumière parasite interne | 120 |
| 5.1.1 | Emission thermique du satellite | 120 |
| 5.1.2 | Fluctuations internes de l'instrument HFI | 121 |
| 5.1.3 | Couplage radiatif | 122 |
| 5.1.4 | Couplage conductif | 123 |
| 5.2 | Exigences sur le niveau de lumière parasite | 123 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.2.1 | Spécifications en terme de puissance détectée | 123 |
| 5.2.2 | Spécification des niveaux de signaux parasites dans le domaine des fréquences | 126 |
| 5.3 | Impact sur le design de l'instrument | 128 |
| 5.3.1 | Exigences en termes de stabilité de température | 128 |
| 5.3.2 | Détermination du coefficient de couplage | 129 |
| 5.3.3 | Spécifications de stabilité de température | 129 |
| 5.3.4 | Cas du réfrigérateur à adsorption/désorption | 129 |
| 5.4 | Atténuation de température requise au niveau de l'étage 0.1K | 130 |
| 5.4.1 | Archeops | 130 |
| 5.4.2 | Le démonstrateur 0.1K | 132 |
| 5.4.3 | Conclusions | 135 |
| 5.5 | Atténuations nécessaires au niveau des étages 1.6K et 4K | 135 |
| 5.5.1 | L'étage 1.6K | 135 |
| 5.5.2 | L'étage 4K | 136 |
| 6 | Architecture thermique de l'étage 100mK | 141 |
| 6.1 | Principes | 142 |
| 6.1.1 | Approche afin d'obtenir la spécification de stabilité de température . | 142 |
| 6.1.2 | Filtre thermique | 143 |
| 6.1.3 | La régulation de température | 145 |
| 6.2 | L'apport de Symbol | 151 |
| 6.2.1 | Les fluctuations de température de l'étage 0.1K Symbol | 151 |
| 6.2.2 | Filtre thermique: première version | 154 |
| 6.2.3 | Filtre thermique: seconde version | 161 |
| 6.2.4 | Conclusions: Applications à Planck-HFI | 172 |
| 6.2.5 | Architecture thermique Symbol: troisième version | 174 |
| 6.3 | L'alliage YHo | 176 |
| 6.3.1 | Motivations | 176 |
| 6.3.2 | Caractéristiques thermiques à 100mK | 177 |
| 6.3.3 | Premières mesures | 177 |
| 7 | La Thermométrie Planck-HFI | 183 |
| 7.1 | Définitions et cahier des charges | 184 |
| 7.1.1 | Précision et stabilité | 184 |
| 7.1.2 | Thermométrie de précision | 185 |
| 7.1.3 | Thermométrie de sensibilité | 186 |
| 7.1.4 | Thermomètres de contrôle de refroidissement | 186 |
| 7.1.5 | Cahier des charges de la thermométrie Planck-HFI | 186 |
| 7.1.6 | Solutions techniques envisagées | 188 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 7.2 | Optimisation de thermomètres semi-conducteurs de sensibilité aux basses températures | 189 |
| 7.2.1 | Processus de conduction d'un semi-conducteur aux basses températures | 190 |
| 7.2.2 | Modélisation | 191 |
| 7.2.3 | Validations | 192 |
| 7.2.4 | Optimisation de thermomètres Ge NTD pour l'étage 0.1K de Planck-HFI | 197 |
| 7.2.5 | Fabrication et montage des échantillons | 198 |
| 7.2.6 | Résultats expérimentaux | 200 |
| 7.3 | Thermométrie de sensibilité pour les étages 1.6 et 4K | 204 |
| 7.3.1 | Qu'en est-il des effets non-linéaires? | 205 |
| 7.3.2 | Choix d'un thermomètre | 206 |
| 7.4 | Est-il possible d'assurer sensibilité et précision à la fois? | 207 |
| 8 | Détection du dipôle du FDCS avec Planck/HFI | 211 |
| 8.1 | Effet du mouvement sur l'intensité d'un rayonnement | 213 |
| 8.2 | Effet dipolaire du FDCS | 214 |
| 8.3 | Détection par Planck-HFI du terme dipolaire du FDCS | 214 |
| 8.3.1 | Cas idéal | 214 |
| 8.3.2 | Cas du bruit basse fréquence | 215 |
| 8.3.3 | Effet relatif au dipôle global | 216 |
| 8.4 | Conclusions | 218 |
| | Conclusion | 221 |
| | Acronymes | 225 |
| | Publications | 227 |

Introduction

Depuis la découverte de l'anisotropie du Fond Cosmologique Micro-onde (FCM) aux grandes échelles angulaires par le satellite américain COBE (COsmic Background Explorer) lancé en 1989, la mesure des plus petites échelles est l'un des principaux défis de la Cosmologie moderne. Ces structures spatiales du FCM d'un niveau relatif d'environ 10^{-5} , reflètent en effet les fluctuations de densités présentes au moment de la recombinaison, quelque 300000 ans après le Big Bang. Ces fluctuations sont à l'origine des grandes structures de l'Univers et la signature qu'elles impriment au FCM doit permettre de discriminer différents modèles cosmologiques et de remonter ainsi aux paramètres cosmologiques de l'Univers.

Après une série d'instruments de première génération, peu sensibles et ne permettant d'acquérir l'information cosmologique qu'à des échelles angulaires dégradées, les premiers résultats des expériences de seconde génération embarquées sous ballons stratosphériques, Boomerang et Maxima, viennent d'être publiés [Masi et al. 1999, de Bernardis et al. 1999, Lee et al. 1999]. Ceux-ci laissent apparaître une échelle angulaire dominante autour de 1° et permettent de déterminer entre autres que la densité totale de l'univers est égale à la densité critique, soit $\Omega = 1$ avec une précision de l'ordre de 10%. C'est grâce à l'évolution des technologies instrumentales au niveau des détecteurs bolométriques, de la cryogénie et de l'électronique à faible bruit que ces avancées fondamentales ont pu être réalisées. Néanmoins, la durée d'observation inférieure à quelques jours et le fort niveau de rayonnement de fond limitent la sensibilité de ces expériences.

Le satellite Planck retenu par l'ESA comme troisième mission de taille moyenne (M3) et devant être lancé en 2007 constituera la troisième génération d'instruments dédiés à l'observation des anisotropies du FCM. Il emportera deux instruments complémentaires, LFI (Low Frequency Instrument) et HFI (High Frequency Instrument) afin de cartographier la totalité du ciel dans les domaines millimétrique et sub-millimétrique. L'instrument HFI, dont l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) est responsable, est constitué d'un cryostat à dilution spatialisable qui refroidit 48 bolomètres à 100mK. Un ensemble de filtres et de cornets à 0.1K, 1.6K et 4K permet de filtrer et de coupler efficacement les détecteurs au rayonnement réfléchi par le télescope. Cet instrument couvrira le domaine $[350\mu m, 3mm]$, certaines bandes mesurant également la polarisation, avec une résolution angulaire entre 5 et 9 minutes d'arc suivant le canal. Son principal objectif est la mesure des anisotropies du Fond Cosmologique Micro-onde avec une résolution atteignant 5 minutes d'arc et une sensibilité globale $\Delta T/T$ de l'ordre de $2 \cdot 10^{-6}$. Un tel relevé profond permettra, si les résultats sont interprétables

dans le cadre d'un modèle standard, de déterminer les paramètres cosmologiques avec une erreur inférieure à 1% [HFI Proposal]. Il permettra également de réaliser un relevé complet des différents avant-plans: effet Sunyaev Zeldovich des amas de galaxies, sources ponctuelles (quasars, galaxies actives, radio-galaxies), émission des poussières, des nuages froids et des cirrus de notre Galaxie.

Mon travail de thèse a principalement porté sur l'étude et la définition de la chaîne de détection de l'instrument Planck-HFI.

Après un première chapitre consacré à la description du contexte scientifique, le second chapitre décrit le satellite Planck et l'instrument HFI. La stratégie d'observation implique d'avoir une mesure qui présente une sensibilité constante depuis environ 16mHz jusqu'à 100Hz. La définition d'un tel instrument illustre particulièrement bien l'imbrication complexe qui existe entre l'objet à observer, la stratégie d'observation, l'instrument et le traitement des données.

Le troisième chapitre décrit la mise au point et l'utilisation du cryostat Symbol qui m'a permis de tester et de valider les solutions techniques envisagées pour HFI, en particulier au niveau de l'électronique de lecture, de l'architecture thermique et de la thermométrie.

Le quatrième chapitre concerne l'électronique de lecture des bolomètres. L'optimisation de l'électronique à polarisation capacitive m'a mené à la conception, la réalisation ainsi qu'aux premiers tests d'un système symétrique permettant de s'affranchir des perturbations de mode commun que sont la microphonie et les perturbations électromagnétiques. Une version simplifiée et spatialisable de ce système est actuellement la version nominale pour Planck-HFI.

Le problème de la lumière parasite est traité en chapitre 5. Celle-ci provient du rayonnement du ciel dans les lobes lointains de l'instrument, mais aussi du rayonnement propre du satellite et de l'instrument. Ceci m'a permis de déterminer les spécifications de stabilité de température des différentes parties du satellite et de l'instrument. En particulier, l'étage 100mK supportant les bolomètres ne doit pas fluctuer de plus de $20nK.Hz^{-0.5}$ dans la bande $[16mHz, 100Hz]$ afin de produire une augmentation de bruit de moins de 5%. Une telle stabilité nécessite une architecture thermique associée à un contrôle actif.

Ceci m'a conduit à étudier les solutions technologiques permettant d'atteindre ces spécifications au niveau de l'étage 100mK supportant les bolomètres, sujet traité en chapitre 6. Trois versions d'architecture thermique ont été réalisées dont deux ont été testées pour le moment. La seconde version a permis d'obtenir une stabilité inférieure à $10nK.Hz^{-0.5}$ jusqu'à environ 100mHz. Ces travaux ont permis de dégager les règles à suivre pour obtenir la stabilité requise sur Planck-HFI. La troisième version de l'architecture thermique Symbol tient compte du faible niveau de puissance disponible sur Planck-HFI et utilise des matériaux de forte capacité calorifique pour atténuer le plus possible de manière passive toutes fluctuations thermiques se trouvant dans la bande de fréquence utile. Les premiers tests sont prévus durant le dernier trimestre 2000. Parallèlement, les premiers tests d'un alliage constitué à 50% d'Holmium et d'Yttrium, YHo, ont été réalisés sur Symbol en collaboration avec le CRTBT. Sous réserve de caractéristiques mécaniques et thermiques correctes,

cet alliage devrait permettre de supporter le poids du plan focal HFI tout en assurant sa stabilité thermique. En théorie, environ 10mm de barreau de HoY suffisent pour obtenir la spécification de stabilité de température de l'étage des bolomètres Planck-HFI. Les premiers tests réalisés, bien que difficiles, semblent concluants.

Le septième chapitre traite de la thermométrie. Après avoir déterminé le cahier des charges de la thermométrie pour les différents étages de HFI, les solutions techniques ont été obtenues et partiellement testées. En particulier au niveau de l'étage 100mK, afin d'obtenir le niveau de stabilité requis, il est nécessaire d'obtenir des thermomètres de sensibilité inférieure à $10nK.Hz^{-0.5}$. Aux basses températures, des effets non-linéaires viennent dégrader la sensibilité des thermomètres semi-conducteurs résistifs. J'ai ainsi réalisé un ensemble de simulations qui ont été validées par des mesures expérimentales provenant en partie de Symbol. Ces simulations ont permis l'optimisation de thermomètres du type Ge NTD de Haller-Beeman Associates [Haller-Beeman]. Les premiers tests que j'ai réalisés sur Symbol ont montré une sensibilité de ces thermomètres meilleure que $10nK.Hz^{-0.5}$ pour une faible puissance dissipée (inférieure à 0.5nW). Les solutions techniques présentées dans ce chapitre sont devenues la version nominale de la thermométrie Planck-HFI.

Enfin, le dernier chapitre concerne la détection par Planck-HFI de l'effet dipolaire dans le Fond Diffus Extragalactique Sub-millimétrique (FDES). Ce dernier provient de l'émission intégrée des galaxies qui ne sont pas résolues. L'effet dipolaire attendu résulte de l'effet Doppler induit par notre vitesse propre par rapport à ces sources supposées globalement au repos dans le référentiel "cosmologique". Les problèmes que l'on rencontre ici concernent directement les bruits aux très basses fréquences mais aussi le niveau de la calibration et de soustraction des avant-plans. Bien que marginalement possible, cette mesure sera probablement l'une des retombées de la mission Planck.

Chapitre 1

Les domaines sub-millimétrique et millimétrique

Le domaine de longueur d'onde qui englobe le sub-millimétrique (sub-mm) et le millimétrique (mm) est le dernier domaine du spectre électromagnétique d'origine astronomique qui reste à défricher. Les phénomènes physiques qui donnent naissance à ce type de rayonnement sont l'émission thermique (en général d'un corps froid à $T \lesssim 20K$ qui présente son maximum d'émission dans le sub-mm et mm), l'émission synchrotron provenant du mouvement des électrons en spirale autour des lignes de champ magnétique et l'émission free-free ou de freinage qui provient de l'interaction des électrons avec les ions. A cela, il est nécessaire d'ajouter les émissions infrarouge provenant d'objets plus ou moins lointains, dont le spectre est décalé dans le sub-mm ou le mm. Le cas extrême est celui du Fond Cosmologique Micro-onde (FCM) qui est la relique d'une phase primordiale très chaude de l'Univers. Ce fond diffus est une mine d'information sur l'Univers primordial mais aussi sur les phénomènes physiques ultérieurs qui y ont imprimé des distorsions spatiales et spectrales.

1.1 Le Fond Cosmologique Micro-onde (FCM)

1.1.1 Origine

Dans le cadre du modèle du Big-Bang, après la singularité prédite par les équations d'Einstein-Friedmann-Lemaitre, l'Univers est constitué d'un plasma où matière et rayonnement sont couplés par diffusion Thomson. Environ trois cent mille ans après la singularité, l'Univers devient transparent au rayonnement suite à la diminution de la température provenant de l'expansion. Cette époque est dite de recombinaison ou du découplage matière-rayonnement. Elle définit la *Surface de Dernière Diffusion* (SDD, qui possède en réalité une petite épaisseur), située à un décalage vers le rouge $z \approx 1100$, à partir de laquelle se propage un rayonnement, le *fond cosmologique micro-onde*.

Le spectre du fond cosmologique est initialement celui d'un corps noir à environ 3000K (température de recombinaison des atomes d'hydrogène neutres). Suite à l'expansion de l'Univers, il est décalé vers les grandes longueurs d'onde et nous apparaît comme un corps noir à une température d'environ 3K ($T(z) = T_0(1+z)$)¹. S'il est bien le résidu d'une phase primordiale, le fond cosmologique micro-onde que l'on observe doit vérifier deux caractéristiques:

1. Tout d'abord, son spectre doit être très proche de celui d'un corps noir. On peut en effet montrer que pendant l'expansion de l'Univers, la nature de corps noir du FCM est conservée jusqu'à $z \approx 10^7$ et qu'il ne subit qu'une légère distorsion au-delà. Les premières observations par Penzias et Wilson en 1965 dans le domaine radio ne contredisent pas cette hypothèse. Il faudra attendre les mesures du satellite COBE (COsmic Background Explorer) lancé en 1989 pour avoir la preuve irréfutable de la nature de corps noir du FCM (cf. figure 1.1) [Mather et al. 1990, Fixsen et al. 1996],

¹L'indice 0 indique la valeur d'un paramètre à l'instant présent.

dont la température est la suivante, à 95% du domaine de confiance:

$$T = 2.728 \pm 0.004 \text{ K} \quad (1.1)$$

L'écart quadratique moyen par rapport au meilleur ajustement d'un corps noir est inférieur à 50ppm du pic du FCM. Ces résultats sont donc une confirmation très impressionnante de la prédiction du modèle du Big-Bang.

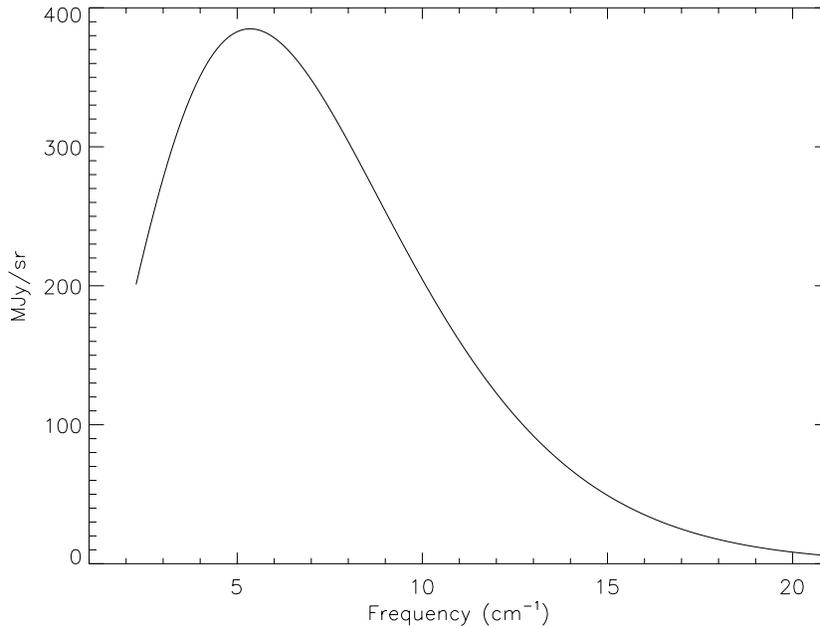


Figure 1.1: *Spectre du FCM obtenu sur l'ensemble des données de COBE-FIRAS. Les incertitudes sur les points expérimentaux sont une fraction de l'épaisseur du trait plein qui est le meilleur ajustement par un corps noir [Fixsen et al. 1996].*

2. De plus, le FCM doit être *isotrope*. Plusieurs mécanismes peuvent engendrer des variations dans la distribution angulaire du FCM, comme par exemple le mouvement de la Terre par rapport au référentiel du FCM (i.e. le référentiel dans lequel le FCM est isotrope). De même, des anisotropies d'origine cosmologiques peuvent apparaître, provenant en partie des fluctuations de densité de l'univers primordial qui donnèrent naissance aux grandes structures comme les galaxies et les amas de galaxies. Ces anisotropies contiennent ainsi une grande quantité d'information sur la physique de l'Univers à la période de la recombinaison. L'expérience DMR (Differential Microwave Radiometer) à bord de COBE a détecté des fluctuations dans le FCM de l'ordre de $\Delta T/T \simeq 10^{-5}$ avec une résolution d'environ 7° [Smoot et al. 1991, Smoot et al. 1992] ce qui démontre l'homogénéité de ce rayonnement.

Les sections suivantes se proposent d'explorer les différentes causes de distorsions et d'anisotropies du FCM.

1.1.2 Description des anisotropies du FCM

Les fluctuations en température du FCM sont souvent développées en harmoniques sphériques:

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{\ell, m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi) \quad (1.2)$$

Les fluctuations du FCM sont une réalisation d'un processus aléatoire. Dans le cadre d'un modèle cosmologique et si l'on fait l'hypothèse que les fluctuations du FCM d'origine primordiales ont une distribution gaussienne, il suffit alors de connaître la fonction de corrélation à deux points de ces fluctuations pour déterminer entièrement la statistique. Or cette fonction de corrélation est caractérisée par les moyennes suivantes, qui définissent le spectre de puissance angulaire C_ℓ :

$$\langle a_{\ell m}^* a_{\ell' m'} \rangle \equiv C_\ell \delta_{\ell' \ell} \delta_{m' m} \quad (1.3)$$

où $\langle Y \rangle$ représente la moyenne de Y sur un ensemble de réalisations. Les coefficients C_ℓ sont reliés à la fonction de corrélation à deux points $\xi(\theta)$ (avec par définition $\xi(\theta) \equiv \xi(\vec{e}_1, \vec{e}_2) = \langle \frac{\Delta T}{T}(\vec{e}_1) \frac{\Delta T}{T}(\vec{e}_2) \rangle$, \vec{e}_1 et \vec{e}_2 étant deux vecteurs unitaires) par l'expression suivante:

$$\xi(\theta) = \sum_{\ell} \frac{2\ell + 1}{4\pi} C_\ell P_\ell(\cos(\theta)) \quad (1.4)$$

où P_ℓ est le polynôme de Legendre d'ordre ℓ . Ces coefficients C_ℓ sont de plus reliés au spectre de puissance des fluctuations de densité primordiale ($\ell \propto \theta^{-1}$).

Comparer un modèle cosmologique avec une mesure du FCM revient alors à comparer les coefficients C_ℓ obtenus par moyenne sur les Univers possibles d'après la théorie, avec ceux obtenus par l'observation qui n'est qu'une réalisation d'univers.

Un exemple de spectre de C_ℓ est représenté figure 1.2. Le plateau à petit ℓ (i.e. grandes échelles) est caractéristique de l'effet Sachs-Wolf, alors que les bosses, appelées *pics Doppler* reflètent les fluctuations primordiales de densité. Ces effets sont décrits dans la section suivante.

On distingue usuellement les anisotropies du FCM *primaires* et *secondaires*. Les premières indiquent les anisotropies du FCM liées aux perturbations de densité primordiales et aux caractéristiques de la SDD. Les secondes regroupent les anisotropies du FCM d'origine non-cosmologique.

1.1.3 Les anisotropies primaires

On distingue trois contributions aux anisotropies primaires: les perturbations de températures dues aux fluctuations primordiales de densité, celles liées à l'effet Sachs-Wolf et celles associées à l'effet Doppler.

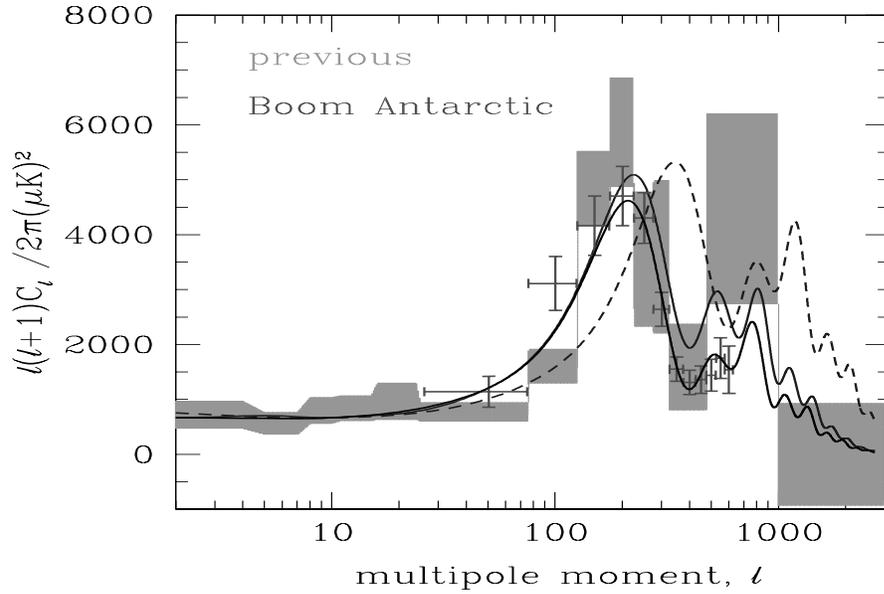


Figure 1.2: Exemple de spectres de puissance des anisotropies du FCM sur les données de l'expérience Boomerang. Les courbes représentent le spectre théorique pour différentes valeurs de paramètres d'un modèle Cold Dark Matter (CDM) adiabatique. La courbe supérieure en trait plein représente le spectre C_ℓ avec $\Omega_0 = 1$, et en tirets avec $\Omega_0 = 0.4$. Ce dernier modèle est clairement écarté par les mesures. La courbe inférieure en trait plein correspond à une densité baryonique élevée $\Omega_b h^2 = 0.03$. Les zones ombrées sont les boîtes d'erreurs provenant des différentes mesures obtenues avant Boomerang (d'après [<http://flight.uchicago.edu/knox/>]).

Les perturbations de température associées aux fluctuations primordiales de densité

Les théories de formation des grandes structures de l'Univers à partir des fluctuations primordiales de densité $\frac{\delta\rho}{\rho}$ prévoient la présence de fluctuations de température du FCM. Suivant la théorie, ces dernières peuvent provenir de deux origines:

1. Dans le cadre du modèle standard de la cosmologie, les structures prennent naissance dans l'Univers primordial. L'inflation, qui est une phase d'expansion très rapide de l'Univers primordial, permet de transférer ces fluctuations quantiques à des échelles macroscopiques. Les perturbations de densité *adiabatiques* sont dues à ces fluctuations quantiques primordiales de l'Univers et engendrent des perturbations en température du type:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{3} \frac{\delta\rho}{\rho} \quad (1.5)$$

Leur distribution statistique est gaussienne, et l'on s'attend à des valeurs de l'ordre de $\frac{\delta T}{T} \approx 10^{-5}$. De plus, les perturbations adiabatiques de taille inférieure à l'horizon sont gravitationnellement stables et oscillent toutes en phase, ce qui crée les pics Doppler dans le spectre de puissance du FCM.

2. Les défauts topologiques créés par une transition de phase dans l'Univers avant la recombinaison peuvent également engendrer des perturbations de densité, qualifiées alors d'*isocourbure*. La distribution statistique de telles fluctuations est non-gaussienne. De plus, les phases des perturbations à une échelle donnée sont incohérentes. On s'attend ainsi à ne voir qu'un large pic dans le spectre de puissance du FCM, et c'est pourquoi les mesures actuelles indiquent que ce n'est pas la principale source de fluctuations.

Les fluctuations de température du FCM engendrées par les perturbations de densité primordiales dominant aux petites échelles angulaires ($\ell \gtrsim 100$).

L'effet Sachs-Wolf

Après la recombinaison, les photons se propagent librement, mais doivent s'extraire des puits de potentiel dus aux surdensités sur la SDD. Ils perdent alors de l'énergie ce qui se traduit par l'apparition de fluctuations de température du FCM de la forme [Sachs & Wolf 1967]:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta \phi}{c^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{L_0 H_0}{c} \right)^2 (1+z) \frac{\delta \rho}{\rho} \quad (1.6)$$

où $\delta \phi$ est la fluctuation du potentiel gravitationnel dû aux fluctuations de densité, L_0 , l'échelle comobile de la surdensité de matière supposée sphérique, H_0 la constante de Hubble, c la vitesse de la lumière et z le décalage vers le rouge.

L'effet Doppler

A l'époque de la recombinaison, la matière est sujette à l'attraction gravitationnelle des surdensités et est donc en chute libre à la vitesse v . Les photons provenant de la SDD sont alors caractérisés par un effet Doppler, qui engendre des fluctuations de température de la forme:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{v}{c} = \frac{1}{3} \frac{H_0 L_0}{c} \frac{\delta \rho}{\rho} (1+z)^{\frac{1}{2}} \quad (1.7)$$

Cette formule n'est valable que dans le cas d'une perturbation de surdensité sphérique dans un Univers de Einstein-de Sitter (Univers plat, constante cosmologique nulle) avec un paramètre de densité $\Omega_0 = 1$.

L'effet Sachs-Wolf et l'effet Doppler dominant principalement aux *grandes échelles angulaires*, puisqu'ils ont une dépendance directe avec l'échelle comobile de la perturbation. Notons que la relation entre l'échelle comobile et la taille angulaire θ nous est donnée par la distance de diamètre angulaire D_A ($\theta = \frac{L}{D_A}$ où L est la taille d'une perturbation).

Dans le cas de la SDD, et pour un Univers de Einstein-de Sitter avec $\Omega_0 = 1$, la taille angulaire apparente d'une surdensité d'échelle comobile L_0 vaut $\theta \approx 39'' h \frac{L_0}{Mpc}$ où $h = H_0/(100 km/s/Mpc)$.

1.1.4 Les anisotropies secondaires

Plusieurs effets postérieurs à la recombinaison ainsi que des avant plans sont susceptibles d'ajouter des distorsions aux FCM.

Le dipôle et le quadrupôle cinématique

Le mouvement de la Terre par rapport au référentiel du FCM engendre une anisotropie due à l'effet Doppler (cf. chapitre 8):

$$T_{obs} = \frac{T_0}{1 - \beta \cos \theta} \simeq T_0 [1 + \beta \cos \theta + \beta^2 \cos^2 \theta + O(\beta^3)] \quad (1.8)$$

où θ est l'angle entre la ligne de visée et la direction du mouvement, $\beta = \frac{v}{c}$, et où T_{obs} et T_0 sont respectivement les températures thermodynamiques observées sur Terre et dans le référentiel du FCM. Cet effet peut être développé en β et l'on obtient le terme de *dipôle*, $D_{obs} = \beta T_0$, et un terme supplémentaire dit de *quadrupôle cinématique*, $Q_{obs} = \beta^2 T_0$. Le terme de dipôle est prédominant puisqu'il est de l'ordre de $10^{-3} T_0$.

La mesure de COBE du dipôle cinématique est $D_{obs} = 3.372 \pm 0.007 mK$ dans la direction définie par les coordonnées galactiques $(l, b) = [264.14^\circ \pm 0.30^\circ, 48.26^\circ \pm 0.30^\circ]$ [Fixsen et al. 1996]. Le terme de quadrupole mesuré par COBE est $Q_{obs} = 13 \pm 4 \mu K$ [Kogut et al. 1993].

Effets gravitationnels

L'effet Rees-Sciama: L'effet Rees-Sciama est un redshift ou blueshift gravitationnel des photons du FCM qui traversent un puit de potentiel fluctuant qui provient de l'évolution des structures [Hu et al. 1997a, Peebles].

L'effet Sachs-Wolf intégré: Sur leur trajet, les photons du FCM subissent un effet similaire à l'effet Rees-Sciama avec tous les potentiels gravitationnels qu'ils rencontrent [Hu et al. 1997a].

Des effets du second ordre comme ceux provenant par exemple des lentilles gravitationnelles engendrent également des anisotropies secondaires. On se reportera à [Hu et al. 1997a, Peebles] pour plus de détails.

Effets de la reionisation

L'absence de raies d'absorption de l'hydrogène neutre de la série Lyman α dans le spectre de quasars distant indique que l'Univers est totalement ionisé à un redshift de 5. Entre l'époque de la recombinaison et $z \approx 5$, les ondes de chocs générées par les concentrations gravitationnelles des protoamas de galaxies, le rayonnement UV émis par les quasars et les jeunes galaxies ainsi que les explosions de noyau de galaxies ont réchauffé et ionisé la matière intergalactique. Il apparaît alors des distorsions par interactions électrons/photons via la diffusion Compton. L'effet Sunyaev-Zeldovich décrit dans la section suivante est un exemple d'anisotropie et de distorsion secondaire provenant de la reionisation. On se reportera à [Aghanim 1996, Hu et al. 1997a, Peebles] pour de plus amples détails.

L'effet Ostriker-Vishniac, qui est du second ordre, traduit également l'histoire de l'ionisation de l'Univers.

Les effets de la reionisation sur les anisotropies du FCM sont plus importants que les effets gravitationnels. Les anisotropies primaires dominant cependant aux échelles supérieures à environ 5 minutes d'arc [Bouchet et al. 2000].

L'effet Sunyaev-Zeldovich (SZ)

De part leurs temps caractéristiques dynamiques importants et grâce à leur brillance X élevée, les amas de galaxies sont parmi les objets de l'Univers qui peuvent le mieux nous renseigner sur la formation des structures aux époques cosmologiques primordiales. De plus, les gaz intergalactiques chauds faiblement refroidis par rayonnement de freinage sont responsables d'un effet de diffusion du FCM appelé *effet Sunyaev-Zeldovich* [Sunyaev & Zeldovich 1970, Sunyaev & Zeldovich 1972] qui entre dans la catégorie des anisotropies secondaires. L'effet SZ peut être un outil cosmologique intéressant [Aghanim 1996, De Luca 1995].

Description de l'effet SZ: L'effet SZ est en fait constitué de deux composantes distinctes: l'une thermique et l'autre cinématique.

Effet SZ thermique: Si l'on considère le gaz d'électrons non-relativiste d'un amas de galaxies, sans mouvement d'ensemble dans le référentiel du FCM et caractérisé par une température T_e beaucoup plus élevée que celle du FCM T_{FCM} , un transfert d'énergie des électrons vers les photons du FCM est possible par l'intermédiaire de la diffusion Compton *inverse*. Il y a donc renforcement du spectre du rayonnement du FCM aux hautes fréquences aux dépens des basses fréquences. D'une manière plus rigoureuse, les variations relatives de l'intensité monochromatique du FCM sont données par:

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = y f(x) \quad (1.9)$$

avec:

$$y = \frac{k_b \sigma_T}{m_e c^2} \int_l T_e n_e dl = \frac{k_b T_e}{m_e c^2} \tau \quad (1.10)$$

et:

$$\begin{cases} f(x) = \frac{x e^x}{e^x - 1} \left[x \left(\frac{e^x + 1}{e^x - 1} \right) - 4 \right] \\ x = \frac{h\nu}{k_b T_{FCM}} \end{cases} \quad (1.11)$$

où n_e et T_e sont la densité et la température électronique du gaz d'électrons (paramètres supposés constants), m_e la masse de l'électron, σ_T la section efficace de diffusion Thomson, τ l'épaisseur optique le long de la ligne de visée l . k_b et h sont respectivement les constantes de Boltzmann et de Planck. y est appelé *paramètre de comptonisation*. Notons que les résultats provenant de COBE indiquent une valeur supérieure $y < 1.5 \cdot 10^{-5}$ du paramètre de comptonisation moyen sur tout le ciel [Fixsen et al. 1996].

Du fait de la dépendance avec la température du gaz intergalactique, l'effet SZ décrit ci-dessus est généralement appelé effet SZ *thermique*. Par rapport aux autres anisotropies du FCM, cet effet change la nature de corps noir du FCM. La distorsion spectrale qu'il cause est représentée figure 1.3. On observe que cet effet possède deux parties, positive et négative. Le changement de signe s'opère toujours au même point $x = 3.83$ i.e. $\nu = 217 \text{ GHz}$ ou $\lambda = 1.38 \text{ mm}$. Une des caractéristiques les plus importantes de l'effet SZ thermique est son indépendance par rapport au décalage vers le rouge et donc par rapport à la distance.

Effet SZ cinématique: Si l'amas de galaxies considéré possède une vitesse particulière \vec{v}_p (i.e. sa vitesse dans le référentiel du FCM), il faut tenir compte d'un effet Doppler qui s'ajoute à l'effet SZ thermique et qui correspond à l'effet SZ dit *cinématique*. La distribution spectrale de cet effet est celle d'un corps noir, et on montre que les variations relatives de l'intensité monochromatique du FCM vérifient:

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = -b a(x) \quad (1.12)$$

avec:

$$\begin{cases} b = \tau \beta \\ a(x) = \frac{x e^x}{e^x - 1} \end{cases} \quad (1.13)$$

où les notations sont similaires à précédemment, avec $\beta = \frac{v_{pr}}{c}$, v_{pr} étant la composante radiale de la vitesse particulière.

La contribution de l'effet SZ cinématique est représentée figure 1.3. Du fait qu'il n'affecte que la température thermodynamique du FCM, cet effet est indiscernable des variations en températures d'origine primaire du FCM.

Effet SZ total: l'effet SZ total est donné par la combinaison des deux effets, thermique et cinématique:

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = \frac{x e^x}{e^x - 1} \left[\frac{k_b T_e}{m_e c^2} \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) - \frac{v_{pr}}{c} \right] \tau \quad (1.14)$$

La figure 1.3 montre les différentes contributions des effets SZ, ainsi que l'effet total. Il est intéressant de remarquer que pour le zéro de l'effet SZ thermique ($\lambda = 1.38 \text{ mm}$), l'effet SZ

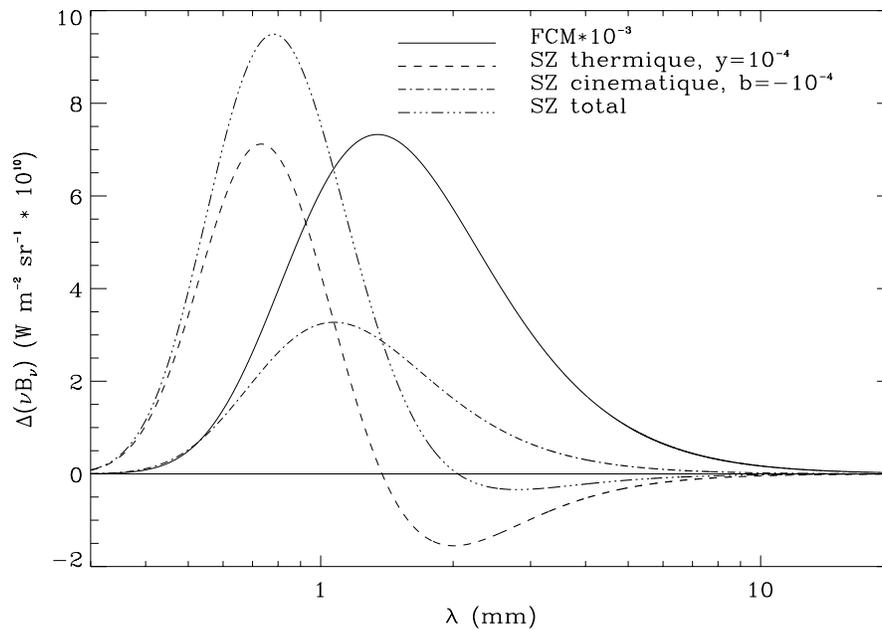


Figure 1.3: Brillance de la distorsion SZ pour un amas de galaxies en fonction de la longueur d'onde.

cinématique et le FCM sont quasiment à leur maximum. La mesure d'un amas de galaxies dans différentes bandes sub-mm et mm doit donc permettre de distinguer les deux effets SZ.

Notons que l'hypothèse non relativiste n'est pas toujours vérifiée, ce qui complique le spectre de l'effet SZ [Pointecouteau et al. 1998]. La figure 1.4 représente un spectre SZ sur l'amas A2163 récemment obtenu par [Lamarre et al. 1998]. Il laisse apparaître pour la première fois l'effet SZ positif et négatif, mais aussi une contamination sub-millimétrique par l'émission de la poussière interstellaire.

L'effet SZ comme outil cosmologique: L'indépendance de l'effet SZ avec le redshift en fait un outil cosmologique très intéressant, particulièrement pour déterminer la vitesse particulière d'amas, ainsi que la constante de Hubble, si l'on dispose de mesures dans le domaine des rayons X.

Détermination de vitesses particulières d'amas: Dans l'hypothèse où les amas de galaxies sont des particules tests du fluide cosmique, les mouvements qu'ils possèdent reflètent la distribution de masse dans l'Univers. La mesure précise du champ de vitesse à large échelle représente un paramètre clef pour l'interprétation de la formation de l'Univers. Par sa composante cinématique, l'effet SZ peut permettre la détermination de vitesses particulières. Si l'on dispose d'une observation à deux fréquences, on peut déterminer les paramètres y et b . Les équations 1.10 et 1.13 permettent alors d'extraire la composante

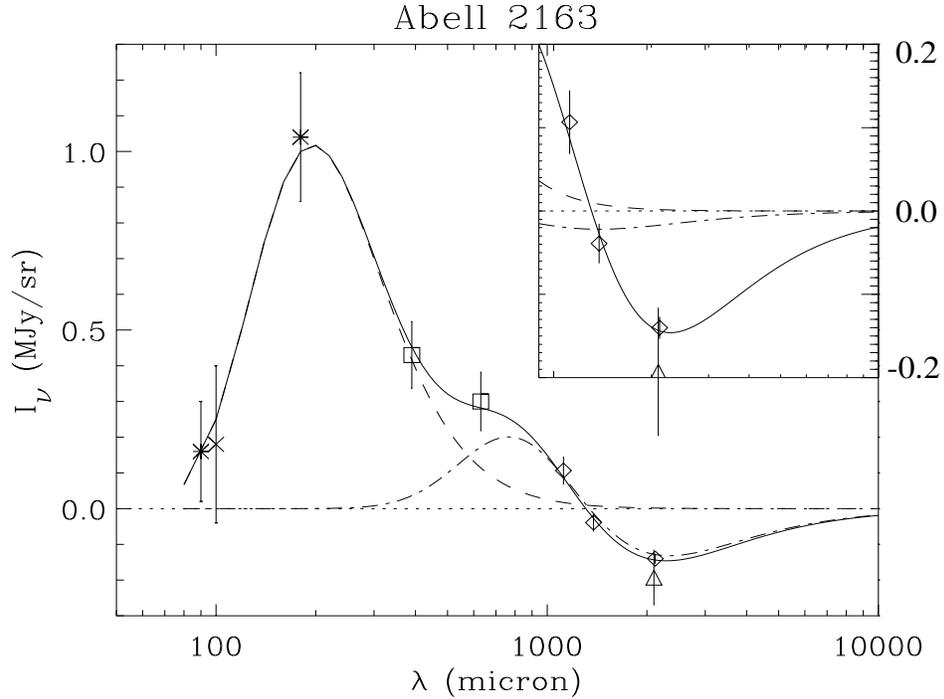


Figure 1.4: *Spectre sub-millimétrique et millimétrique de l'amas Abell 2163 mesuré avec Pronaos-SPM par [Lamarre et al. 1998]. L'association de mesures ballon de Pronaos-SPM, au sol de Suzie et Diabolo et dans l'espace avec ISO et IRAS montre clairement pour la première fois de façon complète le spectre SZ (ligne en tirets-points) ainsi que la contamination sub-millimétrique par l'émission de la poussière interstellaire (ligne en tirets). Les différentes mesures proviennent de ISO-PHT (*), IRAS (x), PRONAOS (□), SuZIE (◇) et Diabolo (Δ).*

radiale v_{pr} de la vitesse particulière:

$$v_{pr} = \frac{b}{y} \frac{k_b T_e}{m_e c^2} c \quad (1.15)$$

Une autre méthode serait l'observation de l'effet SZ à la fréquence d'annulation de sa composante thermique ($\lambda = 1.38mm$).

Les mesures effectuées sur l'amas A2163 indiquent une vitesse $v_{pr} = 975 \pm 900 \text{ km/s}$ [Lamarre et al. 1998]. Ces mesures restent encore très incertaines.

Détermination de la constante de Hubble H_0 : La constante de Hubble joue un rôle très important car elle définit l'échelle des distances et des temps en cosmologie.

Dans le cas des amas dynamiquement relaxés, la combinaison de mesures de l'effet SZ et de brillance de surface dans le domaine des rayons X peut être utilisée pour l'estimation de la taille physique d'un amas. Ceci permet de remonter à sa distance et par conséquent,

à la constante de Hubble. Du fait de la non-dépendance de l'effet SZ avec la distance, l'observation est juste limitée par la taille angulaire de l'amas de galaxies.

Considérons une sphère de gaz de diamètre l caractérisée par une densité électronique de la forme $n_e = n_{e0} \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}\right)^{\frac{3\beta}{2}}$ (profil de King, θ_c étant le rayon angulaire de coeur de l'amas et β le paramètre de King) et une température T_e . Sa brillance de surface X_{SB} dans le domaine des rayons X vaut:

$$X_{SB} = K \frac{ln_e^2}{(1+z)^4} \quad (1.16)$$

où K est une constante d'émissivité dépendant de l'observation effectuée.

L'effet SZ correspondant dans la région spectrale de Rayleigh-Jeans est donné par:

$$\Delta T_{RJ} = -2T_0 \frac{k_b T_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e l \quad (1.17)$$

ce qui nous permet de connaître n_e et l par l'intermédiaire de l'expression de X_{SB} . Or l dépend de la taille angulaire de l'amas via la distance de diamètre angulaire D_A , qui, pour $\Omega_0 = 1$ est donnée par l'expression suivante en fonction du décalage vers le rouge z :

$$D_A = \frac{2c}{H_0} \frac{(1+z) - (1+z)^{\frac{1}{2}}}{(1+z)^2} \quad (1.18)$$

d'où la valeur de la constante de Hubble:

$$H_0 = \frac{8(k_b T_0 \sigma_T)^2}{m_e^2 c^3 K} \left(\frac{T_e}{\Delta T_{RJ}}\right)^2 \theta X_{SB} \left[(1+z)^3 - (1+z)^{\frac{3}{2}}\right] \quad (1.19)$$

Les limites de la méthode résident dans la mesure pratique de ΔT_{RJ} qui est souvent entachée de grandes incertitudes. Par ailleurs, l'hypothèse d'un amas entièrement relaxé et à symétrie sphérique n'est pas toujours vérifiée, ce qui entraîne des erreurs sur l'estimation de T_e .

Les déterminations actuelles de H_0 par cette méthode ne sont donc pas assez précises pour une détermination efficace: les valeurs de H_0 se situent en effet entre $50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ et $90 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (cf. par exemple [Birkinshaw et al. 1994]).

Le satellite Planck devrait permettre de détecter plus de 10000 amas de galaxies [HFI Proposal] avec une bien meilleure sensibilité, ce qui permettra d'effectuer les premières études statistiques sur l'effet SZ.

1.1.5 La polarisation du FCM

La diffusion Thomson associée au quadrupôle de l'intensité lumineuse dans le référentiel d'un électron au voisinage d'une surdensité produit des photons polarisés linéairement. On s'attend ainsi à un degré de polarisation du FCM de quelques pourcents, ce qui rend la mesure encore plus difficile que pour les fluctuations d'intensité. Cependant, la polarisation du FCM donne des contraintes supplémentaires sur les paramètres cosmologiques [Kamionkowski et al. 1997a]. C'est également un moyen unique de détection des ondes gravitationnelles primordiales [Kamionkowski et al. 1997b]. On se reportera à [Hu et al. 1997b]

pour une introduction sur l'origine physique de la polarisation du FCM et à [Prunet 1998] pour une étude plus détaillée de la polarisation du ciel micro-onde.

1.1.6 État des mesures actuelles

Les instruments d'observation des anisotropies du FCM de première génération étaient peu sensibles et ne mesuraient l'information qu'à des échelles spatiales dégradées (pour une excellente revue, voir le site de l'équipe de l'Observatoire Midi-Pyrénées: <http://webast.ast.obs-mip.fr/cosmo/CMB/>). La seconde génération d'instruments, embarqués sous ballon stratosphérique, n'est limitée que par le bruit de photon du télescope à température ambiante et est sensible à l'ensemble des échelles angulaires jusqu'à la résolution d'environ 10 minutes d'arc. Les premières expériences bolométriques de cette génération, Boomerang et Maxima, viennent de publier leurs premiers résultats [Balbi et al. 2000, de Bernardis et al. 2000, Hanany et al. 2000] qui laissent apparaître sans aucun doute possible le premier pic Doppler comme le montre la figure 1.2. Ceci permet entre autre de déterminer le paramètre Ω_0 déterminant la géométrie à grande échelle, qui est égale à 1 avec une précision de 10%. Associées à des mesures de supernovae lointaines, ces données permettent de contraindre le paramètre de densité de matière autour de 0.3 alors que le paramètre de densité lié à la constante cosmologique vaut environ 0.7.

1.2 Emissions de premier plan

Outre l'effet SZ, l'émission de sources discrètes ou diffuses dégradent les anisotropies primaires du FCM comme l'illustre la figure 1.5. On se reportera à [Bouchet et al. 2000] et les références citées pour plus de détails.

1.2.1 Sources discrètes

Plusieurs sources discrètes non-résolues, en particulier les galaxies, peuvent contribuer notablement aux anisotropies secondaires du FCM, particulièrement dans le domaine IR et sub-mm par rayonnement thermique des poussières mais également par rayonnement du type *free-free*. Ces sources sont principalement visibles à petites échelles angulaires, jusqu'à $\theta \approx 5^\circ$.

1.2.2 Emissions galactiques

Notre Galaxie contribue également aux anisotropies du FCM, par trois effets:

1. Le rayonnement *synchrotron* est dû au mouvement des électrons dans le champ magnétique de la Galaxie. Son maximum d'émission est dans le centimétrique et est hautement polarisé. Des cartes d'émissions synchrotrons existent [Haslam et al. 1982, Reich & Reich 1988] et permettent d'estimer par extrapolation le niveau de contamination dans les longueurs d'onde du FCM.

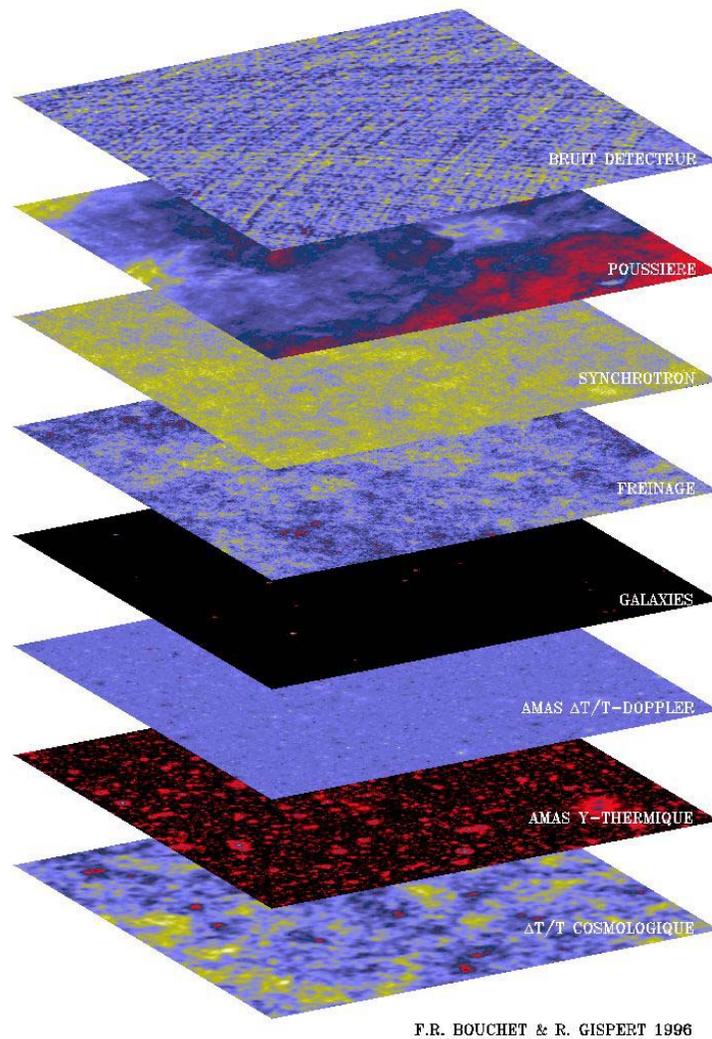


Figure 1.5: *Illustration des différents avant-plans aux fluctuations du FCM (d'après Bouchet et Gispert, communication personnelle).*

2. Le rayonnement *de freinage* provient des interactions free-free des électrons avec les noyaux des atomes ionisés des régions HII. Son maximum d'émission se situe également dans le centimétrique. La distribution spatiale de l'émission free-free peut être estimée à partir de cartes $H\alpha$.
3. Enfin, l'émission thermique des poussières de notre Galaxie (poussières zodiacales et interstellaires) est très importante, particulièrement dans l'IR et le sub-mm. C'est pourquoi les mesures d'anisotropies du FCM se sont faites jusqu'à présent à hautes latitudes galactiques, régions considérées comme relativement propres par rapport au plan galactique où l'émission de la poussière domine. Les traceurs actuels permettent une soustraction des poussières galactiques avec une précision de quelques pourcents.

Le spectre des fluctuations RMS de ces émissions pour un faisceau de 7° est représenté figure 1.6.

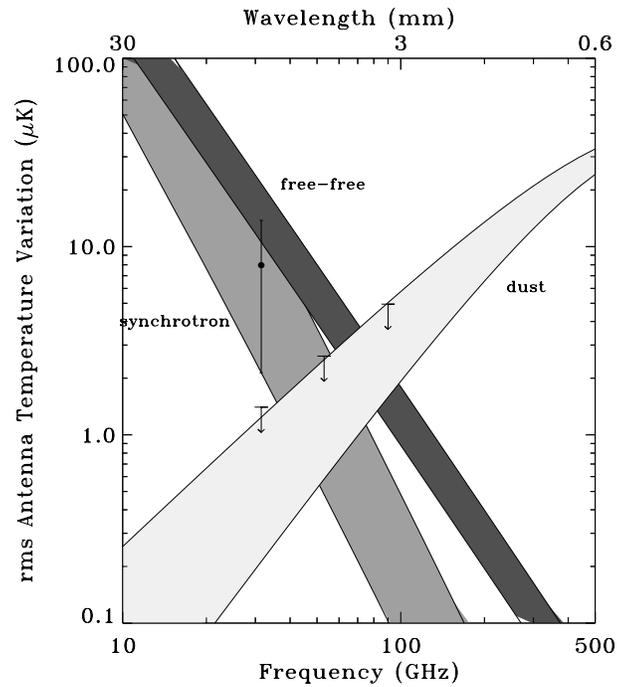


Figure 1.6: *Amplitude RMS des fluctuations des émissions galactiques aux latitudes $|b| > 30^\circ$ en fonction de la fréquence, pour un faisceau de 7° de largeur à mi-hauteur [Kogut et al. 1995] (résultat de corrélations DMR-DIRBE et DMR-Haslam). Les composantes dipolaire et quadrupolaire ont été soustraites.*

Conclusions

L'information astrophysique contenue dans les photons sub-mm et mm est donc extrêmement riche, en particulier au niveau du FCM. La mesure des fluctuations du FCM avec une sensibilité de 1ppm pose des contraintes instrumentales très sévères, comme nous allons le voir au niveau de la conception de l'instrument Planck-HFI.

Chapitre 2

Le satellite Planck

Planck est une mission spatiale dont l'objectif est la cartographie complète du ciel dans le domaine sub-mm et mm et plus particulièrement la mesure des anisotropies du FCM. Il a été conçu pour atteindre une sensibilité proche de la limite fondamentale donnée par le bruit de photon du FCM. Le satellite Planck est constitué de deux instruments qui utilisent les meilleurs détecteurs disponibles actuellement :

- Low Frequency Instrument (LFI): cet instrument utilise des radiomètres du type HEMT (High Electron Mobility Transistor) refroidis à 20K pour les fréquences de 30GHz à 100GHz.
- High Frequency Instrument (HFI): cet instrument emploie des bolomètres refroidis à 100mK pour la mesure des fréquences de 100GHz à environ 1000GHz.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement à HFI dont l'Institut d'Astrophysique Spatiale a la responsabilité principale ("Principal Investigator") en collaboration avec 8 laboratoires français et 6 laboratoires étrangers dans 4 pays différents. Le coût total consolidé est estimé à 110 millions d'Euros. Après un bref historique de Planck et la description du déroulement d'un projet spatiale, le design de HFI sera présenté en liaison avec les objectifs scientifiques.

2.1 Du concept à la réalisation

L'évolution des concepts instrumentaux mais aussi des détecteurs bolométriques, de l'électronique bas bruit et de la cryogénie ont permis d'envisager au début des années 1990 une mission spatiale capable de cartographier de manière complète le ciel sub-mm et mm en s'affranchissant de l'effet de l'atmosphère terrestre.

2.1.1 Le concept SAMBA

Le concept SAMBA (SATellite for the Measurement of Background Anisotropies) est apparu en France en 1993 (cf. figure 2.1). C'est un petit satellite prévu pour être placé en orbite basse qui effectue une cartographie complète du ciel dans le domaine de longueurs d'onde 100GHz-1000GHz. Sa sensibilité est proche du bruit de photon du FCM dans les bandes où il domine grâce à un télescope d'environ 80cm de basse émissivité refroidi passivement. L'objectif principal est de mesurer les anisotropies du FCM jusqu'à $\ell \simeq 2000$ afin de déterminer les paramètres cosmologiques. Pour ce faire, la soustraction des émissions d'avant-plan est fondamentale ce qui nécessite la mesure de plusieurs longueurs d'onde [Bouchet et al. 1996, Gispert et Bouchet 1996]. Il a été démontré que la mesure issue d'un tel instrument est capable de contraindre les différents paramètres cosmologiques à mieux que 1% [Bersanelli et al. 1996, Bond et al. 1997].

La chaîne de détection que l'on retrouve sur Planck-HFI se base sur des composants de toute dernière génération [Lamarre 1996]:

- bolomètres toile d'araignée à 100mK,

- électronique de lecture à polarisation alternative,
- Réfrigérateur spatiale basé sur un système de dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$.

SAMBA est proposé comme petite mission au CNES et à l'ESA en 1994. Parallèlement, Caltech en collaboration avec l'IAS et la NASA étudient le projet FIRE dont les principes sont identiques, mais qui sera abandonné par la suite.

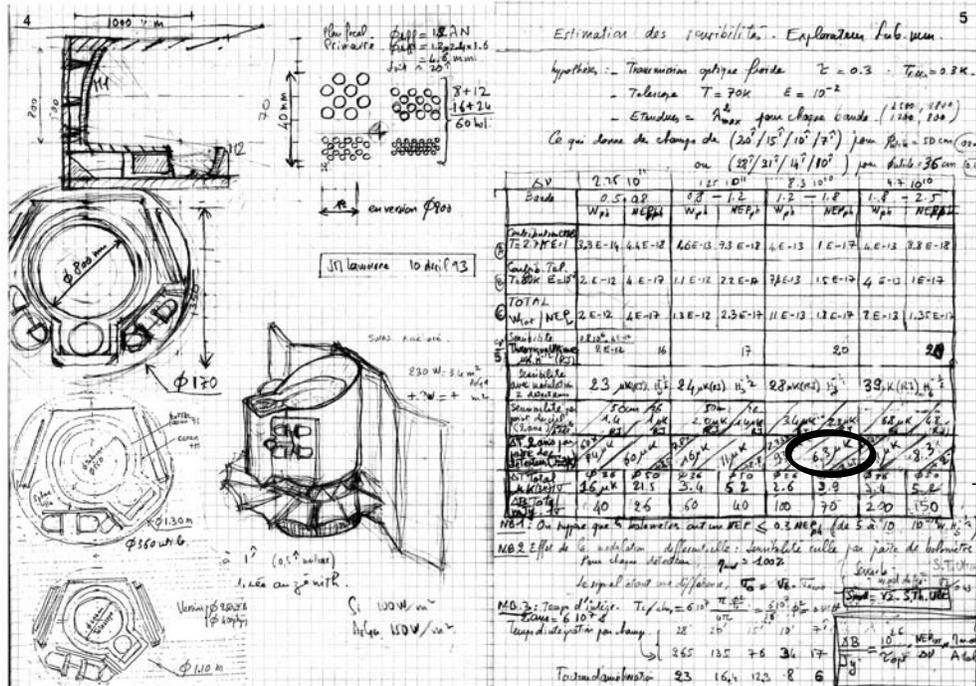


Figure 2.1: Concept Samba tel qu'il se présente dans les notes de Jean-Michel Lamarre datées du 10 avril 1993. Les calculs laissent déjà apparaître une sensibilité d'environ $6 \mu K$ en température thermodynamique.

2.1.2 De Samba à Planck

De part leur similarité (télescope de classe 1m) et leur complémentarité en terme de domaine de longueurs d'onde, l'ESA associe SAMBA avec COBRAS (COsmic BackgRound Anisotropy Satellite), un instrument radio couvrant le domaine 30GHz-100GHz et proposé par les italiens du CNR (Centro Nazionale della Ricerca) de Milan. L'ESA lance alors une étude de phase A en 1994 pour une mission du type M3. Le projet COBRAS/SAMBA est approuvé par l'ESA en 1996. COBRAS/SAMBA devient Planck en 1997, en hommage au physicien allemand qui donna son nom au rayonnement du corps noir.

Des Problèmes de financement en 1997 amènent l'ESA à considérer Planck et Herschel (anciennement FIRST, satellite observatoire sub-mm emportant un télescope de 3.5m) comme un unique satellite. Planck pourrait soit être inclus dans le cryostat Herschel, soit ces

deux satellites seraient collés dos-à-dos, les deux missions étant effectuées l'une après l'autre. Un tel projet est rapidement abandonné pour des raisons évidentes de finalité différente des deux missions (relevé profond contre observatoire) mais aussi pour des raisons techniques (intégration de HFI dans le cryostat Herschel par exemple). L'option d'un module satellite développé communément pour Planck et Herschel et le lancement des deux satellites en même temps par Ariane 5 sera retenu. L'ESA lance un appel d'offres pour équiper l'instrumentation du satellite. Deux réponses seront logiquement reçues à l'ESA: le LFI (Low Frequency Instrument) qui est l'instrument radio proposé par un consortium international mené par les italiens du CNR de Milan [LFI Proposal], et le HFI (High Frequency Instrument), l'instrument bolométrique qui est proposé par un consortium international conduit par l'IAS [HFI Proposal]. Une illustration de ce à quoi Planck pourrait ressembler est représentée figure 2.2

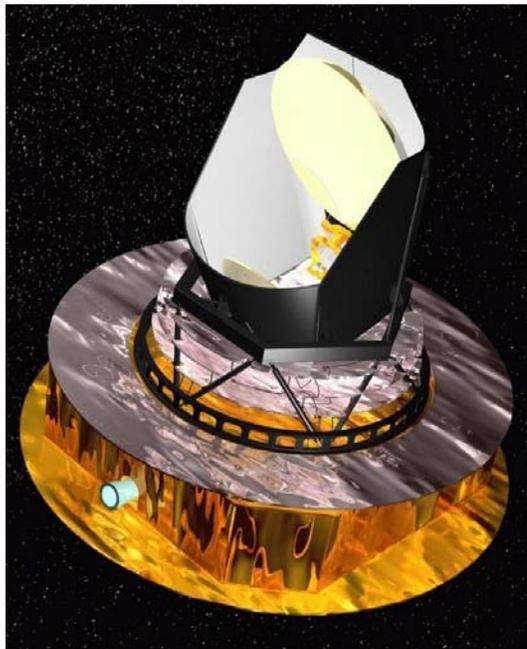


Figure 2.2: *Vue d'artiste du satellite Planck.*

2.2 Déroulement d'un projet spatial

Un projet scientifique (ou autre) désigne la poursuite d'un objectif très précisément défini. Le lancement d'un projet spatial permet de mettre en place les liens entre différents types d'interlocuteurs:

- la communauté scientifique,
- le client financier (le CNES pour la partie française de Planck-HFI),

- le client-satellite à qui le produit sera livré et qui fournit le satellite porteur (l'ESA ou un industriel avec qui un contrat aura été signé),
- l'équipe projet du laboratoire qui réalise l'instrument et qui est composée du PI (Principal Investigator ou scientifique principal), de l'IS (Instrument Scientist ou scientifique instrument), du chef de projet, de l'ingénieur système et de l'ingénieur qualité,
- le comité directeur qui est une structure permanente dans laquelle se trouve entre autre le PI et qui examine régulièrement l'avancement du projet,
- l'équipe projet du client financier.

De la conception à la réalisation, la vie d'un projet évolue par phases séparées par des revues qui statuent sur la conformité du projet par rapport aux objectifs techniques voire calendaires. Pour un projet spatial, le déroulement est défini par l'ECSS (European Community Space Standard) et se décompose généralement en 7 phases principales [ECSS-M-30A]:

1. Phase 0: analyse de la mission; identification des besoins et des solutions.
2. Phase A: faisabilité; exprimer les besoins, proposer des solutions juger la faisabilité.
3. Phase B: définition préliminaire; confirmer la faisabilité, établir une définition préliminaire, figer la spécification technique.
4. Phase C: définition détaillée.
5. Phase D: production, tests de qualification au sol.
6. Phase E: exploitation.
7. Phase F: retrait du service.

On se réfèrera au document [Projets CNES, ECSS-M-30A] pour plus de détails sur le fonctionnement d'un projet spatial. Planck-HFI se trouve actuellement en phase B, plus ou moins avancée suivant les sous-systèmes que l'on considère. Il passera en phase C courant 2001.

2.3 Stratégie de la mesure Planck

Afin de minimiser au maximum les effets systématiques (en particulier au niveau de la lumière parasite provenant de la Terre, de la Lune et du Soleil), mais aussi pour pouvoir bénéficier d'un refroidissement passif optimal, le satellite Planck sera placé en orbite autour du point de Lagrange L2 du système Terre-Soleil comme le montre la figure 2.3. Le satellite possède un axe de rotation dans une direction proche de la direction antisolaire et faisant un angle de 85° avec l'axe du télescope. La vitesse de rotation du satellite résulte d'un

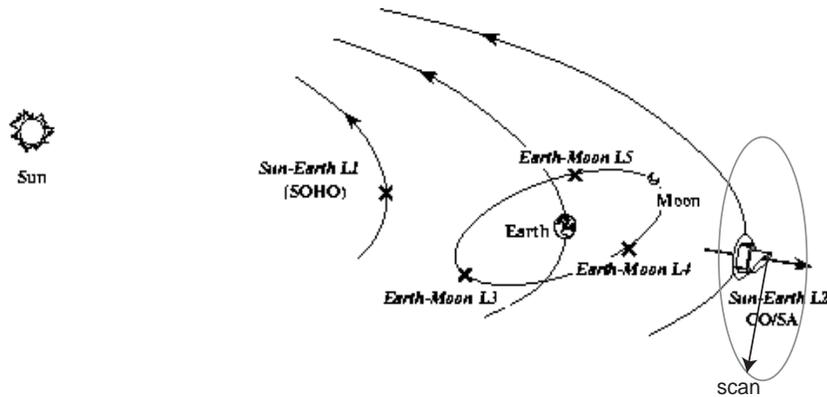


Figure 2.3: *Orbite de Planck autour du point de Lagrange L2.*

compromis entre les exigences des deux instruments. La rotation s'effectue à un tour par minute et permet l'observation d'un grand cercle sur le ciel pendant environ une heure, durée pendant laquelle l'axe de rotation reste fixe. Après cela, l'axe de rotation est repointé par pas de 3 à 5 minutes d'arc et le balayage reprend.

Cette stratégie présente plusieurs avantages:

- Les détecteurs qui se suivent sur le ciel peuvent être quasi-directement coconditionnés. En particulier, les détecteurs polarisés peuvent être placés les uns derrière les autres sur le ciel afin de permettre une différentiation quasi-directe ce qui est nécessaire à l'obtention des paramètres de Stokes.
- La stratégie d'observation de Planck peut être choisie afin d'optimiser les redondances dans les données en déplaçant l'axe de rotation jusqu'à 10° de la direction antisolaire. Une stratégie d'observation optimisée est en effet essentielle pour détecter, contrôler et supprimer les effets systématiques qui peuvent affecter les données [Delabrouille 1998].
- Le signal utile est cantonné autour de la fréquence de rotation et de ses harmoniques (cf. section 5.2.1) ce qui élimine les effets systématiques non-synchrones avec la rotation du satellite.

2.4 Performances requises par HFI

Les grandes lignes de la stratégie d'observation de Planck étant posées, nous allons déduire des objectifs scientifiques les performances requises par HFI.

2.4.1 Longueurs d'ondes, largeur de bande

Afin de séparer les différentes composantes du ciel pour les fréquences entre 100GHz et 1000GHz, il est nécessaire de cartographier le ciel à 6 longueurs d'ondes différentes. En effet, comme cela a été démontré par des simulations, l'émission du FCM, des poussières

galactiques, des galaxies distantes et l'effet SZ pourront être séparés à un niveau de précision limité uniquement par l'algorithme de soustraction des avant-plans [Bouchet et al. 1996]. HFI cartographiera ainsi la sphère céleste à 6 longueurs d'ondes comme exposé dans la table 2.1. Chacune des composantes astrophysiques fait partie des objectifs scientifiques de la mission. Notons que, pour la mesure des anisotropies du FCM, le canal à 100GHz est

Table 2.1: *Canaux de Planck-HFI et composantes principales qu'ils permettent d'observer.*

| Canal | Composante |
|--------|---------------------------------------|
| 100GHz | Anisotropies du FCM (commun avec LFI) |
| 143GHz | Effet SZ négatif |
| 217GHz | Fluctuations du FCM |
| 353GHz | Effet SZ positif |
| 545GHz | Poussières et galaxies |
| 857GHz | Poussières et galaxies |

optimal par rapport aux avants-plans, alors que le canal à 217GHz bénéficie d'une meilleure résolution mais nécessite la soustraction des avants-plans.

La résolution spectrale résulte d'un compromis entre le rapport signal sur bruit par pixel et les contraintes astrophysiques (spectre des différentes composantes que l'on observe). Il a été fixé à $\nu/\Delta\nu = 3$ pour chaque canal après plusieurs itérations.

2.4.2 Températures cryogéniques

Les performances ultimes d'un photomètre sub-mm et mm sont données par le bruit de photon de la puissance de rayonnement de fond au niveau des détecteurs. Pour être limité par le bruit de photon du FCM dans les bandes où il domine, il est donc nécessaire de diminuer la puissance de rayonnement de chaque sous-système optique (téléscope, filtres et détecteur). Ceci est obtenu en diminuant l'émissivité et la température de ces composants. Le télescope est ainsi du type off-axis ce qui permet de diminuer son émission [Lamarre et al. 1995].

La configuration de HFI, avec des filtres à 100mK, 1.6K et 4K, résulte d'un compromis entre bruit de photon et complexité de l'expérience.

La vitesse de rotation du satellite implique une constante de temps rapide des bolomètres (quelques ms) ce qui n'est possible qu'à 100mK avec les performances requises pour les canaux millimétriques. En effet, la taille des bolomètres requise dans ces longueurs d'onde réduit leur rapidité. Dans ces conditions, le bruit de photon de l'étage à 100mK est négligeable. Avec des hypothèses réalistes, on constate que le bruit de photon global de HFI est limité par le FCM pour les longueurs d'onde $\lambda \gtrsim 2mm$, et par le télescope pour les hautes fréquences comme le montre la figure 2.4.

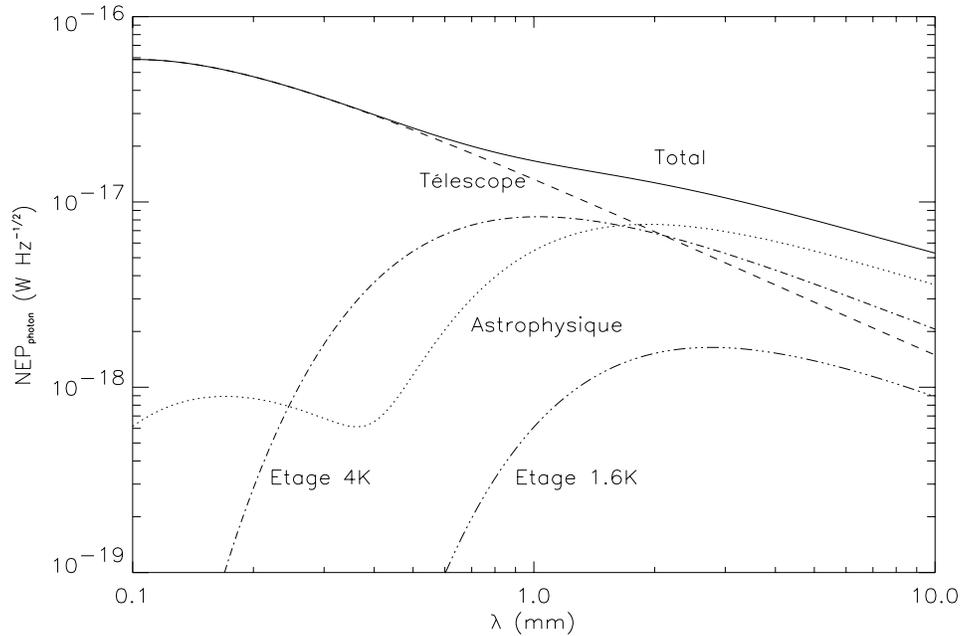


Figure 2.4: *Puissance équivalente du bruit de photon pour les principales sources de puissance de rayonnement de fond, en fonction de la longueur d'onde. Les hypothèses sont les suivantes: canaux limités par la diffraction (étendue de faisceau $A\Omega = \lambda^2$), $\nu/\Delta\nu = 3$, efficacité de la chaîne de détection égale à 37%, température et émissivité du télescope égales à 50K et 1%, température et émissivité des filtres à 1.6K égales à 1.85K et 15%, température et émissivité des filtres et cornets à 4K égales à 5K et 20%.*

2.4.3 Résolution angulaire

Les anisotropies du FCM jusqu'à $\ell = \ell_{max} \simeq 2000$ soit $\theta = 360^\circ/\ell_{max} \simeq 10 \text{ arcmin}$ constituent le principal objectif scientifique de la mission Planck-HFI. Pour ne pas trop lisser ces fluctuations, une résolution d'environ 5 minutes d'arc est nécessaire. Pour atteindre cette résolution à 1mm de longueur d'onde, un télescope d'au moins 1m de diamètre est nécessaire.

Idéalement, l'énergie qui atteint les détecteurs provient entièrement du faisceau principal et pour une faible proportion, des lobes latéraux proches. Tout autre source de rayonnement est considérée comme lumière parasite (cf. chapitre 5). Malheureusement, un télescope avec de telles performances serait infiniment grand. De manière plus réaliste, le meilleur compromis entre taille du lobe principal et dimension du télescope est obtenu avec un éclairage gaussien ou quasi-gaussien du télescope par le détecteur (par application du principe de retour inverse de la lumière). Dans le cas de Planck, cet éclairage est contrôlé par un cornet (à 4K) qui assure un couplage efficace du détecteur avec le télescope et le ciel. Il existe néanmoins un compromis entre la taille du lobe principal et le niveau de lumière parasite: plus le lobe est petit, plus le télescope est éclairé et plus le niveau de lumière

parasite est important. Les canaux à $100GHz$, $143GHz$ et $217GHz$ résultent d'une telle optimisation et sont limités par la diffraction (voir table 2.2). Pour les canaux aux plus hautes fréquences, la résolution a été volontairement ajustée à 5 minutes d'arc afin de ne pas imposer de contraintes impossibles à tenir au niveau du taux de télémétrie, du temps de réponse de la chaîne de détection et de l'échantillonnage du ciel.

2.4.4 Sensibilité

Knox et Tegmark [Knox 1995, Tegmark 1997] ont quantifié l'incertitude qui provient de la mesure de C_ℓ par la formule suivante:

$$\sigma(C_\ell) = \sqrt{\frac{2}{(2\ell + 1)Lf_{ciel}}} [C_\ell + C_{bruit}B_\ell^{-2}] \quad (2.1)$$

où $B_\ell \simeq \exp\left(-\frac{\ell^2\sigma_{faisceau}^2}{2}\right)$ est la fonction de filtrage du lobe principal supposé gaussien, L est la largeur de la bande de multipôles que l'on moyenne, f_{ciel} représente la fraction de ciel observé, C_{bruit} est le spectre de puissance angulaire du bruit et $\sigma_{faisceau}$ est la largeur à 1σ du faisceau supposé gaussien.

Le premier terme, en C_ℓ , correspond à la variance de l'estimateur du spectre de puissance, que l'on appelle généralement *variance cosmique*. Ce terme est indépendant du bruit de mesure et peut être réduit soit en augmentant L au risque d'ajouter un biais à la mesure, soit en augmentant la couverture du ciel f_{ciel} jusqu'au maximum, soit 100% comme c'est le cas pour Planck.

Le second terme correspond au bruit propre de la mesure. La valeur du spectre de puissance angulaire de bruit est donnée approximativement par la formule suivante:

$$C_{bruit} = \sigma_{pixel}^2 \Omega_{pixel} \quad (2.2)$$

où σ_{pixel} est la déviation standard du bruit sur le pixel d'angle solide Ω_{pixel} . L'effet du faisceau apparaît dans le terme exponentiel qui décroît la puissance des petites échelles angulaires ce qui se traduit par une augmentation du bruit.

Tegmark [Tegmark 1997] a montré que pour optimiser la mesure du spectre de puissance, il faut couvrir une surface de ciel telle que $C_{bruit} \simeq C_\ell B_\ell^2$ pour $\ell = \ell_{max}$. Dans le cas de Planck, la couverture du ciel est totale ce qui requiert $C_{bruit} \lesssim C_\ell B_\ell^2$ pour $\ell = \ell_{max}$. Tegmark en déduit que le rapport signal sur bruit par pixel (défini par le faisceau) doit être de l'ordre de l'unité. Notons que cette conséquence n'est pas valable dans le cas de Planck-HFI qui explore un domaine de fréquences spatial trop important. On rappelle que le niveau RMS des fluctuations du FCM σ_{FCM} vaut:

$$\sigma_{FCM}^2 = \sum_{\ell} \frac{2\ell + 1}{4\pi} B_\ell^2 C_\ell \quad (2.3)$$

Les modèles cosmologiques prévoient $C_{\ell=2000} \simeq 10^{-4} \mu K^2 sr$. Une mesure optimale correspond donc à $\sigma_{pixel} \simeq 4\mu K$ pour un pixel de 5 minutes d'arc de largeur à mi-hauteur.

2.5 L'instrument Planck-HFI

2.5.1 Le télescope

Une des conditions à remplir pour obtenir un instrument limité par le bruit de photon du FCM dans les bandes basses fréquences est la diminution au maximum de l'émission du télescope. Trois caractéristiques permettent d'assurer cette condition [Lamarre et al. 1995]:

1. Le télescope est du type "off-axis", comme le montre la figure 2.2, éliminant ainsi l'émission du support de secondaire,
2. il est de faible émissivité, typiquement 0.5% par réflecteur,
3. il est refroidi passivement à environ 50K.

Pour atteindre les résolutions angulaires requises par LFI, mais aussi pour contrôler au mieux les lobes parasites, le télescope possède un diamètre efficace égal à 1.5m.

2.5.2 L'instrument HFI

L'instrument HFI est constitué (i) d'un ensemble plan focal (Focal Plane Unit ou FPU), (ii) de l'électronique de lecture, (iii) de l'unité de traitement des données (Data Processing Unit ou DPU), (iv) de réfrigérateurs ainsi que (v) de câbles et tubes qui relient ces différents sous-systèmes.

- L'ensemble plan focal est représenté figure 2.5. Il regroupe 48 bolomètres, 30 thermomètres et 8 chauffages refroidis à 100mK par une dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$, avec leurs cornets et filtres à 100mK, 1.6K et 4K qui définissent les différents canaux. L'étage à 4K protège les niveaux internes de l'émission thermique de l'environnement à environ 50K (provenant du refroidissement passif du satellite) et réalise une cage de Faraday qui protège les lignes à hautes impédances de l'électronique de lecture. Le FPU constitue un cryostat qui fonctionne à partir de 18K obtenu par le réfrigérateur à adsorption/désorption commun à HFI et LFI.
- L'électronique de lecture des bolomètres est basé sur une modulation électrique de forme carré. Ce système, décrit en détails au chapitre 4.2, permet d'obtenir la puissance totale incidente au bolomètre et réalise une mesure sur une large bande de fréquences.
- L'unité de traitement des données assure le suivi et le contrôle de l'expérience et réalise l'interface avec l'ordinateur de bord. Il est en particulier en charge de la compression des données.
- Le schéma cryogénique permettant de refroidir les bolomètres et leur filtre à 100mK est basé sur des solutions techniques qui sont qualifiées spatiales ou en cours de l'être. Chaque sous-système cryogénique tire le maximum d'avantages du sous-système

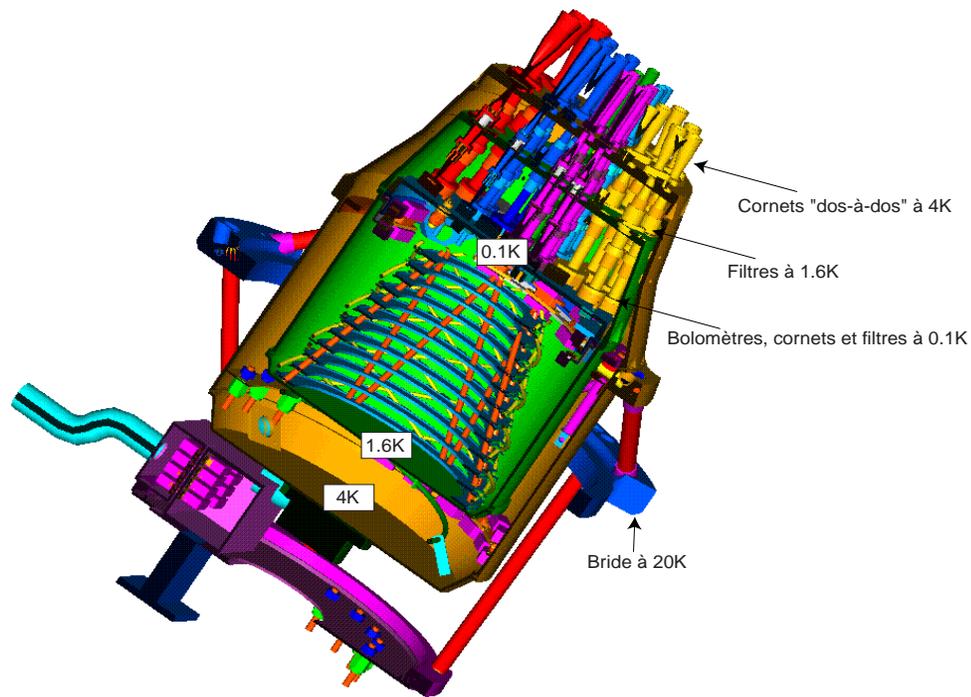


Figure 2.5: *Vue en coupe de l'ensemble focal de l'instrument HFI.*

précédent comme le montre la figure 2.6. Le pré-refroidissement à environ 50K de l'instrument est assuré par le satellite refroidi d'une manière passive. Un système basé sur une détente Joule-Thomson (JT) d'hydrogène avec des compresseurs à adsorption/désorption permet de refroidir HFI et LFI à environ 18K [Wade 1991]. L'étage 4K est obtenu par une détente JT d'hélium 4 comprimé par des compresseurs mécaniques [Bradshaw et Orłowska 1997]. Les températures inférieures sont obtenues par le mélange $^3\text{He}/^4\text{He}$ [Benoit 1997]: la dilution de ^3He dans ^4He permet d'obtenir une température inférieure à 100mK alors que la détente JT du mélange qui en est issue assure le refroidissement de l'étage 1.6K.

- L'ensemble des tubes et des câbles électriques sont attachés entre eux au maximum afin de former des échangeurs thermiques pour chacun des fluides qui circulent dans le but de minimiser les pertes.

Comme le montre la figure 2.4, L'architecture cryogénique et la faible émissivité des composants optiques permet d'obtenir un bruit de photon dominé par celui du FCM dans les canaux où cette composante astrophysique domine. Avec une grande efficacité et une bonne sensibilité de la chaîne de détection, l'instrument sera limité par le bruit de photon du FCM dans les canaux basses fréquences.

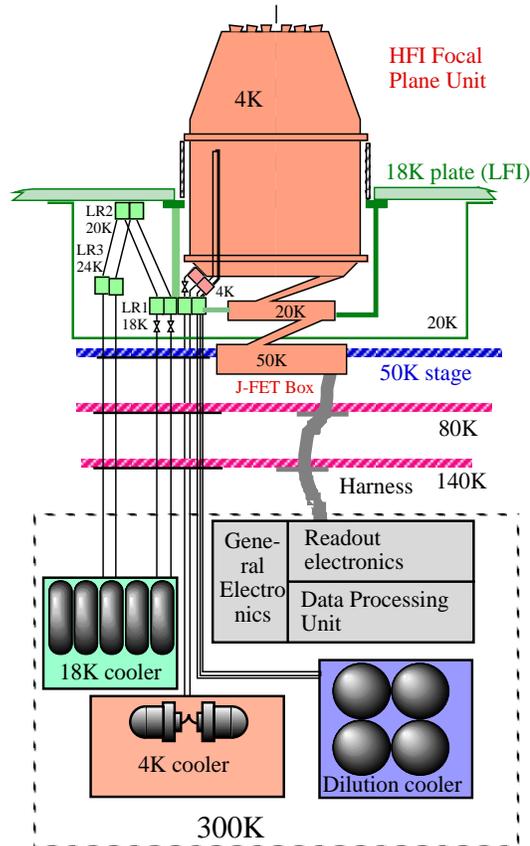


Figure 2.6: Architecture et distribution des sous-systèmes de HFI.

2.5.3 Performances attendues

La table 2.2 montre que Planck-HFI aura une sensibilité de quelques μK . Des simulations réalisées par R. Gispert et F. Bouchet ont démontré que la sensibilité de HFI permet d'atteindre les objectifs scientifiques et qu'une dégradation de la sensibilité d'un facteur 2 permet toujours de remplir les objectifs scientifiques principaux (détermination des paramètres cosmologiques) [Bersanelli et al. 1996].

2.6 Sources de bruits

Le signal provenant des détecteurs de Planck-HFI peut être considéré comme la somme de plusieurs contributions:

1. Le signal astrophysique, provenant du ciel à travers le lobe principal,
2. la lumière parasite externe, provenant du ciel à travers le lobe lointain,
3. la lumière parasite interne, issue de différentes parties du satellite, du télescope et des écrans ainsi que de HFI lui-même,

Table 2.2: *Caractéristiques de Planck-HFI (d'après [Bhatia et al. 1999], pour une mission de 1 an).*

| Canal (GHz) | FWHM (arcmin) | Nb det. non pol. | Nb det. pol. | Sens. par pixel non pol. ($\mu\text{K}/\text{K}$) | Sens. par pixel pol. ($\mu\text{K}/\text{K}$) |
|-------------|---------------|------------------|--------------|---|---|
| 100 | 9.2 | 4 | 0 | 2.2 | / |
| 143 | 7.1 | 4 | 8 | 2.4 | 4.8 |
| 217 | 5.0 | 4 | 8 | 3.8 | 7.6 |
| 353 | 5.0 | 4 | 8 | 15 | 30 |
| 545 | 5.0 | 4 | 0 | 17 | / |
| 857 | 5.0 | 4 | 0 | 8000 | / |

4. les bruits fondamentaux que sont le bruit de photon et le bruit du bolomètre,
5. autres effets systématiques comme les interférences électro-magnétiques ou les fluctuations de température des étages cryogéniques.

Comme on le verra au chapitre 5, la stratégie d'observation de Planck fait que le signal issu des deux instruments sera cantonné autour du fondamental et des harmoniques de la fréquence de rotation du satellite $f_{spin} = 1/60 = 16.7\text{mHz}$. La fréquence nulle qui représente l'émission continue du ciel est inaccessible car noyée dans le rayonnement de fond. Si un bruit d'origine quelconque est entre deux harmoniques, par filtrage l'effet est négligeable sur le signal. Les spécifications des différentes sources de bruits se font donc dans le domaine fréquentiel.

2.6.1 Les différentes sources de bruits

Une liste non-exhaustive des bruits qui peuvent affecter la mesure Planck-HFI est la suivante:

- Bruit de l'électronique de lecture,
- efficacité de l'électronique de lecture,
- perte de signal (rayons cosmiques par exemple),
- lumière parasite externe,
- fluctuations de température des étages cryogéniques,
- lumière parasite provenant du satellite,
- perturbation électro-magnétique,
- microphonie,

- bruit de l'algorithme de compression des données.

Ces différents bruits peuvent affecter la mesure par l'apparition de composantes fréquentielles plus ou moins pures, ou par l'augmentation globale du niveau de bruit blanc.

2.6.2 La stratégie du β

Afin de spécifier le niveau de bruit acceptable dans une bande de fréquence donnée, on introduit le facteur β qui est le rapport entre le bruit considéré et la limite de sensibilité de chaque canal donnée par les bruits fondamentaux (bruit de photon et bruit du bolomètre). Comme les niveaux de bruits se somment quadratiquement, le bruit total se voit augmenté d'un facteur $\sqrt{1 + \beta^2}$, correspondant à une augmentation relative par rapport aux bruits fondamentaux valant $\sqrt{1 + \beta^2} - 1$. Ainsi, un facteur β de 30% qui est la valeur requise pour HFI correspond à une augmentation de la puissance équivalente de bruit de moins de 5%. Dans ces conditions et étant donné les sources de bruit identifiées, une dégradation d'un facteur 1.5 est à prévoir sur la sensibilité de la mission, ce qui dégrade peu les objectifs scientifiques. On rappelle que les objectifs scientifiques de Planck-HFI seront atteints avec une sensibilité dégradée d'un facteur 2.

2.6.3 Le problème du bruit basse fréquence

Il est bien connu que les composants électroniques présentent un bruit en excès aux basses fréquences ($f \lesssim 10\text{Hz}$), communément appelé "bruit en $1/f$ ", dont l'origine est encore mal connue. Les fluctuations de température sont également confinées aux basses fréquences par inertie thermique. Ce type de bruit crée des stries dans les cartes qu'il est possible de soustraire (au moins partiellement) par des algorithmes utilisant les redondances [Delabrouille 1998]. Néanmoins, il n'a pas encore été démontré que cette méthode peut être appliquée pour la suppression à la fois des stries et de la lumière parasite externe. Dans ces conditions, la spécifications sur chaque bruit est une valeur du paramètre $\beta < 0.3$ sur toute la bande de fréquence utile, soit du fondamental de la fréquence de rotation, 16mHz, jusqu'à environ 100Hz.

Conclusions

Le design complexe de Planck-HFI doit permettre de remplir les objectifs de la mission si l'ensemble des bruits et effets systématiques sont bien maîtrisés. En particulier, la réduction des bruits basses fréquences est un point fondamental pour la réussite de la mission. Je me suis intéressé plus particulièrement à deux sous-systèmes de HFI critiques par rapport aux bruits en $1/f$: l'électronique de lecture et l'architecture thermique à 100mK que nous verront respectivement dans les chapitres 4 et 6.

Chapitre 3

Symbol

Symbol est un cryostat destiné aux tests de systèmes bolométriques. Le développement rapide de ces détecteurs vers des matrices comportant de plus en plus de pixels au début des années 1990 a nécessité un banc de tests afin de caractériser de manière complète les chaînes de mesure de ce type. Les problèmes se posent en terme d'électronique de lecture, de microphonie, de diaphonie, d'optique de couplage et de maîtrise des fluctuations de température. Des systèmes plus ou moins équivalents existent en Angleterre au QMW (Queen Mary and Westfield College, Londres, Angleterre) ainsi qu'aux États-Unis à Caltech (California Institute of Technology, Pasadena, USA) et au JPL (Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, USA).

3.1 Description

Symbol est un cryostat du type Sionludi livré "clef en main" par TBT, filiale du groupe l'Air Liquide, aujourd'hui englobée dans le service Basse Température. Il remplit totalement le cahier des charges qui avait été fixé lors de l'appel d'offres en 1993 ([Lamarre et Torre 1993]):

- système à dilution ayant son plan de refroidissement dans sa partie supérieure de façon à en préserver l'accessibilité,
- température minimale atteignable inférieure à 70mK (environ 50mK),
- puissance de refroidissement à 100mK égale à $20\mu\text{W}$,
- diamètre utile d'environ 130mm sur une hauteur de 130 mm,
- ouvertures sur les écrans permettant le passage d'un faisceau optique,
- un volume utilisable de $40\times 40\times 20\text{mm}$ situé dans un environnement à une température inférieure à 100K et à moins de 150 mm de la platine froide, aisément accessible pour l'installation d'une électronique refroidie.

Afin de permettre l'installation d'une optique chaude, le cryostat est vissé sur une table en marbre qui est isolée du sol par des isolateurs de vibrations pneumatiques (cf. figure 3.1). Un bidon d'hélium liquide accroché sous le marbre permet le refroidissement jusqu'à 4K. Le système de dilution à cycle fermé prend le relais jusqu'à 100mK. Il faut environ 36 heures pour atteindre 100mK depuis l'ambiante.

La lecture de la thermométrie est obtenue par un système de lecture en quatre fils du type ORPX distribué par Barras Provence [Barras Provence].

3.2 Mise au point du système

Les premières mises en froid de Symbol présentaient des niveaux de bruits excessifs par rapport aux performances d'autres expériences bolométriques à 100mK



Figure 3.1: Photographie de l'installation Symbol.

([Piat & Gaertner 1996], [Piat 1996b], [Piat 1997a]). Il s'est alors avéré nécessaire de procéder au re-câblage complet du cryostat ainsi qu'à une étude complète des moyens de réduire l'effet des sources de vibrations.

3.2.1 Câblage

L'ensemble du câblage du cryostat Symbol a été refait aussi bien pour la partie bolométrie que pour la partie thermométrie. Le câblage des chaînes de lecture des bolomètres a été réalisé sur le modèle de Diabolo, ce qui cumule deux avantages: c'est un système qui a fait ses preuves et qui permet, de plus, l'échange de composants tels les amplificateurs froids avec Diabolo (cf. figure 3.2).

L'ensemble du câblage est blindé et une attention particulière a été prise au suivi de la masse d'un bout à l'autre (cf. figure 3.3): il a ainsi été nécessaire de réaliser des bouchons en cuivre permettant le suivi de la masse au niveau des différents connecteurs équipant le cryostat. Le choix des fils au sein même d'un câble n'a pas été fait au hasard: les circuits à haute impédance, très sensibles aux problèmes EMI/EMC, sont isolés les uns des autres par les circuits de polarisation.

Le câblage de la thermométrie a été réalisé avec les mêmes principes, appliqués à une mesure en quatre fils (cf. figure 3.4).

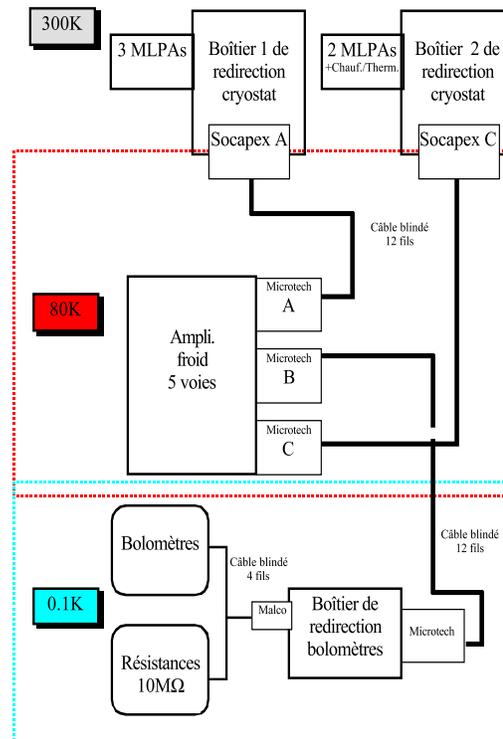


Figure 3.2: Schéma de principe du câblage de la chaîne de lecture des bolomètres de Symbol.

3.2.2 Niveau de vibrations

Les niveaux de vibration ont été mesurés à chaud avec un accéléromètre du type Endevco 7703A-1000 associé à un amplificateur de charges Endevco 104 et un analyseur de spectre Siglab branché sur un PC sous Matlab.

Trois niveaux de protection aux vibrations mécaniques et phoniques ont été utilisés sur l'ensemble Symbol:

1. Dans un premier temps, les pompes en fonctionnement lorsque la platine froide du cryostat est à 100mK ont été déplacées dans la pièce voisine: le béton constituant le bâtiment est un excellent filtre passe bas. Les vibrations transmises par les tubes de pompage sont de plus atténuées par le passage dans deux caissons, l'un rempli de béton et l'autre de sable.
2. Ensuite il a été procédé à la mise en route des isolateurs de vibrations. Ceux-ci sont placés aux quatre coins du marbre supportant le cryostat et sont constitués d'un piston pneumatique où circule en permanence un flux laminaire d'air comprimé, ce qui sur-élève le marbre et amortit toutes les vibrations mécaniques supérieures à quelques hertz. Toutefois, ce système pose la question de la rigidité du cryostat. La figure 3.5 représente les spectres de vibrations au niveau du marbre et au niveau de la platine froide du cryostat: il apparaît très nettement que les vibrations sont identiques aux

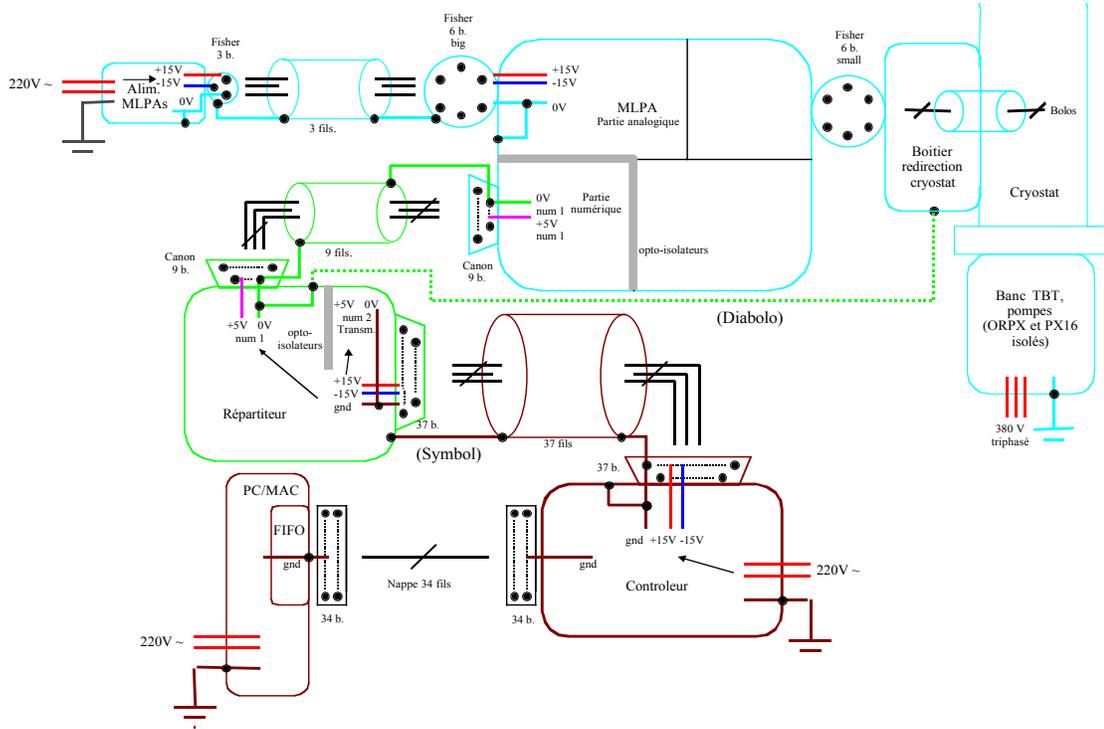


Figure 3.3: Schéma de masse de Symbol.

fréquences inférieures à environ 50Hz, domaine où la rigidité du cryostat est donc assurée. Les figures 3.6 et 3.7 montrent l'amélioration obtenue après le déplacement des pompes et la mise en route des isolateurs de vibrations. La figure 3.8 représente le spectre de vibrations obtenu aux fréquences inférieures à 100Hz après ces modifications. Ce spectre apparaît très propre, avec un niveau imposé par les limites de bruit du système de mesure. Seule la zone entre environ 37Hz et 50Hz est légèrement polluée, probablement un résidu des pompes.

3. La circulation de gaz dans les capillaires à l'intérieur même du cryostat peut également entraîner des vibrations mécaniques et phoniques. Cet effet n'a été réellement pris en compte que très tardivement dans l'ensemble de ces travaux (fin 1999). Christophe Bobin, qui a travaillé durant sa thèse sur un Sionludi identique à Symbol afin d'effectuer des mesures sur des bolomètres massifs, a dû faire face à de nombreux problèmes de vibrations internes. Il nous a sensibilisé à ces problèmes et nous a aidé dans le choix de solutions: capillaires consolidés entre eux et sur la structure du cryostat par du ruban de vrai téflon, amortissement des vibrations des tubes sensibles par des mousses de goretex, protection phonique du cryostat et des tuyaux extérieurs par la pose de revêtements Barson constitués d'une épaisseur de 6mm de goudrons et

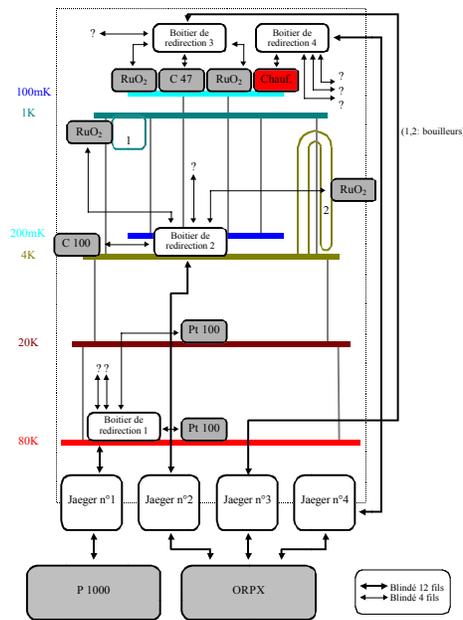


Figure 3.4: Schéma de principe du câblage de la chaîne de thermométrie de Symbol.

protections du bidon d'hélium par un revêtement de mousse et de plomb.

Ces deux premiers niveaux de protection aux vibrations sont donc très efficaces et assainissent le système Symbol. L'effet du troisième niveau est difficile à évaluer mais il permet d'assurer entre autre une protection complémentaire aux vibrations phoniques.

3.3 Mesures optiques

Les mesures d'un bolomètre aveugle ne permettent pas de prédire convenablement le fonctionnement lorsque le détecteur est soumis à une puissance de rayonnement de fond non négligeable: l'efficacité quantique de l'absorbeur est la principale inconnue. De plus, la constante de temps d'un bolomètre ne peut être connue que par des mesures optiques (les mesures avec des sources radioactives présentent généralement des constantes de temps un peu différentes). Nous avons ainsi conçu et installé deux systèmes optiques permettant de répondre à ces questions: un corps noir interne et une fenêtre externe.

3.3.1 Corps noir interne

Afin de caractériser une chaîne bolométrique dans des conditions réalistes, un corps noir interne permettant de simuler une puissance de rayonnement de fond constante a été réalisé. Celui-ci est basé sur une petite cavité en cuivre dont la température est mesurée via une

résistance Allen Bradley. Le chauffage est assuré par un enroulement de fil en constantan et l'ensemble est relié thermiquement à la platine 1K par un tube en inox fine paroi. Le système ainsi obtenu possède une constante de temps thermique d'environ 3s et le corps noir peut être chauffé jusqu'à plus de 10K sans perturber la dilution. Malgré un alignement médiocre, un signal optique à 0.1Hz a pu être mesuré avec ce système [Piat 1999a], le corps noir oscillant autour de 9K, ce qui valide cette source.

3.3.2 Fenêtre externe

Afin de mesurer la constante de temps d'un bolomètre, une source optique rapide est nécessaire. Un corps noir interne thermiquement rapide étant difficile à réaliser, une fenêtre externe a été installée et permet de mesurer le rayonnement issu d'un corps noir modulé par un hacheur optique. L'ensemble de filtrage a été réalisé par Bernadette Leriche, basé sur des filtres à grille capacitive. Il permet d'obtenir une bande passante d'environ $\Delta\lambda/\lambda = 40\%$ autour de $\lambda = 1.2mm$. Des mesures de constantes de temps ont ainsi pu être réalisées, mais sont limitées par la fréquence de modulation maximale (environ 100Hz) de l'électronique de lecture à polarisation capacitive.

Conclusion

Grâce à un schéma électrique propre et à une protection optimale contre les vibrations, le système Symbol a permis d'obtenir des mesures de bruit à la limite du bruit Johnson. Ainsi, des mesures de NEP électrique sur bolomètre aveugle atteignant $10^{-17}W.Hz^{-0.5}$ ont été obtenues ce qui démontre le bon fonctionnement du système (cf. figure 6.21).

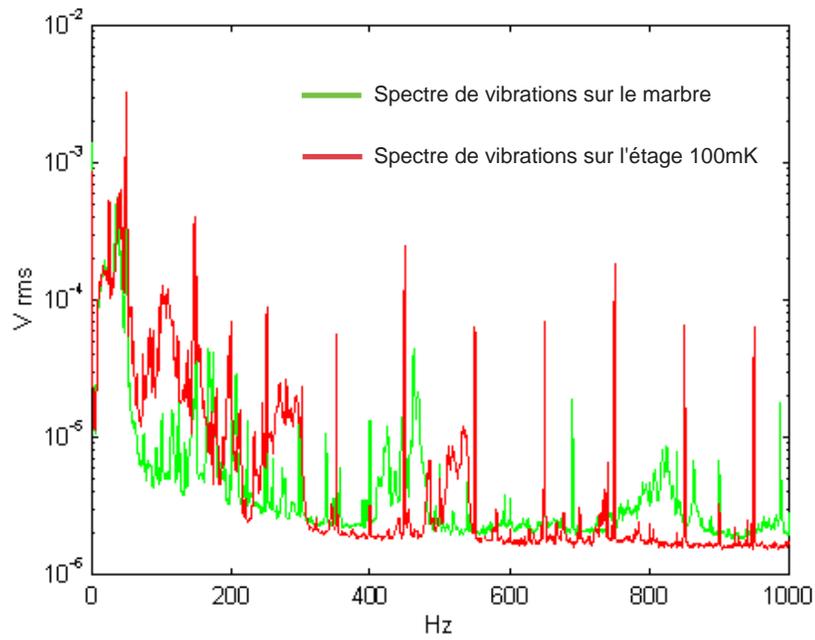


Figure 3.5: Spectres de vibrations obtenus sur la platine 100mK et sur le marbre dans les mêmes conditions, les pompes étant en route (10V/g).

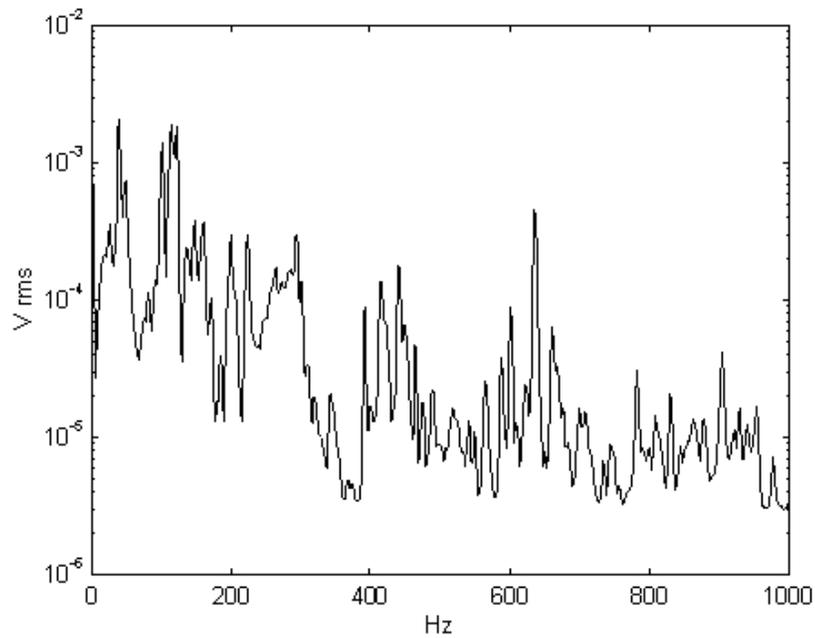


Figure 3.6: Spectre des vibrations sur le marbre obtenu avant le déplacement des pompes (10V/g).

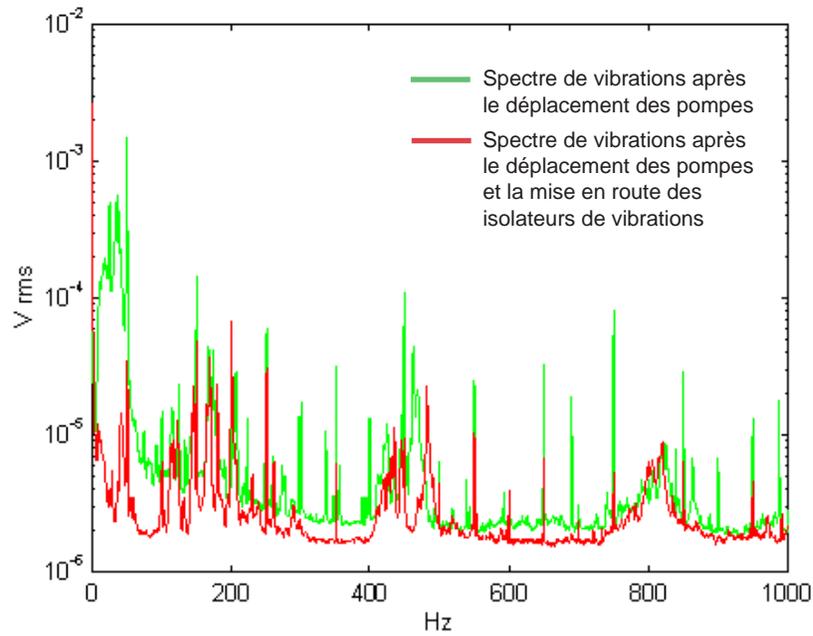


Figure 3.7: Spectres de vibrations sur le marbre obtenus après le déplacement des pompes et après la mise en route des quatre isolateurs ($10V/g$).

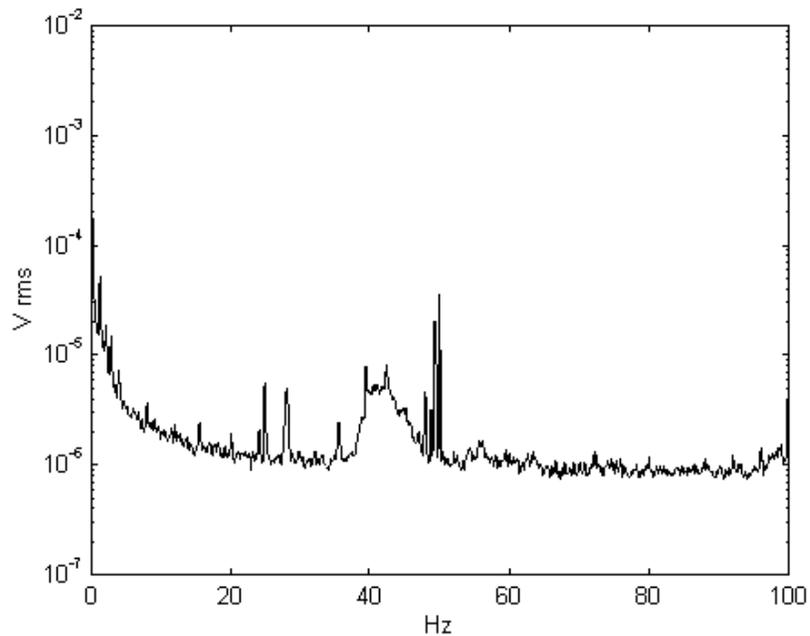


Figure 3.8: Spectre des vibrations basses fréquences obtenu après la mise en route des isolateurs de vibrations, les pompes étant en route ($10V/g$).

Chapitre 4

Chaîne de détection bolométrique

Ce chapitre se propose d'étudier plus en détail une chaîne de détection bolométrique, depuis le détecteur jusqu'à son électronique. La dernière section traite plus particulièrement de l'électronique de lecture de Planck-HFI.

4.1 Bolomètres

Le bolomètre est un détecteur thermique inventé par S.P. Langley en 1881 [Torre & Yvon 2000]. Il se distingue des autres détecteurs thermiques comme le détecteur de Golay par le fait que le thermomètre est un élément résistif dont l'impédance est fonction de la température. La gamme d'utilisation actuelle des bolomètres s'étend dans deux directions: d'une part dans le millimétrique et le submillimétrique où ils sont les seuls détecteurs large bande de hautes performances sur près de deux décades au-delà d'environ $100\mu\text{m}$ (cf. figure 4.1). D'autre part, ils peuvent être optimisés pour la détection de partic-

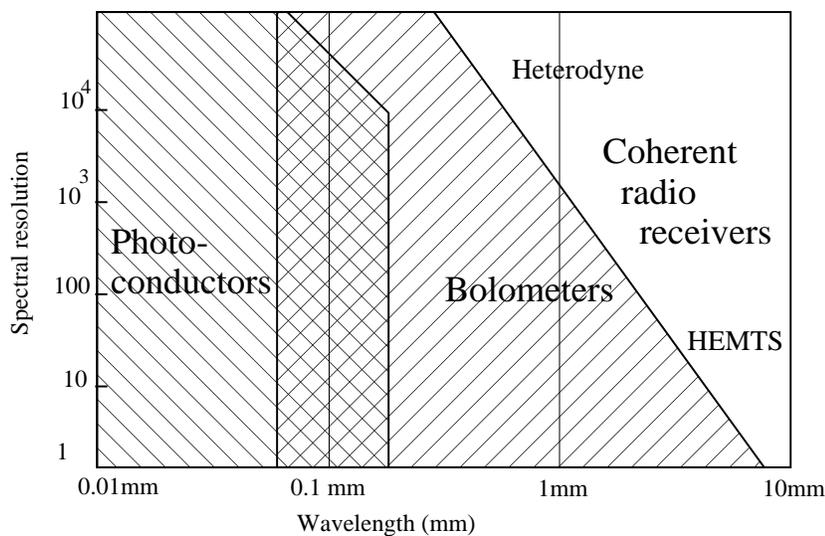


Figure 4.1: *Domaine d'utilisation actuel des bolomètres en astrophysique dans le plan longueur d'onde (λ) / résolution spectrale ($\Delta\lambda/\lambda$) [Lamarre 2000b].*

ules comme les rayons X et événements rares en physique des particules (voir par exemple [De Marcillac 1992]). On s'intéressera ici plus particulièrement au cas des bolomètres pour le millimétrique et le submillimétrique.

4.1.1 Description d'un bolomètre

Un bolomètre est généralement constitué de trois sous-ensembles (cf. figure 4.2):

1. Un absorbeur de rayonnement,
2. une résistance électrique sensible à la température (i.e. un thermomètre) liée thermiquement le mieux possible avec l'absorbeur,

- un lien thermique qui relie le bolomètre à un réservoir de température. Celui-ci permet d'éviter que la température du bolomètre ne cesse de croître sous l'effet des puissances qui le chauffent.

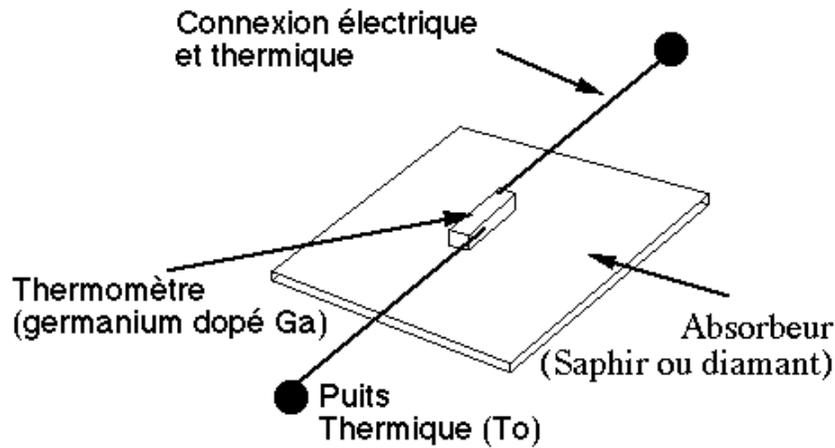


Figure 4.2: Représentation d'un bolomètre composite conventionnel. L'absorbateur assure le couplage avec le rayonnement et le thermomètre permet la mesure des fluctuations de température.

4.1.2 Fonctionnement d'un bolomètre

Schéma thermique

Le modèle thermique d'un bolomètre est représenté figure 4.3. Le principe est le suivant: Le rayonnement incident développe des courants dans l'absorbateur qui dissipent de la puissance par effet Joule. Il s'en suit une augmentation de la température qui produit une variation de la valeur de la résistance. Cette dernière est en général mesurée, via les variations de la différence de potentiel à ses bornes, grâce à un courant de polarisation I idéalement constant.

Considérons un bolomètre de capacité calorifique C_p et de résistance R , supposée n'être sensible qu'à la température et de coefficient de variation $\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT}$. Ce dernier est généralement négatif, ce qui autostabilise le système: toute élévation notable de la température va se traduire par une diminution de la résistance, entraînant du même coup une diminution de la puissance dissipée par effet Joule et donc un refroidissement. Cet effet peut être qualifié de contre-réaction électrothermique. Le lien thermique entre l'absorbateur à la température T et le réservoir de température T_0 est supposée avoir une conductance thermique $G(T)$. Le bilan thermique au niveau de l'absorbateur et du thermomètre fait intervenir trois composantes de puissance:

- Une puissance de polarisation dissipée par effet Joule $P_J = RI^2$,

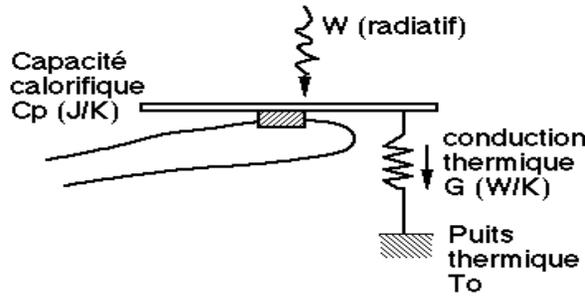


Figure 4.3: Schéma thermique simplifié d'un bolomètre.

2. Une puissance radiative totale W qui provient de deux origines: d'une part l'émission thermique des différents éléments placés dans le champs de vue du détecteur produit une puissance quasi-continue P_r . D'autre part, la source observée produit une composante $q_0 + q(t)$ en général plus petite que la précédente. Celle-ci est quelquefois modulée optiquement pour pouvoir l'extraire du bruit grâce à une détection synchrone (cf. 4.2.2). On appelle généralement la partie continue $P_r + q_0$ la puissance de rayonnement de fond ou de "background".
3. La puissance de fuite $P_T = G(T) \times (T - T_0)$. La conductance de fuite $G(T)$ varie généralement en T^b où $b = 2 - 4$ suivant la nature du lien, métallique ou diélectrique.

Fonction de transfert d'un bolomètre

Sous l'effet des composantes continues de la puissance, le thermomètre se réchauffe à la température T de fonctionnement donnée par l'équation d'équilibre thermique statique:

$$P_J + \eta(P_r + q_0) = P_T \quad (4.1)$$

où η est l'efficacité quantique du bolomètre. Il vient:

$$RI^2 + \eta(P_r + q_0) = G(T) \times (T - T_0) \quad (4.2)$$

L'équation d'équilibre thermique dynamique s'écrit, en notant δT les petites variations de la température du bolomètre:

$$C_p \frac{d}{dt} \delta T + \left(G_d - \frac{\alpha RI^2}{T} \right) \delta T = \eta q(t) \quad (4.3)$$

où $G_d = \frac{dP_T}{dT}$ est la conductance thermique dynamique et C_p la capacité calorifique du bolomètre. A très basse température, cette dernière vaut $C_p = \gamma T + A \left(\frac{T}{\theta} \right)^3$ où θ est la température de Debye (contribution des phonons), γ la constante de Sommerfeld du matériau considéré (contribution électronique) et A une constante. On suppose G_d et C_p indépendants de δT à l'ordre 0.

Le terme $\alpha RI^2/T$ provient des variations de la puissance Joule avec δT . En effet, les variations de température sont reliées aux variations δR de la valeur de la résistance par le coefficient α :

$$\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \approx \frac{T}{R} \frac{\delta R}{\delta T} \quad (4.4)$$

les fluctuations de tension δv aux bornes du thermomètre valent ainsi:

$$\delta v = \delta RI = \frac{\alpha RI}{T} \delta T \quad (4.5)$$

d'où le terme en $\alpha RI^2/T$ qui représente la contre-réaction électrothermique.

L'équation de transfert d'un bolomètre ou sa responsivité \mathcal{R} s'écrit aisément en passant l'équation 4.3 d'équilibre thermique dynamique dans le domaine de Laplace et en utilisant 4.5. Si l'on note par une lettre majuscule la transformée de Laplace de la fonction en lettre minuscule, il vient:

$$\mathcal{R}(s) = \frac{V(s)}{Q(s)} = \frac{\mathcal{R}_0}{1 + \tau_e s} \quad (4.6)$$

où s est la variable de Laplace, \mathcal{R}_0 la responsivité statique et τ_e la constante de temps du bolomètre. Ces paramètres s'écrivent de la manière suivante:

$$\begin{cases} G_e = G_d - \frac{\alpha RI^2}{T} \\ \mathcal{R}_0 = \eta \frac{\alpha RI}{TG_e} \\ \tau_e = \frac{C_p}{G_e} \end{cases} \quad (4.7)$$

G_e est la conductance thermique effective du bolomètre. Un bolomètre est donc un système du premier ordre tant que l'on considère comme négligeables les temps de propagation et d'uniformisation thermique de chaque composant et la résistance thermique de contact entre le thermomètre et l'absorbeur. En pratique, on observe des fonctions de transfert de bolomètres qui ne sont pas parfaitement du premier ordre [Sudiwala, communication personnelle].

Mesures électrique des paramètres

Il est possible de remonter aux paramètres d'un bolomètre à partir de mesures de courbes $V(I)$ et $R(T)$. On montre alors que la responsivité d'un bolomètre en régime stationnaire vaut (cf. [Torre 1992, Griffin et Holland 1988, Rieke 1994]):

$$\mathcal{R}_0 = \eta \frac{Z - R}{2RI} \quad (4.8)$$

où $Z = dV/dI$ est l'impédance électrique dynamique du bolomètre. Un bolomètre aura donc une bonne réponse dans la zone où son impédance dynamique est très différente de son impédance statique. L'efficacité quantique η doit cependant être déterminée par calibration du bolomètre. D'après l'expression de \mathcal{R}_0 (cf. équations 4.7), la valeur de la conductance thermique effective est:

$$G_e = \frac{\alpha RI^2}{T} \frac{2R}{Z - R} \quad (4.9)$$

d'où l'expression de la conductance thermique dynamique:

$$G_d = \frac{\alpha R I^2}{T} \frac{Z + R}{Z - R} \quad (4.10)$$

Notons que pour les bolomètres dont α est négatif, on a:

$$G_e > G_d > G$$

Une mesure de caractéristique $V(I)$ et de $R(T)$ permet donc de remonter aux paramètres d'un bolomètre. On trouvera des théories plus complètes des bolomètres dans [Mather 1982, Mather 1984a, Mather 1984b, Griffin et Holland 1988, Chanin et Torre 1984, Richards 1994]. Concernant les caractérisations de bolomètres, on se reportera aux travaux exemplaires de l'équipe du Queen Mary and Westfield College (Londres) [Sudiwala et al. 2000].

4.1.3 Bruits

Le bruit d'un récepteur infrarouge est généralement caractérisé par la *puissance équivalente de bruit* (en anglais, *Noise Equivalent Power* ou *NEP*) qui est le bruit du détecteur exprimé en puissance de rayonnement détecté. Autrement dit, c'est la puissance incidente sur le détecteur qui produit un signal égal au bruit pour un temps d'intégration d'une demi-seconde, ou une bande passante unité. La NEP s'exprime en $W.Hz^{-\frac{1}{2}}$.

La mesure est soumise à des bruits thermodynamiques fondamentaux, mais aussi à des bruits supplémentaires liés à des imperfections instrumentales.

Bruits thermodynamiques fondamentaux

On distingue dans cette catégorie trois sortes de bruits:

1. Le *bruit de phonons* ou *de conduction thermique* est dû aux fluctuations d'énergie provenant du passage des phonons le long du lien thermique de conductance G_d , et sa *NEP* s'écrit:

$$NEP_{Phonons}^2 = 4k_B G_d T^2 \quad (4.11)$$

Ce calcul suppose le bolomètre en équilibre avec le puit thermique, ce qui n'est qu'une approximation. On trouvera dans [Mather 1982] le calcul dans le cas d'un bolomètre hors équilibre.

2. Le *bruit Johnson* est une fluctuation fondamentale de tension apparaissant aux bornes d'une résistance. Dans le cas d'un bolomètre, la *NEP* provenant du bruit Johnson vaut:

$$NEP_{Johnson} = \frac{\sqrt{4k_B T R}}{|\mathcal{R}|} \quad (4.12)$$

où \mathcal{R} est la responsivité du bolomètre à la température T de fonctionnement.

3. Le *bruit de photons* provient des fluctuations du rayonnement incident dues au rythme aléatoire d'émission des photons. On démontre que l'expression de la *NEP* du bruit de photons est [Lamarre 1986]:

$$NEP_{Photons}^2 = \frac{2}{\eta^2} \int h\nu Q_\nu d\nu + \frac{1+P^2}{\eta^2} \int \Delta(\nu) Q_\nu^2 d\nu \quad (4.13)$$

où Q_ν est la puissance détectée par unité de fréquence, η est l'efficacité quantique du détecteur, $\Delta(\nu)$ est le facteur de cohérence spatial ($\approx (\text{nombre de mode})^{-1} = 1$ à la limite de diffraction) et P est le degré de polarisation (qui vaut 0 pour la lumière non polarisée et 1 pour de la lumière entièrement polarisée). Les valeurs de $NEP_{Photons}$ courantes sont de l'ordre de 10^{-14} à $10^{-18} \text{ W Hz}^{-\frac{1}{2}}$. Ce bruit constitue la limite ultime d'une détection, on ne pourra jamais s'en affranchir et l'on cherche donc à réaliser des chaînes de détection limitées uniquement par ce bruit.

D'après les expressions des bruits de fluctuation thermique et Johnson, on peut conclure que le minimum de bruit thermodynamique interne d'un bolomètre sera toujours obtenu en minimisant sa température de fonctionnement. La *NEP* intrinsèque d'un bolomètre s'écrit comme la somme quadratique des *NEP* de phonons et Johnson:

$$NEP_{bolo}^2 = NEP_{Johnson}^2 + NEP_{Phonon}^2 \quad (4.14)$$

Bruits supplémentaires

Outre ces bruits fondamentaux, une chaîne de détection bolométrique présente des bruits supplémentaires dus soit à des phénomènes internes, soit à la manière dont ils sont utilisés. Ces bruits peuvent être plus ou moins réduits en utilisant des techniques appropriées:

- Bruit dû au circuit de polarisation et à l'amplificateur (cf. 4.2).
- Bruit dû à la stabilité de la température du réservoir de température (cf. chapitre 5).
- Bruit dû à la microphonie: les vibrations mécaniques peuvent engendrer des fluctuations de la tension aux bornes du préamplificateur. Celles-ci peuvent provenir de différentes causes: tensions induites par la vibration des fils dans le champ magnétique ambiant, variation des capacités parasites entre les fils et l'environnement mécanique, phénomène piézo-électrique, effet tribo-électrique. Il convient donc de bien fixer les fils électrique et de réduire autant que possible leur longueur afin de rejeter leur fréquence propre de vibration loin des fréquences utiles.
- Bruit dû aux perturbations radioélectriques: généralement couplés à un préamplificateur à très grande impédance d'entrée fixé sur l'enveloppe extérieure du cryostat et donc à température ambiante, les bolomètres, également d'impédance assez élevée (de l'ordre de quelques $M\Omega$), peuvent être sensibles aux émissions radioélectriques présentes dans leur environnement. Il faut donc blinder et/ou torsader

les différents fils de liaisons et réduire autant que possible leur longueur. Une grande attention doit également être apportée au câblage des accessoires annexes dans le cryostat (filtrage hautes fréquences par exemple). Une solution élégante consiste à placer le premier étage du préamplificateur, fonctionnant en suiveur le plus près possible du bolomètre. Ceci assure une sortie du cryostat à basse impédance. Toutefois, les composants constituant cet étage (en général, des transistors à effet champs) ne peuvent pas fonctionner à moins de 60 K d'où limitations.

- Le bruit en excès: il arrive que des bolomètres possèdent un bruit en excès, principalement aux basses fréquences (bruit dit en $\frac{1}{f}$). Les causes de ce bruit ne sont pas encore bien cernées, bien que parfois attribuées aux contacts électriques aux bornes du thermomètre.
- Bruit du type diaphonie (ou "cross talk"): lors de l'utilisation de matrices de bolomètres, il peut apparaître des bruits corrélés entre plusieurs détecteurs proches spatialement. Ceci provient généralement d'un couplage capacitif entre liaisons à hautes impédances. Il est ainsi préférable de blinder convenablement ce type de circuit.

Pour plus de détails sur les bruits d'une chaîne de détection bolométrique, on se référera à [Mather 1982, Chanin et Torre 1984, Griffin et Holland 1988].

4.1.4 NEP optimale d'un bolomètre

La NEP intrinsèque d'un bolomètre s'écrit d'après [Mather 1982] sous la forme suivante [Doucerain et al. 1995]:

$$NEP_{bolo}^2 = \chi \times 4k_B G_d T^2 \quad (4.15)$$

où χ est un terme qui dépend de la technologie du bolomètre. Ainsi, si l'on diminue la conductance dynamique G_d , la NEP_{bolo} diminue également. Toutefois, il existe deux limitations à cela:

1. La fréquence temporelle du signal doit être inférieure à la fréquence de coupure du bolomètre. Si l'on note ω la pulsation du signal, il vient:

$$G_d > a\omega C_0 \quad (4.16)$$

où a est une constante et $C_0 = C_p(T = T_0)$.

2. La puissance incidente radiative doit être évacuée par la conductance thermique, ce qui implique:

$$G_d > b \frac{W}{T} \quad (4.17)$$

où b est une constante.

La NEP intrinsèque optimale d'un bolomètre vaut dans ces conditions:

$$NEP_{bolo}^2 = \chi a 4k_B T^2 \omega C_0 + \chi b 4k_B Q T \quad (4.18)$$

Il apparaît ainsi deux contributions à la NEP, l'une provenant de la constante de temps du bolomètre et l'autre de la charge thermique. La formule de Mather [Mather 1982] fournit la NEP d'un bolomètre optimisée sous cette forme:

$$NEP_{bolo}^2 = 4k_B T_0 \left[\omega C_0 T_0 \left(\frac{9}{|\alpha|} + \frac{25}{\alpha^2} \right) + \frac{36Q}{|\alpha|} \right] \quad (4.19)$$

Cette formule est uniquement valable dans le cas où la conductivité thermique du lien varie en T et la capacité thermique du bolomètre en T^3 .

4.1.5 NEP de la chaîne de détection

La NEP totale de la chaîne de détection est la somme quadratique des différentes NEP qui entrent en jeu:

$$NEP_{totale}^2 = NEP_{Phonons}^2 + NEP_{Johnson}^2 + NEP_{Photons}^2 + NEP_{supplémentaires}^2 \quad (4.20)$$

4.1.6 Couplage d'un bolomètre avec le rayonnement

Afin de conserver une capacité calorifique faible, les bolomètres sont de petite taille. Pour les coupler au rayonnement de manière optiquement efficace, on utilise des concentrateurs de lumières ou cônes de lumière qui permettent de plus de ne transmettre que les rayons incidents faisant un angle inférieur à un angle donné; les rayons arrivant sous un angle plus grand, après de multiples réflexions internes, retournent à l'entrée (cf. figure 4.4). L'instrument Planck-HFI utilisera un type nouveau de cornet pour le domaine

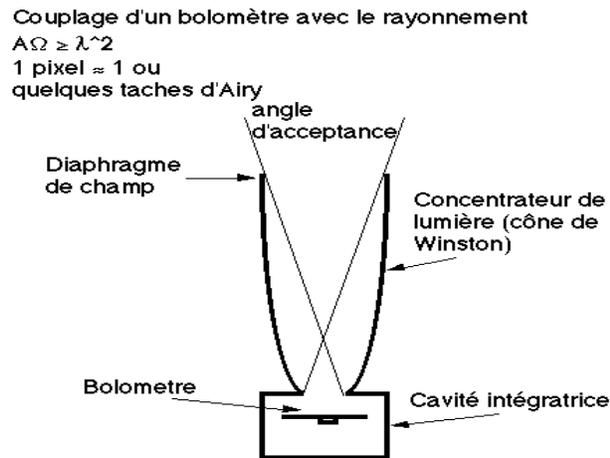


Figure 4.4: Couplage d'un bolomètre avec un cône de lumière.

sub-millimétrique. Il s'agira d'une miniaturisation des cornets corrugués utilisés dans le domaine radio, qui permettra de coupler optiquement le bolomètre au monde extérieur par un faisceau gaussien presque parfait.

4.1.7 Les bolomètres Planck-HFI

Les bolomètres sélectionnés pour Planck-HFI sont ceux réalisés à Caltech/JPL (California Institute of Technology, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, USA) par l'équipe de J. Bock. Ces bolomètres présentent un absorbeur en forme de toile d'araignée ce qui leur a donné le nom de "spider web".

Le flux de rayons cosmiques est particulièrement important dans la haute atmosphère et en orbite. Or ces perturbations sont proportionnelles à la section efficace de l'absorbeur. La détection du rayonnement millimétrique et submillimétrique nécessite de plus de larges surfaces ce qui tend donc à renforcer ce phénomène [Torre & Yvon 2000]. Les bolomètres réalisés à Caltech [Bock et al. 1995, Bock et al. 1996, Lange et al. 1996, Mauskopf et al. 1997] présentent une section efficace aux rayons cosmiques faible pour une efficacité quantique importante dans le domaine de rayonnement qui nous intéresse, ceci grâce à un absorbeur réduit à une toile d'araignée (cf. figure 4.5). Par l'utilisation de tech-

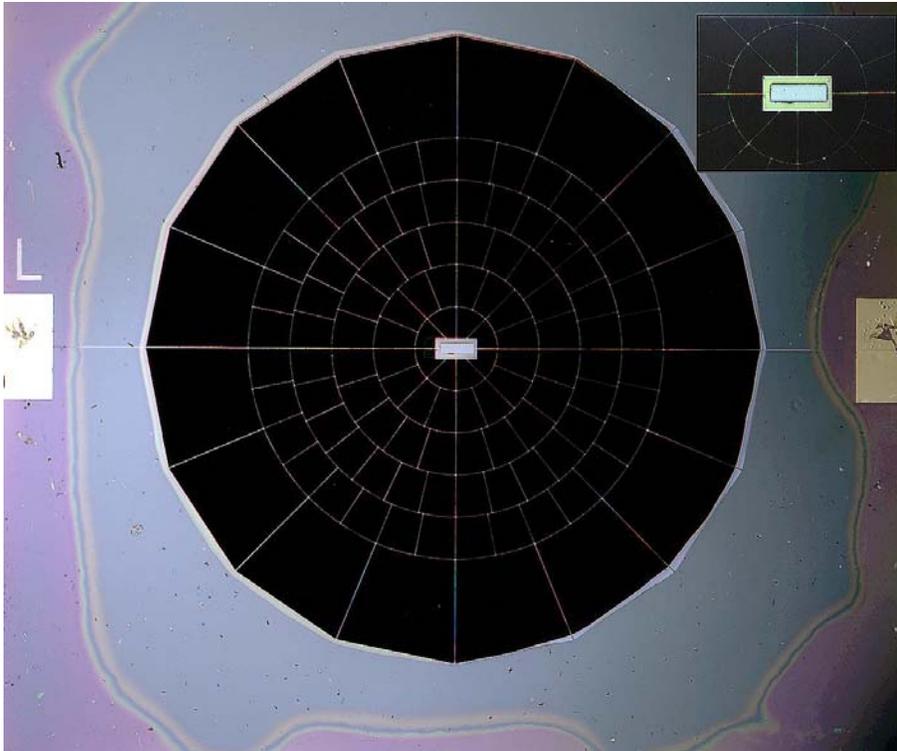


Figure 4.5: Photographie d'un bolomètre toile d'araignée. Le thermomètre se trouve au centre, l'insert en haut à droite représente un agrandissement. Les contacts électriques se font par les connexions horizontales qui atteignent les contacts visibles à droite et à gauche.

niques de gravure par usinage ionique et usinage chimique, il est possible de fabriquer des membranes de nitrure de silicium (Si_3N_4) extrêmement minces mais résistantes (de $0.05\mu\text{m}$ à quelques μm) supportées par un cadre relativement rigide en silicium. L'absorbeur en toile d'araignée est obtenue par gravure de telles membranes recouverte d'une couche d'or

absorbante. Intuitivement on comprend que si la longueur d'onde est supérieure à la maille moyenne de cette toile, le rayonnement verra l'absorbeur comme une surface pratiquement uniforme. Par contre pour des longueurs d'onde nettement plus courtes, le rayonnement traversera l'absorbeur sans interaction. On a donc un effet de filtre passe bas en fréquence, interne au bolomètre, que l'on peut ajuster en modifiant la géométrie. La sensibilité aux rayons cosmiques est également fortement réduite puisque la matière ne représente plus que quelques % de la surface équivalente d'absorption (de l'ordre de 20mm^2). L'épaisseur de la membrane est de $1\mu\text{m}$ et la largeur des fils de la toile de $5\mu\text{m}$. Le thermomètre en germanium NTD de $25 \times 100 \times 100\mu\text{m}$ occupe la partie centrale de la toile. Ses liaisons électriques sont réalisées par une couche en or.

Les performances obtenues dans des conditions de faible puissance de fond et pour une température de base de 100mK sont de l'ordre de $8 \cdot 10^{-18} \text{W.Hz}^{-0.5}$, avec une constante de temps de 4.5ms [Murray et al. 1996, Sudiwala et al. 2000]. Ces bolomètres, du fait de leur très faible masse, ont des fréquences propres de vibrations rejetées très loin de celles utilisées pour la modulation du signal.

Ce type de bolomètre a été utilisé avec succès pour l'observation des anisotropies du FCM sur les expériences embarquées sous ballon stratosphérique Boomerang (à 300mK) et Maxima (à 100mK) [Masi et al. 1999, de Bernardis et al. 1999, Lee et al. 1999].

4.2 Electronique de lecture de bolomètres

On s'intéresse ici aux techniques électroniques de mesure d'un bolomètre à semi-conducteur dans le domaine sub-millimétrique ou millimétrique où, l'énergie du photon est très inférieure (de l'ordre du meV) à la résolution des meilleurs bolomètres impulsionsnels (de l'ordre du eV). On a donc uniquement accès à la puissance moyenne du rayonnement incident par l'intermédiaire d'une électronique de lecture qui mesure l'impédance du thermomètre. La bande de fréquence utile de cette électronique (bande post-détection) sera définie par les besoins des observations, et en particulier par la vitesse de balayage sur le ciel et/ou de la modulation optique.

4.2.1 Méthode de mesure

Schéma équivalent

La méthode de mesure classique d'un bolomètre est représentée figure 4.6. Tout schémas de lecture peut être ramené sous cette forme par transformation de Thévenin aux bornes du bolomètre. Le cas d'un schéma bouclé n'est pas abordé ici mais peut être traité de manière identique. Le principe consiste à polariser le détecteur à travers une impédance Z et à mesurer la tension V_b à l'aide d'un amplificateur d'impédance d'entrée Z_a afin d'en déduire sa résistance R_b par la loi d'Ohm $R_b = \frac{V_b}{I_b}$. Dans le domaine de Laplace et dans la limite où

$Z_a \gg Z$, il vient:

$$R_b = Z \frac{V_b}{V_p - V_b} \quad (4.21)$$

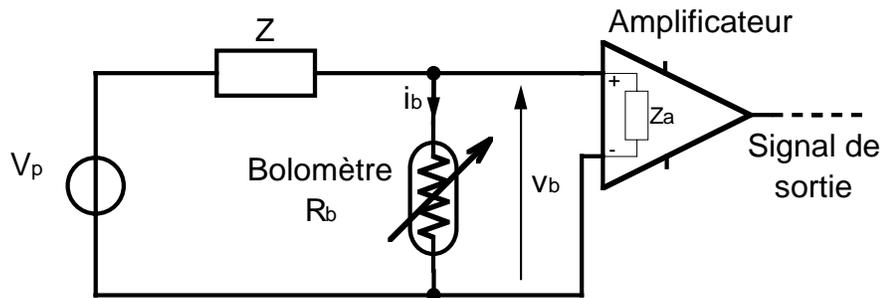


Figure 4.6: Méthode de lecture d'un bolomètre infrarouge à semi-conducteur.

Analyse en terme de bruit

Un schéma équivalent de bruit est représenté figure 4.7, où e_n et i_n sont les valeurs quadratiques moyennes (RMS) des sources de bruits respectivement en tension et en courant. Les indices a sont pour l'amplificateur, b pour le bolomètre et p pour le générateur V_p . Ce dernier a été supposé parfait (résistance interne négligeable par rapport à R_b et $|Z_a|$), ce qui permet de se passer de l'éventuelle source de bruit de courant parallèle. Le bruit Johnson du bolomètre se trouve dans le terme e_{nb} . R_a et C_a représentent respectivement l'impédance d'entrée de l'amplificateur et la capacité parasite provenant de l'amplificateur mais aussi du câblage. La valeur carré moyen du bruit équivalent d'entrée vaut dans ces conditions,

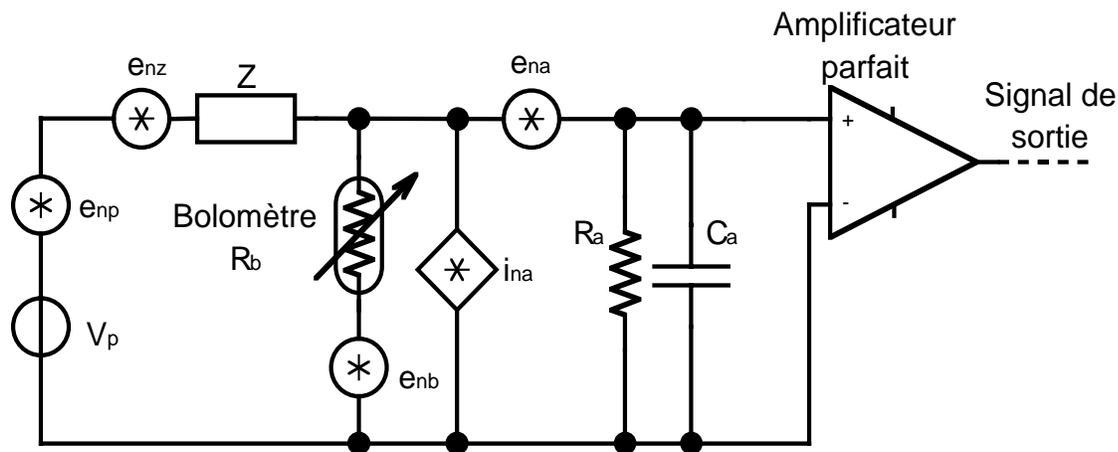


Figure 4.7: Schéma équivalent de bruit d'un système de lecture de bolomètre Infrarouge.

en supposant l'ensemble des sources de bruits indépendantes:

$$e_{ni}^2 = e_{nb}^2 + e_{na}^2 \times \left| \frac{Z}{Z + R_b} \right|^2 + i_{na}^2 R_b^2 + (e_{nz}^2 + e_{np}^2) \times \left| \frac{R_b}{Z} \right|^2 \quad (4.22)$$

Cette expression donne le niveau de bruit rapporté à l'entrée du système de lecture, i.e. au bolomètre. La fonction de transfert entre le signal au niveau du bolomètre (provenant de fluctuations de sa résistance) et l'entrée de l'amplificateur s'écrit:

$$\begin{cases} \mathcal{H} = \frac{Z_a \| Z}{Z_a \| Z + R_b} \\ Z_a = R_a \| C_a \end{cases} \quad (4.23)$$

On constate dans un premier temps que les bruits en tension de l'ensemble de polarisation e_{nz} et e_{np} apparaissent comme négligeables si l'on impose $|Z| \gg R_b$ dans le domaine de fréquences qui nous intéresse. On se place donc dorénavant dans ces conditions. Le bruit de tension de l'électronique $e_{na}^2 + i_{na}^2 R_b^2$ s'additionne alors directement au bruit du bolomètre e_{nb} . Le système de lecture ne doit donc pas produire de bruit de tension excessif par rapport au bruit du bolomètre. Si l'on impose de plus $|Z_a| \gg R_b$, le module de la fonction de transfert \mathcal{H} est égale à 1. Pour des bolomètres semi-conducteurs, on utilise généralement des transistors à effet de champ qui présentent des impédances d'entrée $|Z_a|$ de l'ordre du $G\Omega$ pour les fréquences qui nous intéresse (typiquement inférieures à $100Hz$), ce qui est supérieur à l'impédance d'un bolomètre du type Planck-HFI qui fait typiquement $10M\Omega$ à $100mK$. Le niveau de bruit équivalent d'entrée s'écrit donc finalement:

$$e_{ni}^2 = e_{nb}^2 + e_{na}^2 + i_{na}^2 R_b^2 \quad (4.24)$$

On définit le facteur de bruit NF ("Noise Figure") comme étant le rapport entre le bruit équivalent d'entrée e_{ni} et le bruit du bolomètre e_{nb} .

$$NF = \frac{e_{ni}}{e_{nb}} \quad (4.25)$$

Le cas parfait où l'électronique ne produit aucun bruit est équivalent à $NF = 1$. Ce paramètre est souvent exprimé en decibel: $NF_{dB} = 20 \times \text{Log}(NF)$. Pour de faibles valeurs de résistance de bolomètre, c'est le bruit de tension de l'amplificateur qui va dominer. A l'opposé, pour de fortes valeurs de résistance de bolomètre, c'est le bruit de courant de l'amplificateur qui va être dominant. Ce constat est à la base de la méthode utilisée généralement pour la détermination des paramètres de bruit d'un amplificateur. Il existe ainsi une résistance optimale R_{bruit} où le facteur de bruit est minimum. On démontre aisément que cette résistance vaut:

$$R_{bruit} = \frac{e_{na}}{i_{na}} \quad (4.26)$$

Cette valeur de résistance de charge correspond donc au cas où les contributions du bruit de courant et du bruit de tension sont égales. La figure 4.8 représente les variations typiques du facteur de bruit en fonction du rapport R_b/R_{bruit} . Le facteur de bruit optimal NF_{opt} s'écrit:

$$NF_{opt} = 1 + \frac{e_{na} i_{na}}{2kT_b} \quad (4.27)$$

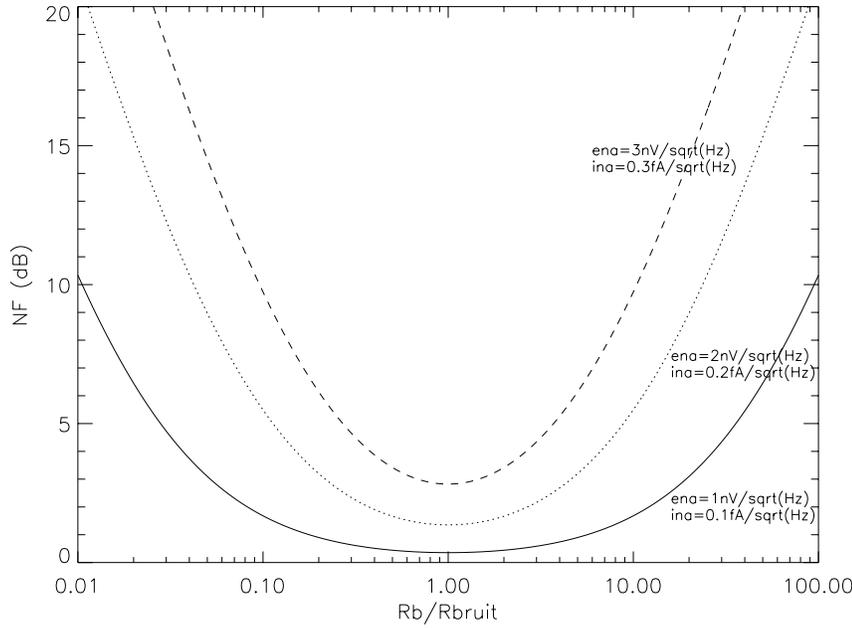


Figure 4.8: Variations du facteur de bruit en fonction du rapport R_b/R_{bruit} pour $T_b = 100mK$ et pour différentes hypothèses de bruits d'amplificateurs (correspondant plus ou moins à un JFET à 120K).

On peut alors définir la température de bruit T_{bruit} comme étant celle qu'il faut associer à une résistance de valeur R_{bruit} pour produire un bruit Johnson égal au bruit de tension (ou de courant) de l'amplificateur:

$$4kT_{bruit}R_{bruit} = e_{na}^2 \quad (4.28)$$

ou encore:

$$\frac{4kT_{bruit}}{R_{bruit}} = i_{na}^2 \quad (4.29)$$

Les valeurs typiques de résistances et de températures de bruit sont répertoriées dans la table 4.1 pour différents types d'amplificateurs [Benoit 1999]. Le facteur de bruit peut s'écrire en fonction de la température de bruit:

$$NF = 1 + \frac{T_{bruit}}{T_b} \left(\frac{R_{bruit}}{R_b} + \frac{R_b}{R_{bruit}} \right) \quad (4.30)$$

Le facteur de bruit optimal vaut dans ces conditions:

$$NF_{opt} = 1 + 2\frac{T_{bruit}}{T_b} \quad (4.31)$$

Un amplificateur est donc d'autant plus "discret" que sa température de bruit est faible. Afin de déterminer la gamme optimale de résistances de charges, on utilise la stratégie du β introduite en 2.6.2. Considérons un amplificateur dont le bruit soit inférieur au bruit Johnson

Table 4.1: Valeurs typiques de niveaux de bruits ainsi que de résistance et températures de bruit pour différents type d'amplificateurs [Benoit 1999].

| Type d'ampli. | e_n (Hz ^{-0.5}) | i_n (Hz ^{-0.5}) | T_{bruit} | R_{opt} | Remarques |
|-----------------------------|--------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|---|
| Trans. bipolaire | 3nV | 1pA | 2K | 100Ω | |
| JFET Si à 300K | 1nV | 1fA | 20mK | 1MΩ | bruit en 1/f pour $f \lesssim 10Hz$ |
| JFET Si à 120K | 1nV | 0.1fA | 2mK | 10MΩ | |
| MOSFET à $T \leq 4.2K$ | 1μV | ≤0.1fA | 200mK | ≥100GΩ | $R_{opt} \rightarrow \infty$ |
| FET AsGa à $T \leq 4.2K$ | 1nV | 1fA | 20mK | 1MΩ | bruit en 1/f pour $f \lesssim 10kHz$ |
| SQUID à $T \leq 4.2K$ | | 1pA | $2 \cdot 10^{-10} \times \omega$ | $10^{-6} \times \omega \Omega$ | |
| SET à $T \leq 100mK$ | 100nV | | $2 \cdot 10^{-8} \times \omega$ | $10^{16}/\omega \Omega$ | |

de la résistance du bolomètre multipliée par $\beta/\sqrt{2}$: $e_{na} < \frac{\beta}{\sqrt{2}}e_{nb}$ et $i_{na} < \frac{\beta}{\sqrt{2}}i_{nb} = \frac{\beta}{\sqrt{2}}\frac{e_{nb}}{R_b}$, soit $NF < \sqrt{1+\beta^2}$. Dans ces conditions, la contribution du bruit de l'électronique de lecture est inférieure à β multiplié par le bruit du bolomètre. Il vient ([Benoit 1999]):

$$\begin{cases} 4kT_{bruit}R_{bruit} < \frac{\beta}{\sqrt{2}}4kT_bR_b \\ \frac{4kT_{bruit}}{R_{bruit}} < \frac{\beta}{\sqrt{2}}\frac{4kT_b}{R_b} \end{cases} \quad (4.32)$$

où T_b est la température du bolomètre. On en déduit la contrainte suivante sur la résistance du bolomètre:

$$\frac{\sqrt{2}}{\beta}R_{bruit}\frac{T_{bruit}}{T_b} < R_b < \frac{\beta}{\sqrt{2}}R_{bruit}\frac{T_b}{T_{bruit}} \quad (4.33)$$

On constate ainsi que si $T_b < \frac{\sqrt{2}}{\beta}T_{bruit}$, le bruit de l'amplificateur domine quel que soit R_b . Dans le cas contraire, une faible température de bruit permet d'obtenir une large gamme de résistances où le bruit de l'amplificateur est négligeable. On se reportera à la section 4.3 pour l'application de ces principes à Planck-HFI.

Stabilité de gain

La tension en sortie de l'amplificateur est égale à la tension V_b aux bornes du bolomètre multipliée par le gain g de l'amplificateur:

$$V_{sortie} = g \times V_b \quad (4.34)$$

Les fluctuations de la tension de sortie valent ainsi:

$$\delta V_{\text{sortie}} = g \times \delta V_b + V_b \times \delta g \quad (4.35)$$

Il apparaît ainsi un premier terme qui correspond aux fluctuations de la tension aux bornes du bolomètre, mais aussi un second terme provenant des fluctuations de gain de l'amplificateur. Ce second terme peut être réduit si l'on diminue la tension V_b en injectant une tension d'opposition. On peut appliquer la stratégie du β (cf. 2.6.2) afin de spécifier le niveau de stabilité de gain requis. Le niveau maximum de fluctuation de gain doit donc être inférieur au bruit fondamental multiplié par un facteur β , soit:

$$V_{b0} \times \delta g < \beta \times g_0 \times \delta V_b \quad (4.36)$$

où V_{b0} et g_0 sont les niveaux moyens de la tension aux bornes du thermomètre et du gain de l'amplificateur. Cette spécification peut être retranscrite dans le domaine des fréquences afin de définir le niveau de fluctuation de gain requis par mode de Fourier. Il vient alors:

$$\frac{DSAg}{g_0} < \beta \times \frac{DSAV_b}{V_{b0}} \quad (4.37)$$

où $DSAx$ est la Densité Spectrale d'Amplitude de la fonction x . Si l'on suppose $DSAV_b \simeq 10nV.Hz^{-0.5}$ et $V_{b0} \simeq 10mV$, la spécification devient $\frac{DSAg}{g_0} < \beta \times 10^{-6}$. Un tel niveau de stabilité est très difficile à obtenir [Benoit 1999]. Par contre, si l'on injecte une tension de compensation proche de V_{b0} à 10^{-2} près, cette spécification est relaxée à $\frac{DSAg}{g_0} < \beta \times 10^{-4}$ ce qui est relativement facile à obtenir. Il est donc important que la tension d'opposition soit injecté le plus tôt possible, soit directement sur le pont de mesure ou après le premier étage d'amplification [Benoit 1999].

Réalisation classique

Jusqu'à récemment et suivant les applications, les ponts de mesures de bolomètres semi-conducteurs utilisaient un signal de polarisation continu associé à une résistance de forte valeur afin de créer un courant constant à travers le bolomètre. On doit alors faire appel à une modulation optique et à une détection synchrone (cf. 4.2.2) de façon à utiliser le circuit de lecture en dehors de la région de bruit basses fréquences (bruit en $1/f$).

4.2.2 La détection synchrone: une approche non conventionnelle

Nous venons de voir que l'électronique de lecture et le bolomètre constituent un système dont tous les éléments interagissent. Les conditions que doit remplir une électronique de lecture ont été détaillées. Les bruits basses fréquences viennent compliquer le problème. Les composants électroniques comme les JFETs, les amplificateurs opérationnels ou encore les résistances de fortes valeurs exhibent en effet un bruit du type $1/f$ dont l'origine est encore mal déterminée [Milotti 1998, Motchenbacher & Fitchen]. Tout dépend alors du spectre du signal que l'on désire mesurer. Dans le cas où celui-ci s'étend aux basses fréquences, il est

nécessaire de trouver une parade afin de s'affranchir du bruit basses fréquences. C'est là qu'interviennent la modulation et la détection synchrone.

Nous développons ci-dessous une théorie de la détection synchrone proposée initialement par Jean-Michel Lamarre (communication personnelle, 2000). Cette théorie, contrairement à l'approche conventionnelle, permet de décrire correctement et d'optimiser l'électronique de lecture de Planck-HFI.

Principe

Le principe général d'une mesure par détection synchrone est représenté figure 4.9. Le

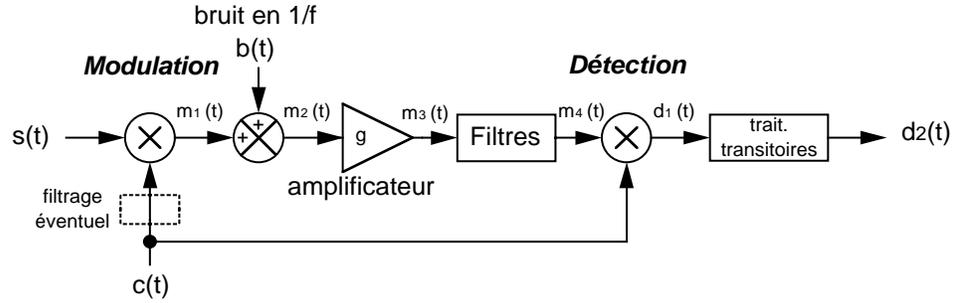


Figure 4.9: Schéma de principe d'une mesure utilisant modulation et détection synchrone.

signal $c(t)$ est une porteuse carré qui vaut successivement $+1$ et -1 à la fréquence f_{mod} . On peut écrire ce signal sous la forme suivante:

$$c(t) = \text{Signe}[\cos(2\pi f_{mod}t + \phi)] \quad (4.38)$$

Le signal $s(t)$ que l'on cherche à mesurer est dans un premier temps modulé par le signal $c(t)$. Cette opération s'écrit:

$$m_1(t) = s(t)c(t) \quad (4.39)$$

Le bruit $b(t)$ de l'électronique de lecture ramené à l'entrée de l'amplificateur est alors ajouté au signal modulé pour obtenir le signal $m_2(t)$:

$$m_2(t) = m_1(t) + b(t) = s(t)c(t) + b(t) \quad (4.40)$$

Le signal $m_2(t)$ est ensuite amplifié puis filtré pour obtenir le signal avant détection $m_4(t)$:

$$m_4(t) = h_{filtre}(t) * [gm_2(t)] = gh_{filtre}(t) * [s(t)c(t) + b(t)] \quad (4.41)$$

où le signe $*$ représente l'opération de convolution, $h_{filtre}(t)$ est la réponse impulsionnelle globale des filtres et g le gain de l'amplificateur supposé parfait. Les filtres englobent le filtrage par l'amplificateur réel ainsi qu'un éventuel filtre pré-détection. La détection consiste à multiplier le signal $m_4(t)$ par le signal carré $c(t)$ pour obtenir le signal après détection $d_1(t)$:

$$d_1(t) = m_4(t)c(t) \quad (4.42)$$

Soit finalement:

$$d_1(t) = g\{h_{\text{filtre}}(t) * [s(t)c(t) + b(t)]\}c(t) \quad (4.43)$$

Cas sans filtrages

On suppose dans un premier temps l'absence de filtrage, i.e. $h_{\text{filtre}}(t) = \delta(t)$ où $\delta(t)$ est la fonction de Dirac. En notant que $c^2(t) = 1$, il vient:

$$d_1(t) = g[s(t) + b(t)c(t)] \quad (4.44)$$

Si l'on néglige le bruit, le système modulation/détection synchrone se comporte comme un simple amplificateur de gain g , indépendamment de la fréquence f_{mod} de la porteuse. Toutes les composantes du signal, y compris celles ayant une fréquence supérieure à f_{mod} sont donc transmises par le système.

En ce qui concerne le bruit, l'effet de la détection dans le domaine de Fourier est représenté figure 4.10 dans le cas d'un bruit résultant d'une composante blanche et d'une composante en $1/f$. La Densité Spectrale d'Amplitude (DSA) du produit $b(t)c(t)$ est en effet la convolution de la DSA de $b(t)$ par le spectre d'amplitude de $c(t)$ ¹, $B(f) * |C(f)|$, qui peut s'écrire:

$$B(f) * |C(f)| = B(f) * \sum_{p=-\infty}^{+\infty} |c_{2p+1}| \delta[f - (2p+1)f_{\text{mod}}] = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} |c_{2p+1}| B(f) * \delta[f - (2p+1)f_{\text{mod}}] \quad (4.45)$$

où c_{2p+1} sont les coefficients de Fourier du signal périodique $c(t)$ qui ne contient que les harmoniques impaires de la fréquence fondamentale f_{mod} :

$$c_{2p+1} = -\frac{2i}{(2p+1)\pi}, \quad p \in \mathbb{Z} \quad (4.46)$$

L'énergie du bruit en $1/f$ se trouve donc après détection autour de f_{mod} et de ses harmoniques impaires. Toutes les autres parties du spectre, et en particulier autour de la fréquence nulle, ne souffrent que de la composante en bruit blanc. Dans le cas où le bruit basse fréquence couvre un domaine de largeur Δf (dans le domaine des fréquences positives), tout signal de fréquence $f \lesssim f_{\text{mod}} - \Delta f$ se trouve hors de la zone de bruit basse fréquence. Ainsi, la fréquence de modulation f_{mod} doit vérifier $f_{\text{mod}} \gg \Delta f$ afin d'avoir une bande utile importante. Toutes les détections synchrones sont basées sur ce principe: restitution du signal et décalage en fréquence du bruit basse fréquence intervenant entre la modulation et la détection. En général, elles sont décrites théoriquement dans le cas d'un signal à bande étroite et en incluant dans la théorie un filtre passe-bas post-détection. Nous montrons ici que ces hypothèses ne sont pas nécessaires, et nous verrons dans les paragraphes qui suivent qu'il en résulte des lois très générales sur l'optimisation des filtres.

¹On se passera ici d'une démonstration rigoureuse et lourde, imitant en cela les meilleurs auteurs traitant de la détection synchrone [Max 1987]. Notons simplement ici que les conditions de stationarité et d'ergodicité de $b(t)$ doivent être remplies.

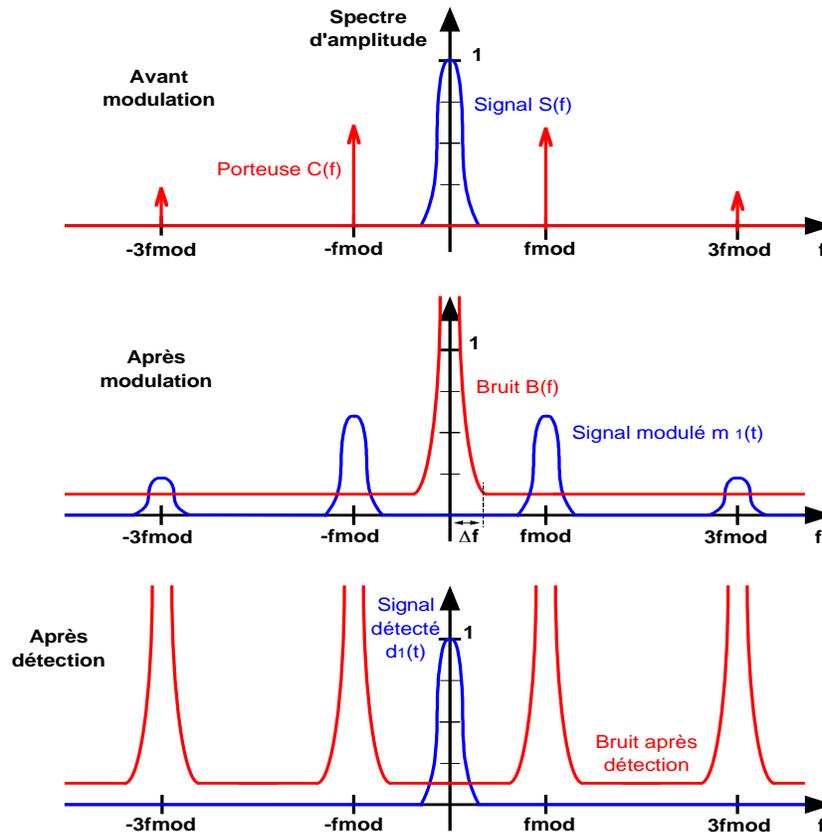


Figure 4.10: Description schématique de l'effet de la modulation et de la détection synchrone dans le domaine fréquentiel.

Cas avec filtrages

Un système réel a une bande passante limitée. Il y a nécessairement un filtrage passe-bas dans la chaîne de transmission. De même, on ne sait pas produire de signal $c(t)$ parfaitement carré. Ces deux raisons induisent sur le signal démodulé $d_1(t)$ des transitoires à chaque transition de $c(t)$. Ces transitoires ont pour largeur temporelle typique δt l'inverse de la bande passante B des circuits de modulation et d'amplification et pour spectre un peigne de Dirac de fréquence fondamentale $2f_{mod}$ superposé à une fraction du spectre du signal modulé.

Il y a alors deux possibilités pour s'affranchir de ces transitoires:

1. Une première solution consiste en l'utilisation d'un filtre passe-bas post-détection permettant d'atténuer la fréquence $2f_{mod}$ et ses harmoniques. Il peut subsister dans ce cas une composante continue qui induit un offset. Toutefois, le filtrage passe-bas induit une perte de gain. Le niveau moyen de signal de sortie subit en effet une atténuation approximativement d'un facteur $1 - 2\delta t/T_{mod}$ due au filtrage passe-bas pré-détection. Il convient donc que $\delta t \ll T_{mod}/2$ soit $B \gg 2f_{mod}$. Comme la fréquence maximum f_{max} du signal $s(t)$ est environ la fréquence de coupure f_c du filtre passe-bas

post-détection et que $f_c < 2f_{mod}$, il vient $B \gg f_{max}$.

2. La localisation dans le temps des transitoires permet de les éliminer avec un système non-linéaire spécialisé et déclenché par $c(t)$ ². L'information du signal est alors perdue pendant la durée δt du transitoire. Si la fréquence maximale de $s(t)$ est f_{max} , il suffit de l'échantillonner avec une période d'échantillonnage $T_{ech} = 1/(2f_{max})$. Soit $\alpha = \delta t/T_{ech} \simeq 2f_{max}/B$. Si $\alpha \geq 1$, le transitoire induit une perte totale de l'information contenue dans l'échantillon qui devrait être mesurée pendant le transitoire. Si $\alpha < 1$, la perte d'information se réduit à une perte de rapport signal sur bruit, car on peut toujours utiliser une partie du signal à échantillonner. Si $\alpha \ll 1$ i.e. $B \gg 2f_{max}$, la perte d'information est négligeable.

En conséquence, la bande passante des circuits de modulation et d'amplification doit être plusieurs fois supérieure à la bande du signal $s(t)$ à mesurer: $B \gg f_{max}$. En conclusion, nous pouvons dire que la bande utile de $s(t)$ est limitée par la bande passante B des circuits de modulation et d'amplification, et non par la fréquence de modulation comme dans la théorie classique.

Dans la pratique, lorsque la bande passante B est relativement petite vis-à-vis de la fréquence de modulation (ou que δt est relativement important par rapport à la période de modulation), on préfère la seconde solution pour éliminer les transitoires, car elle permet de conserver un gain important tout en gardant un niveau de bruit faible tant que le temps mort δt reste petit vis-à-vis de la période de modulation.

Optimisation du filtrage pré-détection

Cette section s'intéresse à l'optimisation du filtrage pré-détection par rapport au rapport signal sur bruit. Le spectre de bruit présentant un excès aux basses fréquences, on s'attend à voir apparaître un filtre passe-haut.

Maximisation du rapport signal sur bruit Considérons un signal sinusoïdal pur à l'entrée de la chaîne de détection, par exemple un multipole ℓ issu du fond cosmologique produisant un signal $s(t)$ à la fréquence f_ℓ . Pour simplifier l'analyse, on suppose l'amplitude de la composante cosinusoidale de $s(t)$ normalisée à 1 avec une phase nulle. De plus, nous considérons uniquement la première harmonique du signal de modulation ainsi qu'un gain d'amplification $g = 1$. On notera par une lettre majuscule la transformée de Fourier du signal dénommé par la lettre minuscule correspondante, sauf pour le bruit où $B(f)$ est la DSA de $b(t)$. La figure 4.11 illustre le raisonnement.

Après la modulation, il apparaît les fréquences $f_1 = f_\ell - f_{mod}$ et $f_2 = f_\ell + f_{mod}$ ainsi que les fréquences opposées avec une amplitude égale à 1/4 dans le spectre $M_1(f)$. Le

²En fait, un filtrage optimal serait obtenu en utilisant une fonction fenêtre identique au signal attendu. L'utilisation d'un temps mort, comme c'est suggéré ici, est une version dégradée, mais économique, du filtrage optimal.

filtre pré-détection $H(f)$ modifie le niveau de ces fréquences pour atteindre $\frac{H(f)}{4}$ avec $f \in \{f_1, f_2, -f_1, -f_2\}$.

La partie provenant du bruit à ces fréquences possède un niveau qui vaut, en puissance $|H(f)|^2 B(f)^2$ avec $f \in \{f_1, f_2, -f_1, -f_2\}$.

La détection translate à nouveau ces fréquences de $\pm f_{mod}$. L'amplitude du signal à la fréquence f_ℓ est obtenue en additionnant les composante du signal modulé à f_1 et f_2 , soit $[H(f_1) + H(f_2)]/4$. De la même manière, au niveau du bruit on obtient à la fréquence f_ℓ un niveau en puissance qui vaut $[|H(f_1)|^2 B(f_1)^2 + |H(f_2)|^2 B(f_2)^2]/4$.

Ainsi, le rapport signal sur bruit SNR est de la forme:

$$SNR \propto \frac{|H(f_1) + H(f_2)|^2}{\sqrt{|H(f_1)|^2 B(f_1)^2 + |H(f_2)|^2 B(f_2)^2}} \quad (4.47)$$

La maximisation du rapport signal sur bruit mène au résultat suivant qui définit le filtre optimal pré-détection:

$$\frac{H(f_1)}{H(f_2)} = \frac{B(f_2)^2}{B(f_1)^2} \quad (4.48)$$

On remarque que ce filtre optimal ne présente pas de déphasage.

Cas du bruit en $1/f$ On observe généralement des spectres de bruit électronique présentant un niveau blanc et une remontée aux basses fréquences de la forme:

$$B(f)^2 = B_\infty^2 \left[1 + \left(\frac{f_{knee}}{f} \right)^\alpha \right] \quad (4.49)$$

où B_∞^2 est le niveau de bruit blanc, f_{knee} la fréquence à laquelle le niveau de la composante en $1/f$ du bruit est égale à B_∞^2 et α une constante qui vaut typiquement 2 dans le cas d'un JFET ou d'un amplificateur. On suppose donc $\alpha = 2$ par la suite. Dans ce cas et comme $f_1 < f_2$, le filtrage optimal donné par l'expression 4.48 est un filtre passe haut puisque $|H(f_1)| < |H(f_2)|$. Si l'on suppose de plus $f_{knee} > f_2$, il vient $|B(f_2)|^2 \simeq B_\infty^2$. De plus, si $f_2 > f_c$ où f_c est la fréquence de coupure de H , on a également $H(f_2) \simeq 1$. Finalement, l'équation 4.48 mène à un filtre de la forme:

$$H(f) = \frac{f^2}{f_{knee}^2 + f^2} \quad (4.50)$$

Le filtre pré-détection optimal apparaît donc sous la forme d'un filtre passe-haut du second ordre et de fréquence de coupure égale à la fréquence f_{knee} caractérisant la remontée du bruit de l'électronique aux basses fréquences. Il est important de remarquer que ce filtre est à déphasage nul. Il peut être réalisé soit numériquement, soit de manière analogique avec une correction de phase numérique. Toutefois, si un déphasage existe, le filtre n'est plus optimal mais s'en approche dans l'hypothèse où $|H(f_1)| \ll |H(f_2)|$. Une illustration de ce qui se passe dans le cas où l'on n'utilise un filtre passe-haut pré-détection non optimisé est représentée figure 4.12. Celle-ci représente le spectre issu d'un bolomètre de l'expérience Archeops lors de son premier vol en juillet 1999. Une remontée de bruit apparaît lorsqu'on s'approche de

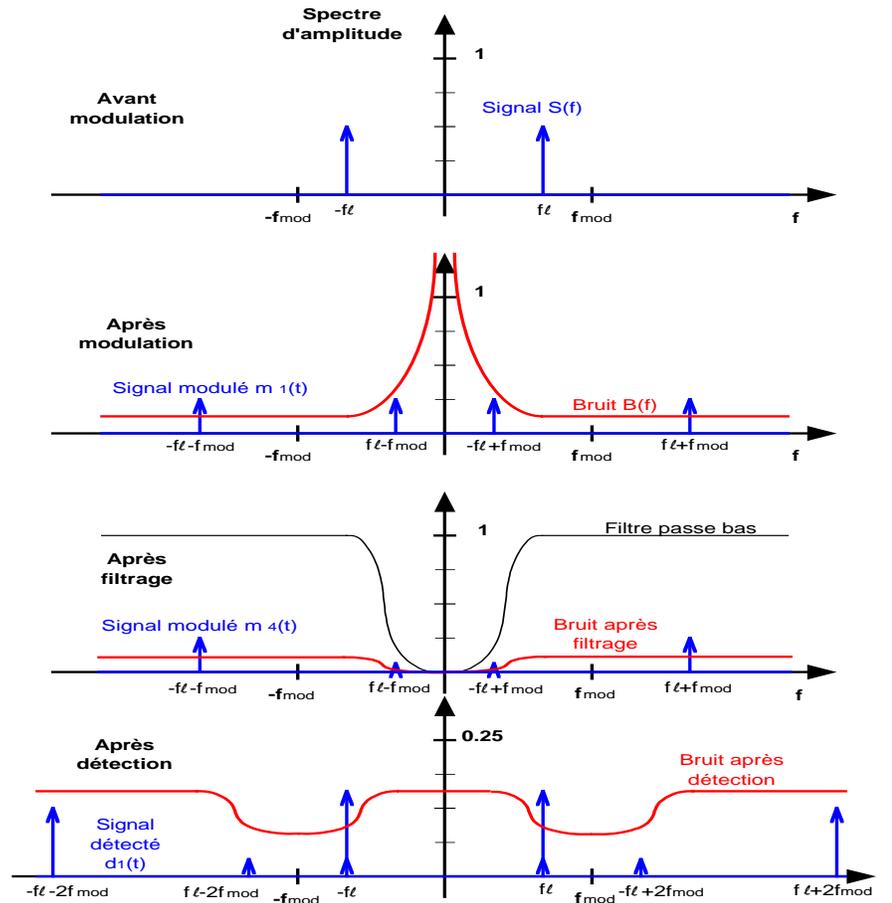


Figure 4.11: Description de l'effet du filtre passe-haut pré-détection sur un signal sinusoïdale de fréquence f_l . L'amplitude de l'oscillation à cette fréquence est normalisée à 1 pour $s(t)$.

la fréquence de modulation. Ceci provient de l'effet d'un filtre passe-haut pré-détection du second ordre de fréquence de coupure environ égale à $1.6Hz$ alors que $f_{knee} \simeq 15Hz$ pour l'amplificateur.

Comparaison avec un filtre réjecteur post-détection Ce cas est illustré par la figure 4.13. Dans le cas d'un filtre passe-haut pré-détection optimal, on récupère du signal grâce à la fréquence f_2 rejetée par la modulation au-delà de f_{mod} , loin du bruit basse fréquence. Dans le cas d'un filtre post-détection, cela n'est pas le cas: le signal de sortie et le bruit sont filtré de la même manière. On ne gagne donc rien au niveau du rapport signal sur bruit par l'ajout d'un filtre réjecteur post-détection.

Filtrage post-détection

La présence d'un filtre passe-bande pré-détection, induit des transitoires dus à la partie passe-bas (cf. cas avec filtrage) mais aussi à la partie passe-haut. Ce filtrage passe-haut

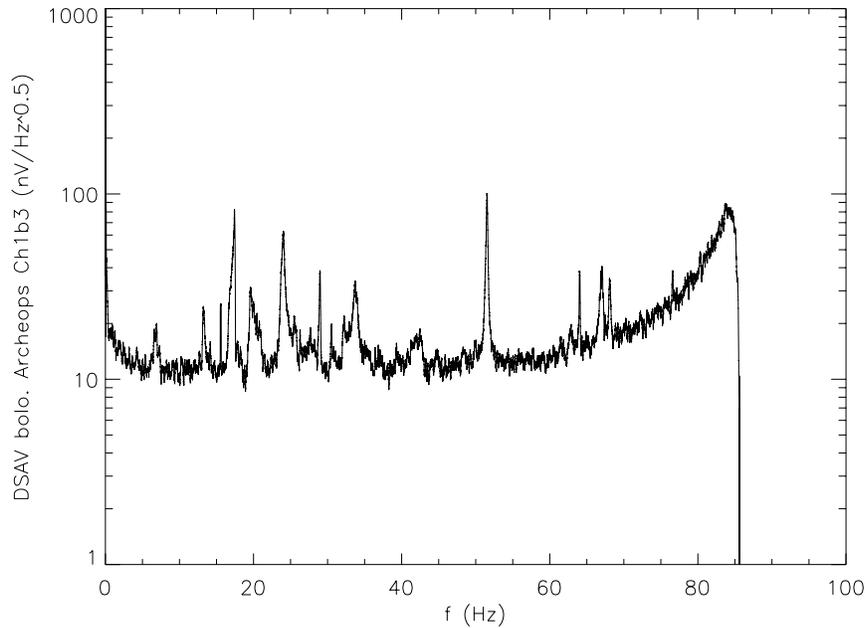


Figure 4.12: Spectre obtenu sur le signal issu du bolomètre Ch1b3 lors du premier vol de l'expérience Archeops. Le spectre a été lissé sur 100 points afin de le rendre plus lisible. Il apparaît clairement une remontée du bruit dès que l'on s'approche de la fréquence de Nyquist ($f_{ech} = 171\text{Hz}$) provenant du filtrage pré-détection mal adapté au bruit en $1/f$.

pré-détection de fréquence de coupure f_{cb} induit des transitoires principalement au niveau des plateaux du signal comme le montre la figure 4.14. Le spectre de ces transitoires est un peigne de Dirac de fréquence fondamentale $2f_{mod}$ superposé à une fraction du spectre du signal modulé. Ceux-ci deviennent importants dès que $\pi f_{cb}/f_{mod}$ s'approche de 1. Dans ce cas, un fenêtrage n'est pas possible. L'unique solution pour s'affranchir de ces transitoires consiste à utiliser un filtrage passe-bas post-détection afin d'atténuer la fréquence $2f_{mod}$ et ses harmoniques. Ceci produit alors un offset du signal par rapport au cas sans filtrage passe-haut pré-détection. Il est pratique de réaliser ce filtrage numériquement par une moyenne sur un nombre entier de demi-période de modulation car cela permet d'éliminer complètement la fréquence $2f_{mod}$ et ses harmoniques. La bande passante maximale du signal de sortie correspond alors à une moyenne sur une demi-période d'échantillonnage. Dans ces conditions, il est possible d'échantillonner le signal à la fréquence $2f_{mod}$ sans créer de repliement important à la condition que la bande couverte par le signal d'entrée $s(t)$ soit inférieure à f_{mod} . En effet, la bande que couvre le spectre du signal $d_1(t)$ après détection est à peu de chose près la bande couverte par $s(t)$. Il est à noter que dans ce cas et aux filtrages pré-détection près, la fonction de transfert de la modulation/détection synchrone est celle d'une moyenne glissante: $H(f) = \text{sinc}(2fT_{mod})$. Au niveau du bruit blanc dont le spectre de niveau N_0 est étendu, le calcul fait apparaître la reconstitution de Shannon d'un signal

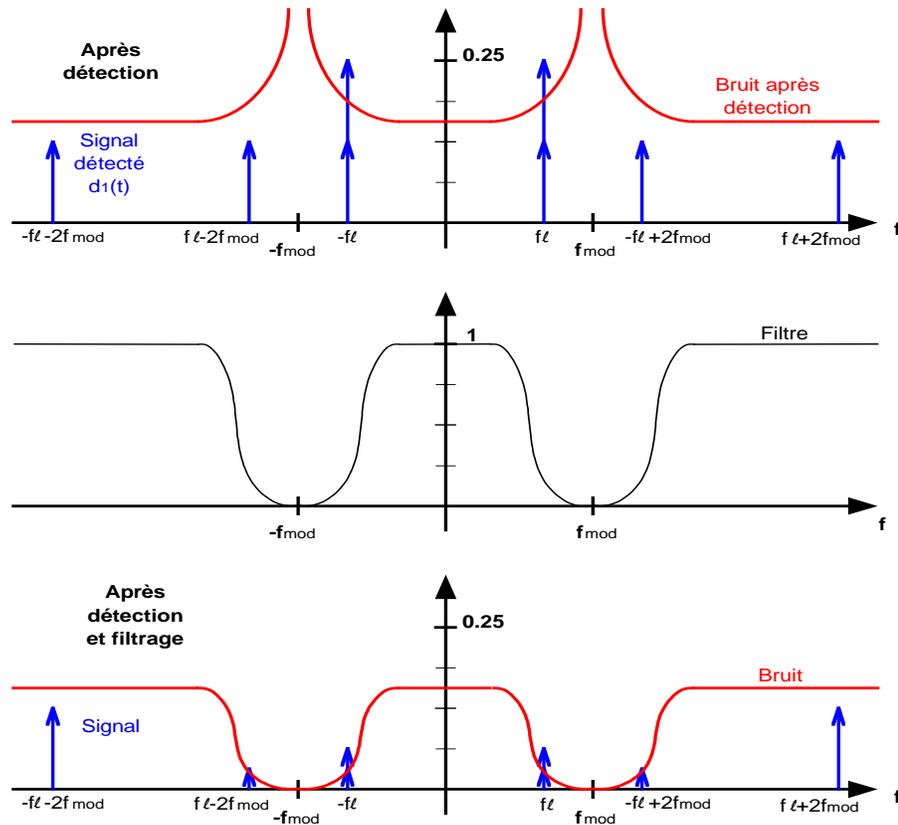


Figure 4.13: Description de l'effet d'un filtre réjecteur post-détection sur un signal sinusoïdal de fréquence f_l . L'amplitude de l'oscillation à cette fréquence est normalisée à 1 pour $s(t)$. On ne suppose aucun filtre pré-détection. L'information autour de f_{mod} est entièrement perdue.

échantillonné dans le domaine des fréquence [Max 1987]. Il apparait ainsi des repliements qui conduisent à un spectre plat de niveau égal à N_0 . Ce raisonnement permet également de déterminer le niveau de bruit après échantillonnage lorsque l'on insère un temps mort et que la moyenne s'effectue sur une durée plus faible. Dans ce cas, le bruit filtré possède un spectre plus large et le repliement est donc plus important. Le résultat est toujours un bruit blanc mais son niveau N est celui du bruit d'origine N_0 multiplié par le facteur ϕ suivant:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2t_m}{T_{mod}}}} \quad (4.51)$$

Conclusions

Nous avons développé une théorie de la détection synchrone extrêmement simple par rapport à celle existante [Max 1987]: le bruit basse fréquence est décalé autour de la fréquence de modulation et de ses harmoniques impaires alors que le signal est restitué intégralement

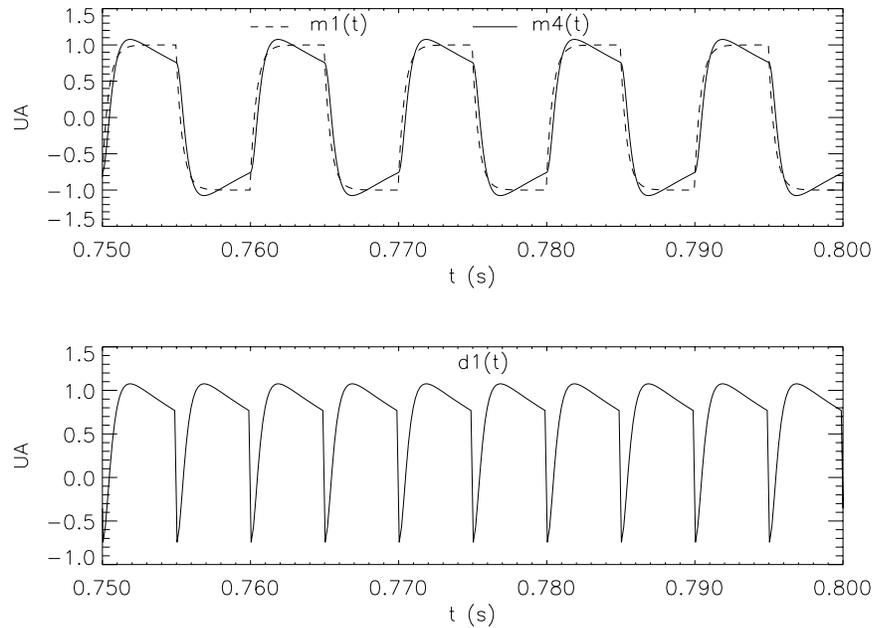


Figure 4.14: Signaux temporel en réponse à un signal $s(t) = 1$ constant obtenus avec une détection synchrone représenté par le schéma 4.10. On a supposé une fréquence de modulation égale à 100Hz , un filtrage de $c(t)$ passe-bas du premier ordre de fréquence de coupure égale à 380Hz , un gain d'amplification unité et un filtre après amplification du second ordre de fréquences de coupures basse et haute égales respectivement à 10Hz et 1kHz .

si l'on néglige les effets de filtrage. L'optimisation du rapport signal sur bruit montre que le filtre de pré-détection optimal est un filtre passe-haut de fréquence de coupure égale à la fréquence caractéristique f_{knee} de remontée du bruit aux basses fréquences et d'ordre égal à la puissance (au sens mathématique, α) du bruit en $1/f$. Un filtrage passe-bas post-détection est alors nécessaire afin d'éliminer l'effet des transitoires. Une méthode astucieuse consiste à moyenner le signal sur une demi-période de modulation avec éventuellement un temps mort pour les transitoires du filtre passe-bas pré-détection. Le résultat est échantillonner à la fréquence $f_{ech} = 2f_{mod}$. Cette méthode réalise le meilleurs compromis entre bande passante utile et fréquence d'échantillonnage. Ceci n'est cependant valable que si le signal $s(t)$ possède une bande inférieure à f_{mod} . Dans le cas contraire, on peut remplir la condition d'échantillonnage de Shannon en effectuant une moyenne sur une période de modulation et en échantillonnant à la fréquence $f_{ech} = 2f_{mod}$, ceci en décalant d'une demi-période la fenêtre ou la moyenne s'effectue.

4.2.3 Modulation électrique des bolomètres

Les systèmes de lecture classique à polarisation continue et donc à modulation optique ont démontré leur limite: en plus du fait qu'un système différentiel présente un bruit

supérieur d'un facteur $\sqrt{2}$ à une mesure de puissance totale incidente, la modulation optique sur le ciel réalise un filtrage sélectif des fréquences spatiales. Les développements technologiques aussi bien en cryogénie qu'en bolométrie et en électronique bas niveau ont démontré la faisabilité d'une modulation électrique des bolomètres. Pour ce faire, les principes généraux énoncés en 4.2.1 restent valables, le signal de polarisation étant maintenant alternatif. L'information scientifique étant contenue dans la valeur de la résistance du bolomètre, le courant de polarisation est modulé afin que la tension à ses bornes, qui est le signal de mesure, soit également modulée ($V_b = R_b \times I_b$). Le signal issu de cette opération est alors traité suivant les principes de la détection synchrone énoncés en 4.2.2.

Nous allons voir les différentes méthodes qui permettent de moduler électriquement un bolomètre.

Signal de polarisation

Deux types de signal de modulation sont utilisés: sinusoïdale et carré. Ces deux modes ont été introduit pour la première fois à la fin des années 1980 par Wilbanks et al. [Wilbanks et al. 1990]. Dans les deux cas, la fréquence de modulation maximale est imposée par les capacités parasites.

Sinusoïdale Les bolomètres ayant un comportement fortement non linéaire, ce type de modulation va engendrer toutes les harmoniques de la fréquence de modulation. Pour garder un point de fonctionnement stable du bolomètre, il faut que la fréquence de modulation soit beaucoup plus rapide que la réponse thermique du bolomètre, soit $f_{mod} \gg f_{bolo} = 1/(2\pi\tau_e)$. Typiquement, la fréquence de modulation est de quelques centaines de hertz. La présence d'harmoniques importantes empêche d'avoir un bon équilibre lorsque l'on utilise un signal de compensation afin de diminuer la dynamique de sortie [Benoit 1999]. Ce type de modulation présente l'avantage d'utiliser une bande fréquentielle minimale, de largeur égale à celle nécessaire au signal d'entrée. Ceci permet de limiter la contamination du signal de sortie par les différentes raies d'origine microphoniques ou électriques. Ce type de modulation a été utilisé avec succès pour l'observation des anisotropies du CMB sur les expériences embarquées sous ballon stratosphérique Boomerang et Maxima [Masi et al. 1999, de Bernardis et al. 1999, Lee et al. 1999].

Carré Dans ce cas, si le signal de polarisation est bien symétrique et si les transitoires sont bien raides, la puissance électrique dissipée par le bolomètre est constante puisque $P_{el} = R_b \times I_b^2$. Ce système allie plusieurs avantages:

- Le point de fonctionnement du bolomètre reste constant. Cela implique que les études de bolomètre en polarisation continue restent valables. La polarisation du bolomètre peut ainsi être facilement optimisée.
- Un signal de compensation carré permet aisément de diminuer la dynamique.

- La fréquence de modulation minimale n'est pas imposée par le bolomètre.

Un inconvénient majeur de ce type de modulation est sa bande passante: contrairement à la polarisation sinusodale, ce système nécessite une bande passante beaucoup plus large que celle du signal d'entrée, comme on l'a vu dans en 4.2.2, ceci afin de laisser passer les premières harmoniques du signal modulé de forme carré. Ceci impose d'une part une fréquence de modulation plus faible que dans le cas d'une polarisation sinusodale, typiquement quelques dizaines de hertz, voir $100Hz$. Une seconde conséquence est la sensibilité accrue aux raies microphoniques ou électriques qui vont se retrouver repliées dans le spectre du signal de sortie.

Ce type de modulation est utilisé avec succès sur l'expérience Diabolo [Benoit et al. 2000, Desert et al. 1998] et Archeops [Archeops].

Ponts de mesure

Différentes versions de pont de mesure ont été développées et utilisées: pont simple, symétrique, de Wheatstone. On se referera à [Benoit 1996, Gaertner 1997, Benoit 1999] pour une revue des différent type de pont de mesure ainsi que leurs avantages et inconvénients.

4.2.4 Electronique de lecture à polarisation capacitive

Pour obtenir un signal carré aux bornes du bolomètre, il faut un courant carré qui peut être réalisé de deux manières usuelles [Benoit 1996]:

1. polarisation par une résistance et une tension carrée.
2. polarisation par une capacité et une tension triangulaire.

Dans le premier cas, le bruit de la résistance de polarisation nécessite qu'elle soit placée à froid, i.e. à proximité du bolomètre. Il y a ainsi trois fils entre le bolomètre et le préamplificateur. De plus, les problèmes de transitoires sont difficiles à traiter. Comme nous allons le voir, la seconde solution est plus élégante. Deux versions ont été développées: la version simple ("single ended") et le version différentielle.

Version simple

Ce système a été développé au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures (Grenoble) en collaboration avec le Centre d'Etude Spatial des Rayonnements (CESR) et l'IAS.

Principe Le principe de mesure est représenté figure 4.15. Il consiste en la mise en série de la capacité de polarisation avec le bolomètre. Une valeur typique de la capacité de polarisation est obtenue par le raisonnement suivant: on considère que le filtre passe-bas pré-détection provenant des capacités parasites limite la bande passante à environ $300Hz$

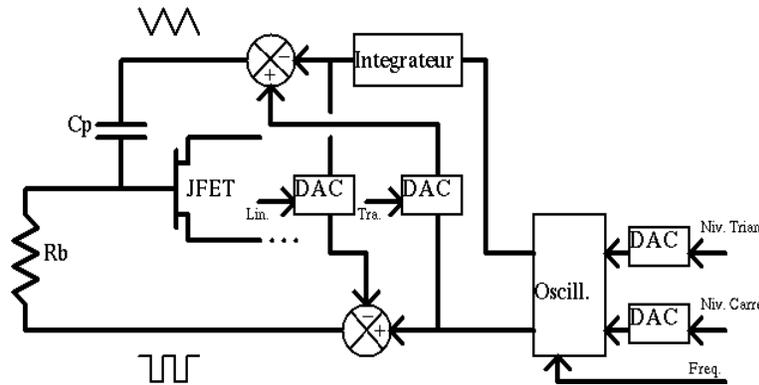


Figure 4.15: *Principe de polarisation du système simple à polarisation capacitive. Ce schéma est implémenté dans la partie Modulateur du boîtier MLPA. DAC signifie "Digital to Analog Converter" ou convertisseur numérique analogique.*

($50pF$ et $10M\Omega$), d'où une fréquence de modulation maximale à environ $100Hz$. On désire un courant de l'ordre du nA avec une excursion du signal triangulaire de l'ordre de $1V$ en $10ms$ d'où une capacité de polarisation de l'ordre de $5pF$. En pratique, on utilise des capacités céramique de $4.7pF$.

Le signal triangulaire est obtenu par intégration d'un signal carré. On ajoute au signal triangulaire une composante carré ("Tra" pour transitoire) afin de diminuer les transitoires. Un signal de compensation carré est introduit au niveau du bolomètre. On y ajoute une composante triangulaire ("Lin" pour linéarité) afin de compenser les défauts de linéarité de l'intégrateur qui fournit le triangle. L'ensemble de ces quatre signaux sont contrôlés numériquement via des convertisseurs numériques analogiques (DAC) et la visualisation d'une période de mesure permet leur réglage optimal. On se référera à [Piat 1996a, Gaertner et al. 1997, Gaertner 1997] pour plus amples détails.

Numérisation, échantillonnage Comme le montre le schéma global 4.16, la numérisation du signal a lieu après amplification. La détection et le filtrage post-détection sont donc réalisés numériquement ce qui permet d'optimiser ces traitements. Les données issues de la détection synchrone sont moyennées sur une période de modulation où les transitoires résiduels sont éliminés par un temps mort t_m en début de chaque demi-période. La durée sur laquelle se fait cette moyenne est donc égale à $T_{mod} - 2t_m$ où T_{mod} est la période de modulation et t_m le temps mort. Le signal ainsi obtenu est échantillonné à $f_{ech} = 2f_{mod}$. Ceci réduit la bande passante du signal, mais permet de s'affranchir des problèmes de repliements si le signal possède un spectre trop large.

Avantages, inconvénients La capacité de polarisation ne dissipe pas de puissance ce qui supprime le bruit généré et permet de placer ce composant à plus haute température, dans l'amplificateur par exemple. De plus, il ne faut alors que deux fils entre le bolomètre

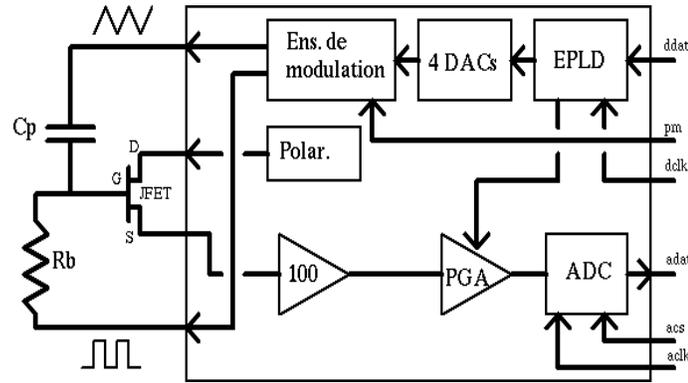


Figure 4.16: Schéma global du principe de mesure du système à polarisation capacitive, version simple. Ces différentes fonctions sont implémentées dans le boîtier MLPA. ADC signifie "Analog to Digital Converter" ou convertisseur analogique numérique. PGA est le sigle de "Programmable Gain Amplifier" ou amplificateur à gain programmable.

et le préamplificateur, ce qui est important lorsque l'on considère des matrices de plusieurs dizaine de bolomètres. Par ailleurs, les transitoires peuvent être compensés en grande partie en injectant une composante carrée dans le signal triangulaire de polarisation [Piat 1996a]. Le défaut principal de ce système, outre le fait qu'il nécessite une large bande passante, est sa calibration: le niveau du courant de polarisation est en effet proportionnel à la valeur de la capacité de polarisation. Or les condensateurs sont généralement moins stables en température que les résistances (typiquement $15\text{ppm}/^\circ$). En outre, les capacités parasites interviennent également, ce qui augmente l'incertitude du courant de polarisation.

Réalisation Ce système a été réalisé dans un boîtier électronique communément appelé MLPA pour "Modulateur Logique Préamplificateur Amplificateur" qui sont ses quatre fonctions. Il permet la lecture d'une voie unique. Son schéma électronique est représenté figure 4.17 et une photographie en figure 4.18. On trouvera une étude plus détaillée de ce boîtier dans [Piat 1996a, Gaertner 1997]. Le système numérique de contrôle permettant de visualiser et d'ajuster les différents signaux via un ordinateur a également été réalisé. Il permet l'acquisition simultanée d'au plus 12 voies de mesures. On trouvera plus de détails sur la partie numérique dans [Gaertner 1997, Gaertner et al. 1997].

Performances Le niveau de bruit de l'amplificateur du boîtier MLPA est représenté figure 4.19. Le niveau de bruit de l'amplificateur apparaît plat jusqu'à environ 20mHz avec un niveau d'environ $0.5\text{nV}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$. Dans ces conditions, le niveau de bruit global de détection est dominé jusqu'aux très basses fréquences par le JFET froid qui atteint généralement quelques $\text{nV}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$. La figure 4.20 représente un spectre de bruit mesuré sur une résistance de $10\text{M}\Omega$ à 100mK dans le cryostat Symbol. Un suiveur constitué d'un transistor à effet champ est utilisé entre la charge et le boîtier MLPA. Le niveau de bruit est plat jusqu'à environ 10mHz avec un niveau d'environ $12\text{nV}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ proche de la limite du bruit John-

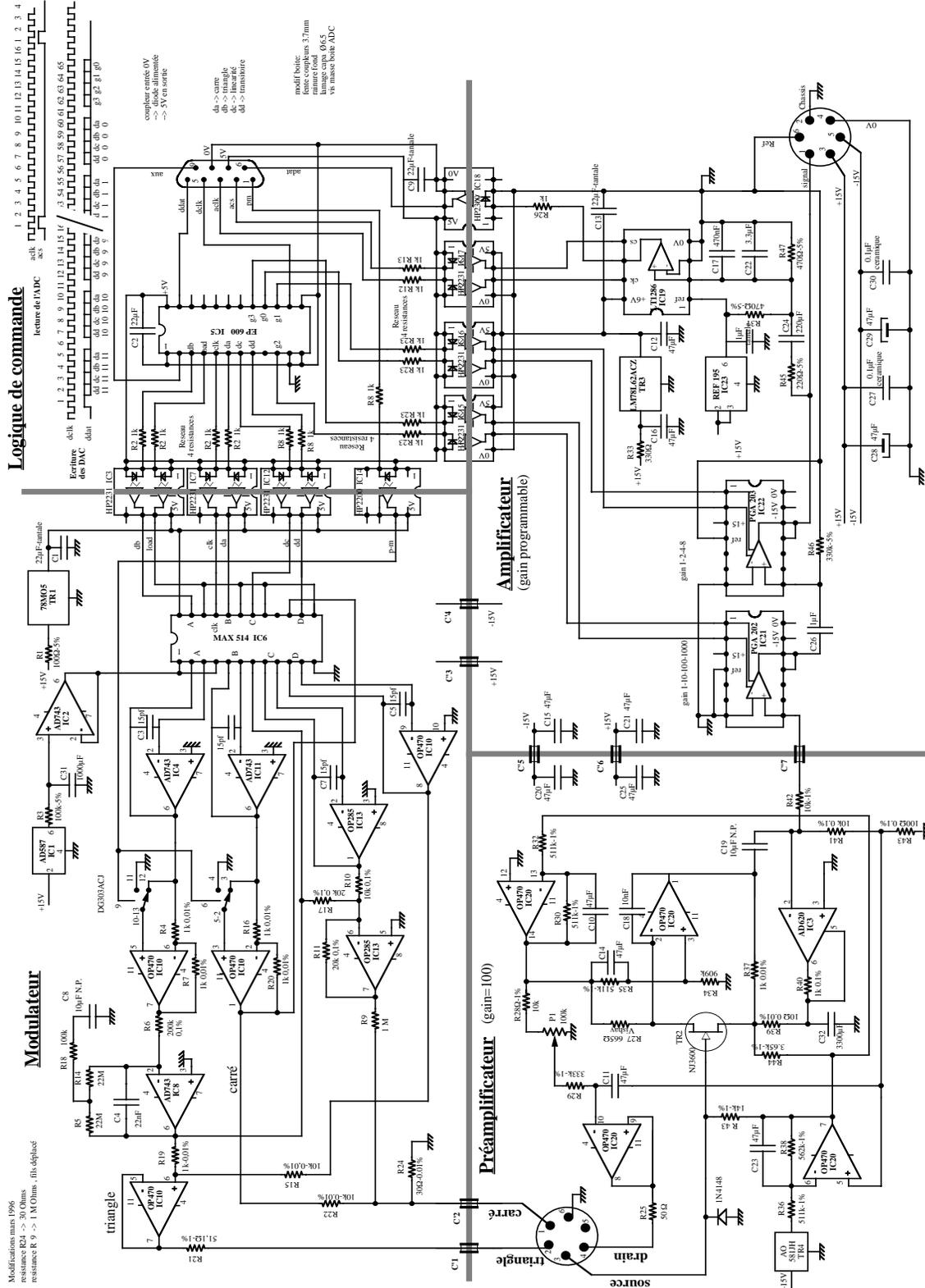


Figure 4.17: Schéma électronique du boîtier MLPA (Alain Benoit, communication personnelle). On retrouve les quatre fonctions qui donnent le noms à ce boîtier.



Figure 4.18: Photographie du boîtier MLPA à côté d'une pièce de 1 franc. L'implémentation globale est identique au schéma de la figure 4.17. On remarquera le blindage important entre chaque fonction.

son qui vaut $7.4nV.Hz^{-0.5}$. Ceci démontre les bonnes performances jusqu'aux très basses fréquences du système d'acquisition MLPA.

Ce système est utilisé avec succès sur l'expérience Diabolo [Benoit et al. 2000, Desert et al. 1998] dont le principal objectif scientifique est la mesure au sol de l'effet S-Z négatif des amas de galaxies. Ce système de lecture est également utilisé pour la caractérisation de thermomètres et de bolomètres sur Symbol (cf. chapitre 3). Pour cela, il a nécessité une calibration complète des capacités de polarisation permettant d'atteindre une précision d'environ 1% sur le niveau du courant de polarisation.

Version différentielle

L'idée principale est de symétriser la version simple, afin de la rendre plus immune aux perturbations de mode commun. Sur la suggestion de Peter Ade (Queen Mary and Westfield College, Londres) et de Jean-Michel Lamarre, j'ai entrepris en collaboration avec le CRTBT et le CESR l'étude, la réalisation et les premiers tests d'un tel système qui sera abordé plus en détail dans la section 4.3.

Principe Le principe de mesure d'un bolomètre par polarisation capacitive avec un pont différentiel est représenté figure 4.21. Le bolomètre est polarisé par deux capacités de même valeurs. Un signal triangulaire inséré à une extrémité du pont crée alors un courant carré

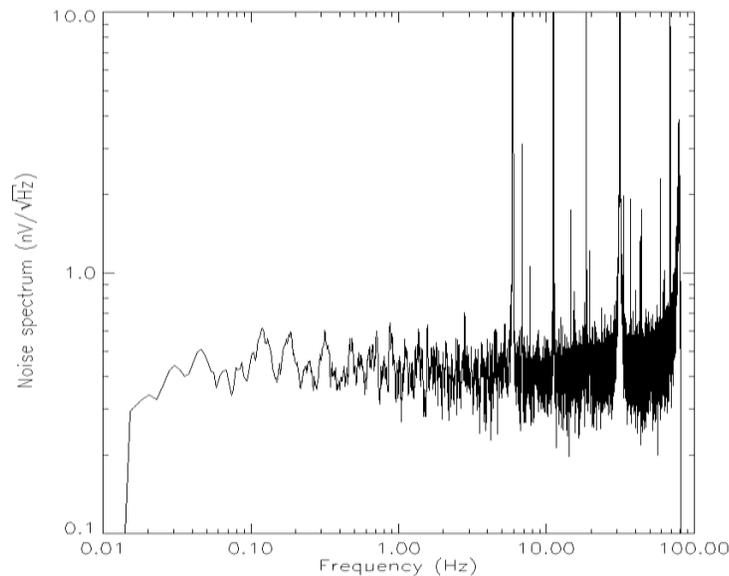


Figure 4.19: *Densité Spectrale d'Amplitude du signal de sortie du boîtier MLPA lorsque l'entrée de l'amplificateur est court-circuité ($f_{mod} = 81.4\text{Hz}$). On rappelle que l'amplificateur est chaud et que cette mesure a été réalisé sans JFET froid.*

dans le bolomètre. Pour symétriser le système, on entre à l'autre extrémité du pont un deuxième signal triangulaire en opposition de phase avec le premier.

Avantages, inconvénients Ce système présente l'avantage d'être plus immune aux perturbations de mode commun, comme les effets liés aux vibrations ou les problèmes de compatibilité électromagnétique [Charoy a, Charoy b]. Toutefois, ceci se fait au détriment de la simplicité. En effet, en continu, le bolomètre est totalement isolé. Il apparait alors une dérive de la polarisation continue du pont provenant de la charge des capacités par les courants de fuite de l'amplificateur. Ceci peut mener à la saturation de l'amplificateur différentiel. Ces courants de fuite proviennent des JFETs et sont typiquement divisés par 2 dès que l'on réduit la température de 10K . Alors qu'avec un JFET à 300K on s'attend à saturer l'amplificateur en quelques dizaines de secondes, à environ 120K la constante de temps atteint la journée, voire plus. Une solution consiste alors à imposer un potentiel nul environ une fois par jour par un interrupteur commandé, un MOSFET par exemple. Ceci introduit néanmoins des capacités parasites supplémentaires. Il est également possible d'installer deux résistances de l'ordre du $G\Omega$ entre les extrémités du bolomètre et la masse, ce qui réduit légèrement la réponse du système.

Par ailleurs, ce système ne permet pas la compensation du signal directement sur le pont de mesure ce qui implique une grande stabilité de gain du préamplificateur jusqu'à insertion du signal de compensation. Ceci induit également le fait qu'une tension relativement importante soit transportée jusqu'à l'amplificateur d'où sensibilité accrue à la microphonie

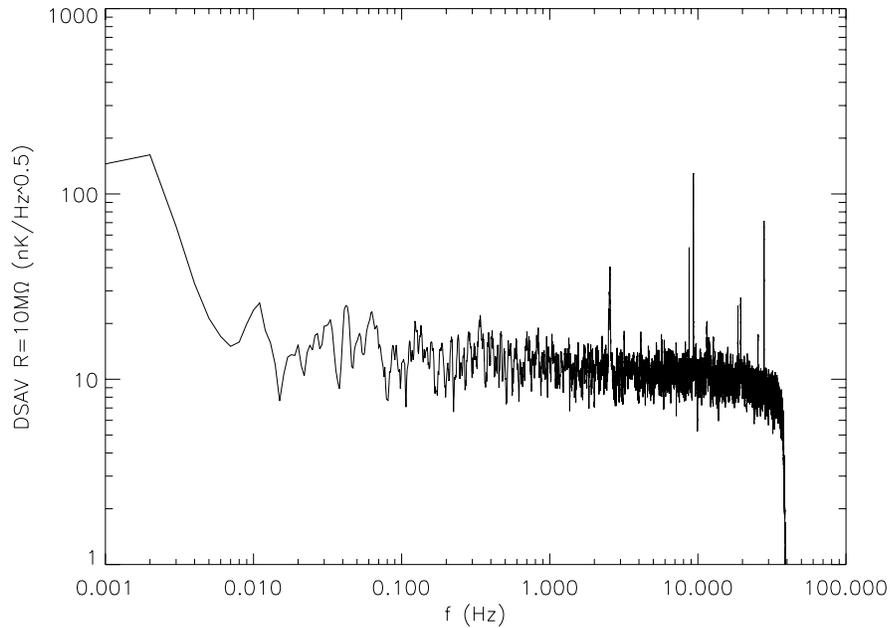


Figure 4.20: *Densité Spectrale d'Amplitude de la tension mesurée par une électronique MLPA et un JFET froid aux bornes d'une résistance de $10M\Omega$ à $100mK$ sur l'expérience Symbol ($f_{mod} = 40.7Hz$). La polarisation est la suivante: $R = 9.94M\Omega$, $I = 0.99nA$.*

[Benoit 1996, Bhatia 1998]. Ceci est néanmoins à mettre en compétition avec le taux de réjection de mode commun de l'amplificateur.

Enfin, le fait qu'il y ait deux JFETs (un JFET par ligne à haute impédance) augmente la capacité parasite et le niveau de bruit qui est multiplié par $\sqrt{2}$ par rapport à la version simple.

Malgré ces limitations, ce système est utilisé avec succès sur l'expérience Archeops [Archeops] et est actuellement la solution nominale pour la lecture des bolomètres de Planck-HFI.

4.3 Réalisation d'une électronique de lecture différentielle à polarisation capacitive compatible Planck/HFI

4.3.1 Cahier des charges

Il est nécessaire de fixer les contraintes que l'électronique de lecture des bolomètres Planck-HFI doit remplir. On suppose une modulation carrée et une détection synchrone avec filtrage post-détection obtenu en moyennant sur une demi-période de modulation $_{mod}/2$ et une fréquence d'échantillonnage égale au double de la fréquence de modulation $f_{ech} = 2f_{mod}$.

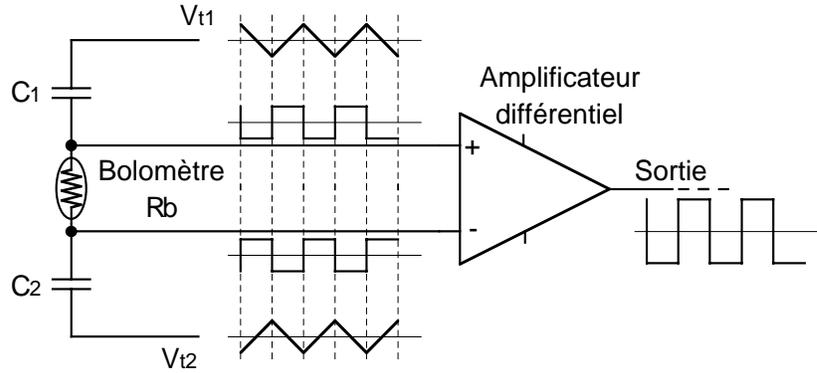


Figure 4.21: Principe du pont de mesure différentiel à polarisation capacitive.

échantillonnage

Dans le cas de Planck-HFI, la fréquence d'échantillonnage minimale est fixée par la taille du faisceau donnée dans le tableau 2.2. Afin de remplir la condition de Shannon, on considère en effet que pour un faisceau gaussien, il faut au moins 2.6 échantillons par largeur à mi-hauteur (FWHM), ce qui correspond pour les sources ponctuelles à une repliement d'au plus 0.3% [Lamarre 1999]. Ainsi, la fréquence d'échantillonnage f_{ech} doit vérifier :

$$f_{ech} \geq 2.6 \frac{v_{\theta}}{FWHM} \quad (4.52)$$

où v_{θ} est la vitesse de balayage du ciel et $FWHM$ la largeur à mi-hauteur du faisceau optique.

Par ailleurs, la fréquence de modulation f_{mod} doit vérifier $f_{mod} = (n_1/n_2)f_{JT}$ où n_1 est un nombre entier non nul et $n_2 = 1$ ou 2 . f_{JT} est la fréquence comprise entre $35Hz$ et $45Hz$ des compresseurs de la détente Joule-Thomson fournissant le $4K$. De plus, le signal de modulation doit être bloqué en phase. Ces derniers vont en effet produire des vibrations qui seront certainement visibles sur le signal des détecteurs. Cette contrainte permet d'assurer que l'opération de détection produise une superposition parfaite des raies microphoniques par repliement des spectres se situant autour des harmoniques impairs de f_{mod} . Ainsi, la perturbation engendrée par ces vibrations sur le signal est totalement reproductible et peut ainsi être supprimée. Comme $f_{ech} = 2f_{mod} = 2(n_1/n_2)f_{JT}$, on choisit $n_2 = 2$ et la fréquence d'échantillonnage est un multiple de la fréquence f_{JT} . La figure 4.22 résume ces contraintes. On obtient ainsi une fréquence d'échantillonnage d'environ $200Hz$ dans le cas où $FWHM = 5arcmin$, soit une fréquence de modulation égale à $100Hz$.

Fréquence de coupure haute

Les principaux sous-systèmes qui composent la chaîne d'acquisition sont l'optique, le bolomètre et la chaîne de lecture. On considère que ce dernier sous-système englobe à la fois la modulation, l'électronique d'amplification et la détection.

La réponse de l'optique à une source ponctuelle peut être assimilée à une gaussienne dont

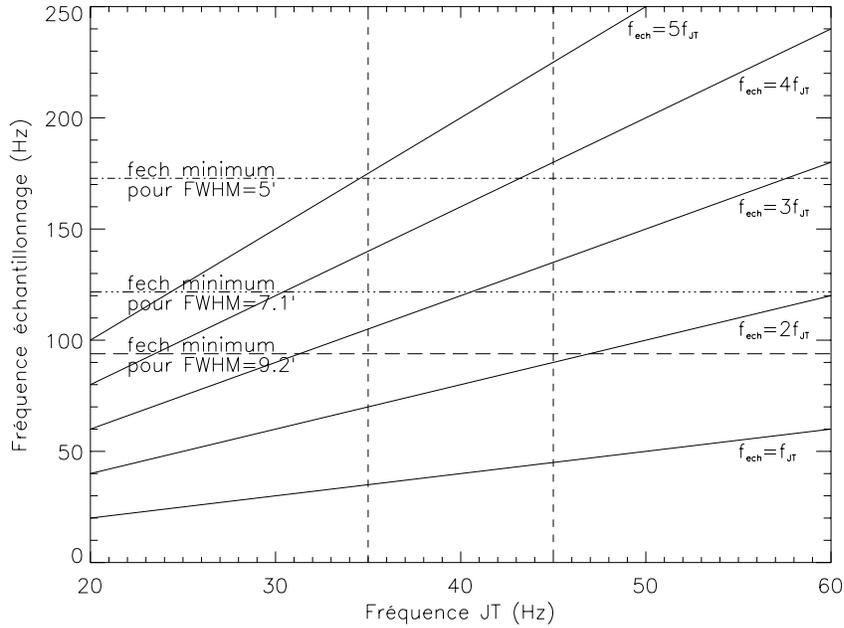


Figure 4.22: Représentation des contraintes sur la fréquence d'échantillonnage f_{ech} du signal Planck-HFI par rapport à la fréquence f_{JT} des compresseurs de la détente Joule-Thomson. Les deux traits verticaux en tirets représentent les limites du domaine de f_{JT} .

la largeur à mi-hauteur (FWHM) est donnée dans le tableau 2.2. Ceci fixe la résolution des cartes que l'on désire obtenir.

Les coupures aux hautes fréquences du bolomètre et de l'électronique induisent une dégradation de la résolution de chaque canal. En effet, la réponse globale de l'instrument à une source ponctuelle est la convolution de toutes les réponses impulsionnelles des différents sous-systèmes de la chaîne de détection. Ainsi, si l'on note τ la constante de temps d'un filtre passe-bas du premier ordre dans la chaîne de détection, le résultat de la convolution entre la réponse de l'optique et la réponse de ce filtre peut être approximé par une gaussienne si la condition suivante est vérifiée ([Hanany Jaffe & Scannapieco 1998]) :

$$L = \frac{\sigma_\theta / v_\theta}{\tau} = \frac{\sigma_{optique}}{\tau} \gtrsim 2 \quad (4.53)$$

où σ_θ est l'écart-type angulaire de la réponse de l'optique et v_θ la vitesse de balayage dans le ciel. Dans ce cas, l'écart -type de la gaussienne résultante s'obtient en sommant quadratiquement les écart-types de chaque réponse impulsionnelle, i.e.

$$\sigma_{global}^2 = \left(\frac{\sigma_{theta}}{v_{theta}} \right)^2 + \sigma_{filtre}^2 \quad (4.54)$$

où $\sigma_{filtre} = \tau$. Il y a donc détérioration de la résolution de l'instrument. Les bolomètres Planck-HFI sont soumis à des objectifs en terme de constantes de temps ($2\pi\tau_{bol}$ par

$FWHM$) qui conduisent à une augmentation de la largeur du faisceau d'environ 7%. La figure 4.23 représente l'augmentation de l'écart-type en fonction de l'écart-type du filtre.

La chaîne d'acquisition réalise un filtrage passe-bas qu'il nous faut spécifier. Dans le cas de

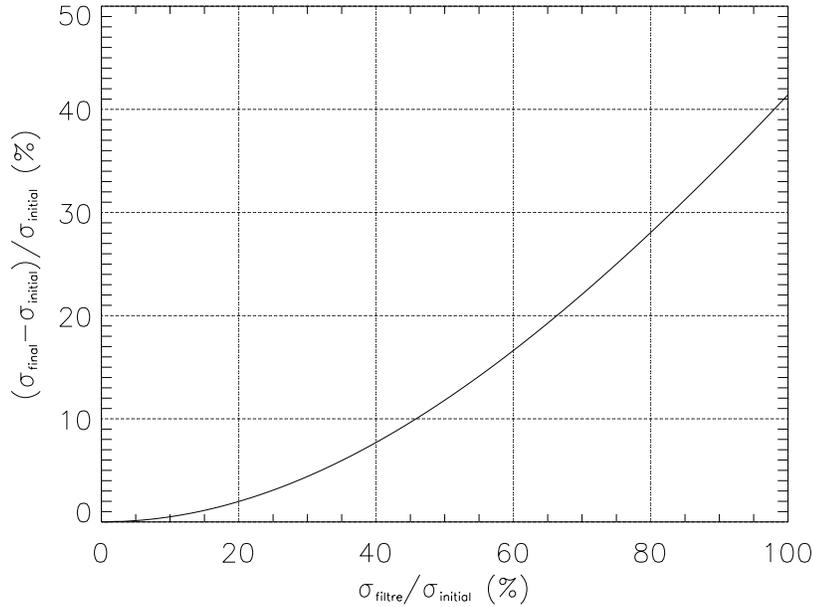


Figure 4.23: Augmentation de la largeur (1σ) de la réponse de l'optique par passage dans un filtre du premier ordre dont la réponse impulsionnelle possède une largeur σ_{filtre} .

Planck/HFI, l'écart-type angulaire minimum de la réponse optique vaut 2.1 arcmin avec une vitesse de balayage du ciel de $6^\circ/s$, ce qui donne un écart-type temporel $\sigma_{\text{optique}} = 5.9 \text{ ms}$. Si l'on accepte une augmentation maximum de 5%, il faut que l'écart-type σ_{acqui} de la réponse impulsionnelle de la chaîne d'acquisition vérifie:

$$\sigma_{\text{acqui}} < 30\% \sigma_{\text{optique}} \quad (4.55)$$

Si l'on suppose que la chaîne d'acquisition réalise un filtre passe-bas du premier ordre, cette contrainte se convertit en une fréquence de coupure à -3dB minimum égale à 90 Hz .

Dans notre cas, le système d'acquisition réalise une moyenne pendant une durée $T_{\text{moy}} = T_{\text{mod}}/2$. L'effet est similaire puisque cela réalise un filtre passe-bas. On montre que l'écart-type de la réponse impulsionnelle d'un tel processus vaut:

$$\sigma_{\text{acqui}}^2 = \frac{T_{\text{moy}}^2}{12} \quad (4.56)$$

Partant du même critère que précédemment, la durée sur laquelle la moyenne est effectuée doit être maximum égale à $T_{\text{moy}} = 6.1 \text{ ms}$ soit une fréquence d'échantillonnage minimale égale à 163 Hz . Ces contraintes sont totalement compatibles avec une fréquence d'échantillonnage à

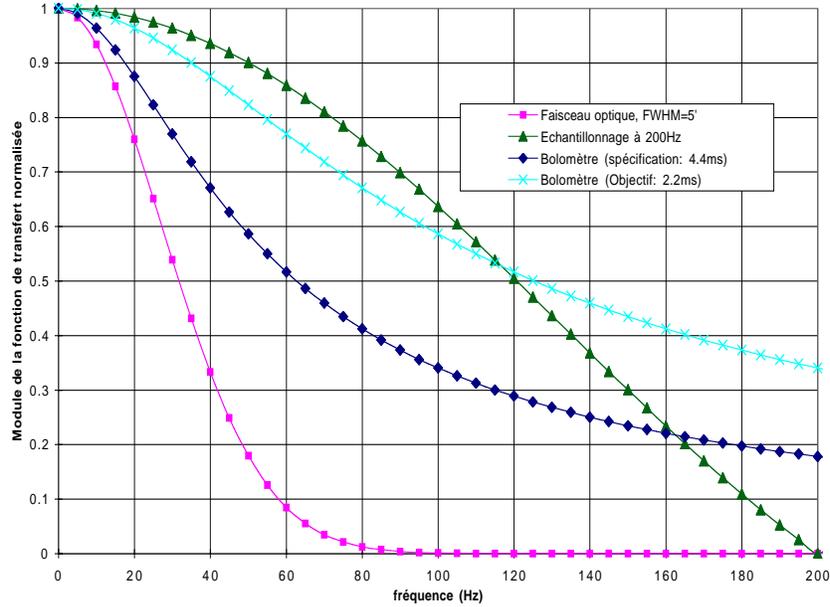


Figure 4.24: *Module des fonctions de transfert de l'optique, du bolomètre et de l'échantillonnage pour les canaux Planck-HFI de fréquences supérieures à 217GHz. On a supposé un temps mort nul. Ces canaux sont les plus exigeants en terme de bande passante.*

200Hz. La figure 4.24 représente le module des fonctions de transfert des trois sous-systèmes de la chaîne de détection. Le module de la fonction de transfert de l'optique et du bolomètre en f_{mod} est maximum pour les canaux dont le faisceau est le plus petit et pour une constante de temps bolomètre faible. On obtient ainsi une valeur supérieure qui vaut $6.1 \cdot 10^{-4}$, ce qui démontre que l'échantillonnage peut être réalisé à $2f_{mod}$ puisque le spectre du signal avant modulation possède une bande de largeur inférieure à f_{mod} .

Numérisation

La numérisation a lieu après amplification afin de pouvoir optimiser numériquement la détection et le filtrage post-détection. Le signal des détecteurs de Planck-HFI est numérisé avant transmission vers le sol. Ceci implique à la fois une discrétisation des niveaux transmis mais aussi un échantillonnage dans le domaine temporel. Les paramètres d'échantillonnage et de numérisation doivent être choisis de manière à transmettre la totalité de l'information avec un taux de télémétrie minimum. On considère dans cette section l'effet de la numérisation seule en supposant un algorithme de compression des données qui soit sans perte. Dans ces conditions, il a été montré que l'effet de la numérisation sur un signal aléatoire gaussien induit à la fois un biais et une erreur [Lamarre Piat Recouvreur 2000]. Toutefois, comme le montre la figure 4.25, pour des valeurs du pas de numérisation q vérifiant $q \leq 1.67\sigma$ où σ est le bruit du signal avant numérisation, le biais devient négligeable et le

bruit de numérisation atteint la valeur classique égale à $\sigma_{num}^2 = q^2/12$. Dans le cas de

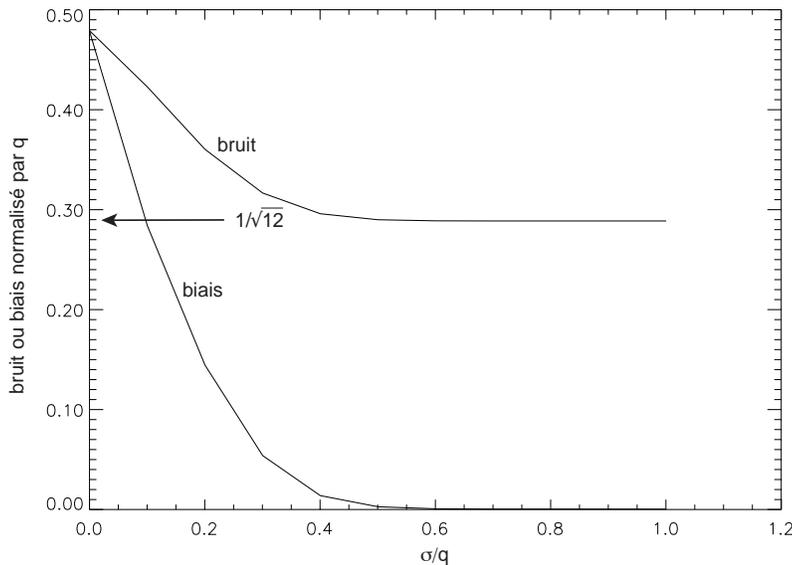


Figure 4.25: *Biais et erreur maximale que l'on commet pour une numérisation en fonction de σ/q , où q est le pas de quantification et σ la variance du bruit avant échantillonnage. Ces deux quantités deviennent environ égales à celles que l'on obtient dans le cas d'un bruit uniforme dès que $\sigma/q > 0.6$.*

Planck-HFI, le bruit de numérisation entre dans la liste des sources de bruit additionnel. Celui-ci doit donc être géré de manière identique, i.e. par la stratégie du β . Ainsi, pour une augmentation de bruit d'au plus 5%, il correspond $\sigma_{num} < \beta\sigma$ avec $\beta = 30\%$ et il vient ainsi $q < 1.04\sigma$. Ainsi, nous spécifions $q = \sigma$ ce qui augmente le bruit global de moins de 5% (cf. figure 4.26).

Afin de déterminer le nombre de bits nécessaires pour transmettre l'information, il nous faut déterminer la valeur de σ et le signal maximum que l'on sera amené à mesurer. La source la plus forte est Jupiter. Les résultats ainsi obtenus sont représentés table 4.2. On constate que 15 bits sont nécessaires pour numériser correctement le signal.

La fréquence de numérisation f_{num} est obtenue en multipliant le Nombre de Points par Période de modulation (NPP , paramètre réglable) par la fréquence de modulation: $f_{num} = NPP \times f_{mod}$. La bande passante pré-détection est limitée par le pont de mesure et les capacités parasites. Il est donc nécessaire de numériser au moins 2 fois plus vite que la fréquence maximale de cette bande. De plus, une période de modulation numérisée et entière sera transmise régulièrement afin de permettre un ajustement des paramètres. Il est donc nécessaire que la fréquence de numérisation soit plusieurs fois supérieure à la bande passante pré-détection. Pour Planck-HFI, avec les expériences obtenues sur le système MLPA,

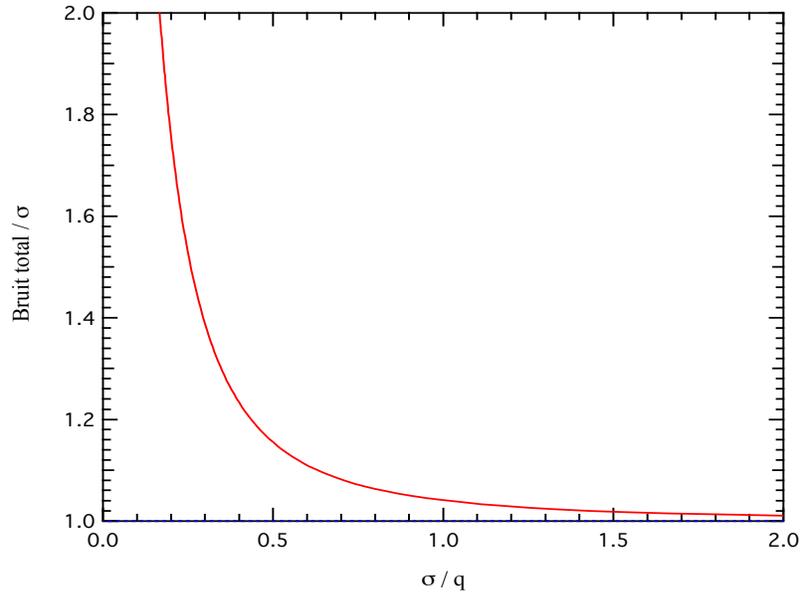


Figure 4.26: Bruit total incluant le bruit de numérisation, en fonction du rapport entre le bruit avant numérisation σ et le pas de quantification q .

il apparait que $NPP = 64$ semble une valeur convenable. Ceci conduit à une fréquence de numérisation $f_{num} = 6.4kHz$ pour $f_{mod} = 100Hz$ d'où un filtre anti-repliement ("anti-aliasing") qui coupe à environ $1kHz$.

Taux de télémétrie

Le taux de télémétrie globale ne doit pas dépasser $40kbits/s$, algorithme de compression des données compris. Les estimations actuelles conduisent à un flot de données brut égal à environ $150kbits/s$ [Lamarre 1999], ce qui nécessite un taux de compression d'au moins 3.8.

Niveau de bruit global

D'un point de vue qualitatif, l'électronique de lecture ne doit pas produire un bruit dominant par rapport à la limite de détection de chaque canal qui est donnée par le bruit de photon. Ceci doit être vérifié sur l'ensemble des fréquences utiles, i.e. entre $16mHz$ et environ $100Hz$ (cf. fréquence de coupure haute). Toutefois, une électronique est d'autant plus complexe que son niveau de bruit est faible. Un compromis est donc nécessaire entre détérioration de la sensibilité de l'expérience et la complexité de l'électronique de lecture. On utilise alors la stratégie du β . Un critère conservatif revient à comparer le bruit de lecture avec le bruit Johnson et à utiliser le facteur $\beta = e_{Johnson}/e_{lecture}$. Un bolomètre de $10M\Omega$ produit un bruit Johnson d'environ $8nV.Hz^{-\frac{1}{2}}$. $\beta \leq 30\%$ signifie un bruit de lecture maximum valant $2.4nV.Hz^{-\frac{1}{2}}$. Ce niveau est difficile à obtenir étant donné les contraintes

Table 4.2: Nombre de bits nécessaire au codage du signal Planck-HFI. Les hypothèses sont les suivantes: $q = \sigma$, $f_{ech} = 200Hz$, aucun temps mort, bruit de bolomètre égal au bruit de photon, température de brillance de Jupiter d'après [Goldin et al. 1997].

| Canal (GHz) | NEP_{bol} ($10^{-17}W.Hz^{-0.5}$) | σ ($10^{-17}W$) | $T_{brillance}$ Jupiter (K) | Jupiter power on det. (pW) | Nb. bit |
|-------------|---------------------------------------|--------------------------|-----------------------------|----------------------------|---------|
| 100 | 4.5 | 44.4 | 170 | 0.44 | 11 |
| 143 | 5.6 | 55.4 | 170 | 1.15 | 12 |
| 143p | 4.0 | 39.1 | 170 | 0.57 | 11 |
| 217 | 6.8 | 67.9 | 170 | 2.95 | 13 |
| 217p | 4.8 | 48.0 | 170 | 1.47 | 12 |
| 353 | 13.7 | 136.6 | 160 | 12.2 | 14 |
| 353p | 9.7 | 96.6 | 140 | 6.1 | 13 |
| 545 | 18.8 | 188 | 140 | 39.3 | 15 |
| 857 | 57.8 | 578 | 140 | 153 | 15 |

de cryogénie et de consommation imposées par la technologie spatiale, et on admet un bruit maximum de $5nV.Hz^{-\frac{1}{2}}$, ce qui correspond à $\beta \leq 63\%$ soit une augmentation du bruit total de moins de 20% par rapport au bruit Johnson (il reste toujours le bruit thermique).

Le bruit de courant est considéré comme négligeable. En effet, celui-ci provient du bruit de grenaille du courant de fuite des JFETs froids et vaut ainsi $i_n^2 = 2eI_{fuite}$. Or le courant de fuite est divisé par deux à chaque diminution de la température du JFET de 10° . Ainsi, à $120K$ le courant de fuite est divisé par un facteur $2^{18} \simeq 2.6 \cdot 10^5$ et le bruit de courant d'un facteur $2^9 = 512$. Si l'on admet une atténuation du bruit de courant d'un facteur 100, on obtient typiquement $i_n < 0.1fA.Hz^{-0.5}$ à froid. Ce bruit produit un bruit de tension à l'entrée de l'amplificateur qui vaut $R_b i_n < 1nV.Hz^{-0.5}$ pour $R_b = 10M\Omega$ ce qui est négligeable vis-à-vis du bruit de l'amplificateur et du bolomètre.

Immunité, robustesse

L'ensemble du système de lecture doit présenter une bonne immunité aux problèmes de compatibilité électromagnétique, de microphonie et de diaphonie.

Par ailleurs, les anomalies de fonctionnement ne doivent pas constituer de point de défaillance unique affectant la mission, comme par exemple l'apparition d'une puissance de chauffage excédant la puissance de refroidissement du cryostat après la destruction accidentelle d'un composant électronique.

Consommation électrique

La consommation électrique allouée aux électroniques de lecture, incluant également la lecture des thermomètres, ne doit pas dépasser environ $100W$.

L'élégance du schéma de lecture à polarisation capacitive avec signal d'opposition ainsi que sa fiabilité démontrée par l'expérience Diabolo a fait que ce système s'est imposé comme ligne de travail pour l'électronique de mesure de bolomètres pour Planck/HFI. Afin de le rendre plus immune aux perturbations de mode commun, plusieurs versions différentielles ont été réalisées nécessitant toutefois l'abandon de l'injection du signal d'opposition directement sur le pont. Cette version différentielle est ainsi la version nominale pour Planck/HFI, mais une option reste toutefois ouverte sur la version simple.

4.3.2 Analyse du pont de mesure

La modélisation du pont de mesure différentiel, prenant en compte les capacités parasites du câble, est représentée figure 4.27. On peut alors modifier ce schéma par transformation de

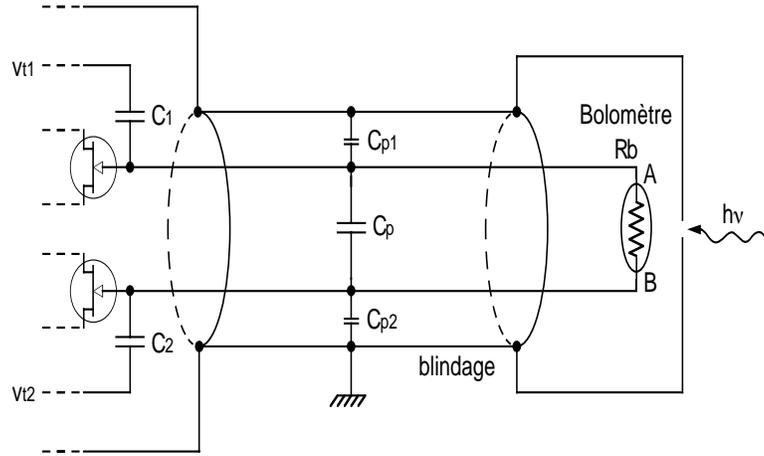


Figure 4.27: Schéma du pont de mesure symétrique incluant les capacités parasites provenant du câble.

Thévenin afin d'obtenir un schéma identique à celui de la figure 4.6. Ceci permet d'obtenir la réponse du système qui s'écrit de la manière suivante:

$$v_{AB} = H_1 v_{t1} - H_2 v_{t2} \quad (4.57)$$

avec:

$$\begin{cases} H_1 = \frac{\tau_1 s}{1 + \tau_1 s} \\ H_2 = \frac{\tau_2 s}{1 + \tau_2 s} \\ \tau_1 = R_b \frac{C_1 C_{2p}}{C_{1p} + C_{2p}} \\ \tau_2 = R_b \frac{C_2 C_{1p}}{C_{1p} + C_{2p}} \\ \tau = R_b \left(C_p + \frac{C_{1p} C_{2p}}{C_{1p} + C_{2p}} \right) \\ C_{1p} = C_1 + C_{p1} \\ C_{2p} = C_2 + C_{p2} \end{cases} \quad (4.58)$$

Il apparaît que la constante de temps τ du transitoire ne reflète pas la dissymétrie introduite par les différentes capacités parasites.

Si l'on applique en entrée deux signaux sous forme de rampe de pentes respectives p_1 et $-p_2$ en opposition de phase, le signal de sortie s'écrit :

$$v_{AB}(t) = (\tau_1 p_1 + \tau_2 p_2)(1 - \exp^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (4.59)$$

La tension aux bornes du bolomètre vaut $\tau_1 p_1 + \tau_2 p_2$ en régime continue. Il apparaît par ailleurs un transitoire exponentiel de constante de temps τ qui peut être diminué par l'ajout d'une composante carré au niveau des entrées du pont de mesure. Si l'on considère deux signaux carrés d'amplitudes respectives A_1 et $-A_2$ aux extrémités du pont de mesure, le signal de sortie est alors de la forme :

$$v_{AB}(t) = \frac{1}{\tau}(A_1 \tau_1 + A_2 \tau_2) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.60)$$

En utilisant la linéarité du système, la réponse du pont de mesure à une superposition d'un signal carré et d'une rampe aux extrémités est de la forme :

$$v_{AB}(t) = \tau_1 p_1 + \tau_2 p_2 + e^{-\frac{t}{\tau}} \left[\frac{1}{\tau}(A_1 \tau_1 + A_2 \tau_2) - \tau_1 p_1 - \tau_2 p_2 \right] \quad (4.61)$$

Ainsi, on peut éliminer le transitoire si la condition suivante est vérifiée :

$$\frac{1}{\tau}(A_1 \tau_1 + A_2 \tau_2) - \tau_1 p_1 - \tau_2 p_2 = 0 \quad (4.62)$$

En pratique, le signal triangulaire est obtenu par intégration d'un signal carré. Il peut être considéré comme parfaitement linéaire au troisième ordre près, grâce à l'amélioration du montage intégrateur classique à amplificateur opérationnel. Les signaux en opposition de phase sont obtenus grâce à un montage de gain -1, qui peut éventuellement ajouter un petit offset constant provenant de l'amplificateur opérationnel. Ceci n'est pas un problème sur les signaux d'entrée, puisqu'ils sont filtrés par un filtre passe haut. On peut donc considérer les signaux de polarisation comme parfaitement symétrique, soit $p_1 = p_2 = p$ et $A_1 = A_2 = A$. On arrive alors à la condition d'élimination des transitoires :

$$A = p\tau \quad (4.63)$$

On constate que la dissymétrie du pont disparaît totalement. En supposant une pente de l'ordre de 1V sur 10ms ainsi qu'une constante de temps τ de l'ordre de la ms, on obtient une valeur de A de l'ordre de 100 millivolt. En pratique, un transitoire subsiste dû à la capacité d'entrée des JFETs, mais aussi au "crosstalk" entre circuits de polarisation. Pour HFI, l'utilisation de paires torsadées blindées sur chaque ligne à forte impédance devrait réduire cet effet.

Estimation des constantes de temps

Cette estimation se base sur le budget des capacités réalisé par R.S. Bhatia pour Planck-HFI (Communication personnelle, 2000). Une marge supplémentaire de 10% a été ajoutée.

On obtient ainsi les résultats suivants:

$$\begin{cases} C_1 = C_2 = 5pF \\ C_{p1} = C_{p2} = 130pF \\ C_p = 60pF \end{cases} \quad (4.64)$$

Dans l'hypothèse $R_b = 10M\Omega$, avec une erreur aléatoire de 20% sur les valeurs des capacités parasites ce qui est pessimiste, il vient les constantes de temps suivantes:

$$\begin{cases} \tau = (1.3 \pm 0.3)ms \\ \tau_1 = \tau_2 = (25 \pm 5)\mu s \end{cases} \quad (4.65)$$

Estimation de l'erreur sur le courant de polarisation

Le courant de polarisation est aisément obtenu en calculant $I_b = v_{AB}/R_b$. Si l'on suppose $C_1 = C_2 = C$ et $C_{p1} = C_{p2} = C_{pm}$ aux incertitudes près, l'erreur relative que l'on commet sur la valeur maximum du courant de polarisation vaut:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta C}{C} + 2 \frac{\Delta C_{pm}}{C_{pm}} \quad (4.66)$$



Ainsi, si l'on suppose que les capacités de polarisation sont bien connues, l'incertitude sur le courant de polarisation est le double de l'incertitude sur les capacités parasites vers la masse.

Niveau de bruit des signaux de polarisation

En ce qui concerne le signal triangulaire V_{t1} (l'analyse sur V_{t2} est identique), les équations 4.57 montrent qu'il subit un filtrage passe haut. Une valeur supérieure du gain de ce filtre est donnée par $\frac{\tau_1}{\tau}$. Pour les valeurs de capacité prévues pour Planck-HFI, cette borne supérieure vaut environ 1/50. Pour estimer l'effet de ce bruit, on utilise la stratégie du β . Dans ce cas, β est le rapport entre le bruit provenant du signal de polarisation et le bruit fondamental de la chaîne de lecture. Un calcul conservatif peut être fait en considérant uniquement le bruit Johnson du bolomètre comme étant égal au bruit fondamental de la chaîne de détection. Pour $\beta = 30\%$ et pour une impédance de $10M\Omega$, le bruit maximum des signaux de polarisation vaut environ $110nV.Hz^{-\frac{1}{2}}$. Un tel niveau est facile à obtenir. Pour le signal de compensation, la contrainte en terme de bruit est équivalente puisque ce signal n'est retranché qu'après le préamplificateur qui a un gain égal à 100.

4.3.3 Optimisation du traitement de l'information au sein de l'électronique de lecture différentielle à polarisation capacitive

La complexité d'un système de modulation est quelque peu décourageante par rapport à la simplicité de la version à polarisation continue. Afin d'optimiser ce système d'acquisition, il est nécessaire d'entrer dans les détails du traitement des données qui est réalisé au sein même de l'électronique.

Modélisation

Un modèle du premier ordre de l'électronique de lecture de Planck/HFI est représenté figure 4.28. Le signal optique incident $W_{inc}(t)$ est tout d'abord convolué par la réponse

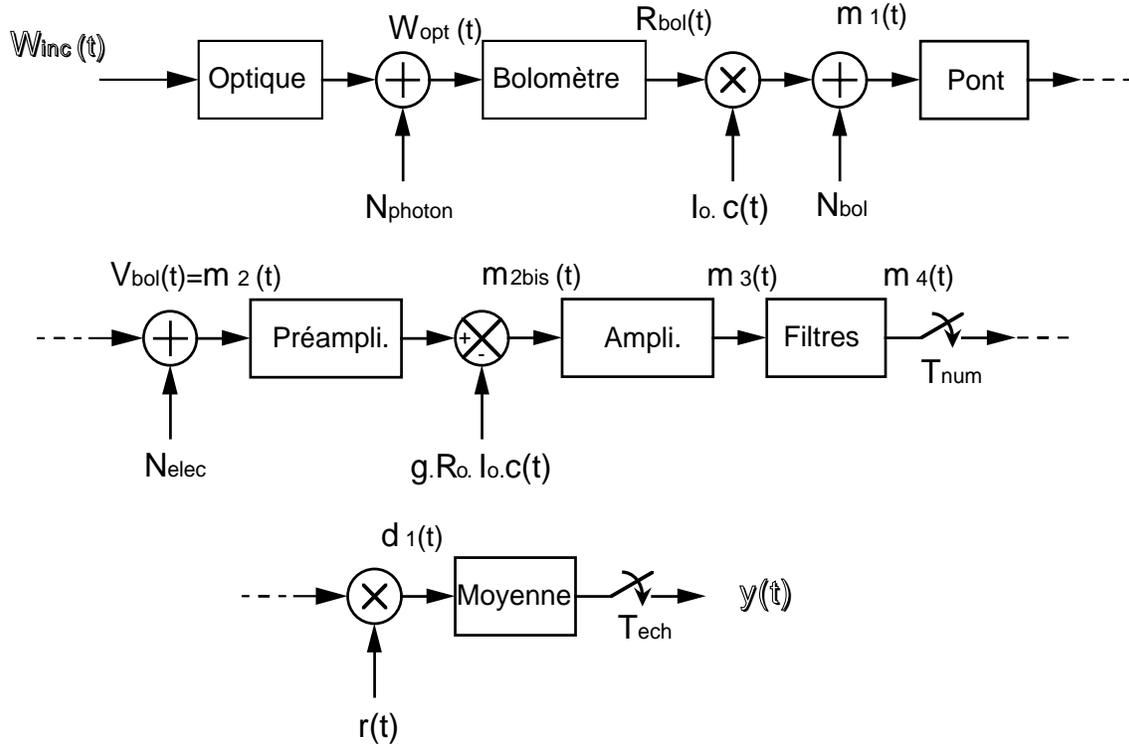


Figure 4.28: *Modèle du premier ordre de l'électronique de lecture à polarisation capacitive de Planck/HFI.*

impulsionnelle du système {Télescope, filtres, cornets} qui peut être considérée comme une gaussienne:

$$h_{opt}(t) = h_{opt}(0) \exp \left[-\frac{\theta(t)^2}{2\sigma_\theta^2} \right] \quad (4.67)$$

où θ est la position angulaire sur le cercle observé et σ_θ l'écart type de la réponse de l'optique. Si l'on note v_θ la vitesse angulaire de balayage et $FWHM$ la largeur à mi-hauteur du faisceau, il vient:

$$\begin{cases} \theta(t) = v_\theta \times t \\ \sigma_\theta = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln 2}} \simeq \frac{FWHM}{2.355} \end{cases} \quad (4.68)$$

La fréquence de coupure à -3dB d'un tel filtre vaut environ $f_{cut} \simeq 112.3 \times \frac{v_\theta}{FWHM}$ ce qui donne des valeurs entre $12.8Hz$ et $22.5Hz$ pour Planck-HFI. Le signal $W_{opt}(t)$ ainsi obtenu est alors filtré par le bolomètre. Ce dernier peut être assimilé à un filtre passe-bas du premier ordre :

$$H_{bol}(s) = \frac{\mathcal{R}_0}{1 + \tau_{bol}s} \quad (4.69)$$

où \mathcal{R}_0 est la rèsponsivité statique du bolomètre en Ω/W et τ_{bol} , sa constante de temps effective. Dans le cas de Planck, cette constante de temps varie suivant le canal, entre $4.4ms$ et $7.8ms$, ce qui correspond à des fréquences de coupures à $-3dB$ entre $20.4Hz$ et $36.2Hz$.

Nous entrons à présent dans la section du traitement de l'information qui correspond à la détection synchrone décrite en 4.2.2. La résistance du bolomètre est multipliée par un courant de polarisation $I_0c(t)$ de forme carré à la fréquence f_{mod} et de niveau égal à $\pm I_0$. Ceci réalise l'opération de modulation. Le schéma de lecture peut être simplifié en considérant un courant de polarisation I_0 constant, la tension aux bornes du bolomètre étant modulée par un signal carré $c(t)$ ce qui nous ramène directement au cas de la détection synchrone développé précédemment. Le signal modulé $m_1(t)$ issu de cette opération est alors filtré principalement par les capacités parasites constituant le pont de mesure:

$$H_{pont}(s) = \frac{1}{1 + \tau_{pont}s} \quad (4.70)$$

où $\tau_{pont} = R_b C_{equ}$ est la contante de temps du pont de mesure, R_b étant la résistance du bolomètre et C_{equ} la capacité équivalente à ses bornes. Une valeur typique pour cette capacité est $60pF$, ce qui correspond à une fréquence de coupure d'environ $265Hz$ pour un bolomètre de résistance égale à $10M\Omega$. L'effet de ce filtrage peut être réduit notablement par l'ajout d'une composante carrée au signal de polarisation triangulaire comme démontré en 4.3.2. Le signal modulé filtré est la tension aux bornes du bolomètre $V_{bol}(t)$. Ce signal correspond à $m_2(t)$ dans le schéma de la détection synchrone. Celui-ci est alors amplifié par un préamplificateur de gain g que l'on supposera parfait, l'effet de filtrage de ce dernier étant négligeable par rapport au pont. La compensation est réalisée juste après, en retranchant un signal de la forme $g \times R_0 I_0 c(t)$ où R_0 est la valeur de la résistance à l'instant $t = 0$ pour un courant de polarisation I_0 . Le signal $m_{2bis}(t)$ ainsi obtenu est de forme carré, de faible amplitude égale à $g \times [R(t) - R_0] I_0$. Il est à nouveau amplifié par un amplificateur parfait. Le filtrage de ce dernier est inclus dans le système "filtres" qui regroupe également le filtre anti-repliement (ou "anti-aliasing") avant numérisation ainsi que les differents filtres nécessaires à l'optimisation du rapport signal sur bruit comme le filtre passe-haut décrit à la section concernant la détection synchrone. Dans une première approche, le système "filtres" peut être considéré comme un filtre passe bande du second ordre:

$$H_{filtres}(s) = \left(\frac{\tau_1 s}{(1 + \tau_1 s)(1 + \tau_2 s)} \right)^2 \quad (4.71)$$

où les fréquences de coupure basse et haute sont données respectivement par $f_{cb} = 1/(2\pi\tau_1)$ et $f_{ch} = 1/(2\pi\tau_2)$. A ce niveau du traitement de l'information, le signal obtenu $m_4(t)$ est digitalisé sur 16 bits à la fréquence de numérisation $f_{num} = \frac{1}{T_{num}} = NPP \times f_{ech}$ où NPP est le nombre de points par période. Le reste du traitement est donc réalisé numériquement. Le signal numérisé est redressé par multiplication avec la fonction $r(t)$ qui inclut un éventuel temps mort de durée t_m afin d'éliminer les transitoires. Cette étape, correspond à la détection et au système anti-transitoire de la détection synchrone. Le résultat

ainsi obtenu est moyenné sur une durée T_{ech} . Les données brutes $y(t)$ sont obtenues par échantillonnage à la fréquence f_{ech} synchrone avec la fréquence de modulation. La chaîne de traitement a été modélisée dans le domaine temporel par un ensemble de procédures IDL. Un exemple d'une telle simulation est représenté figure 4.29.

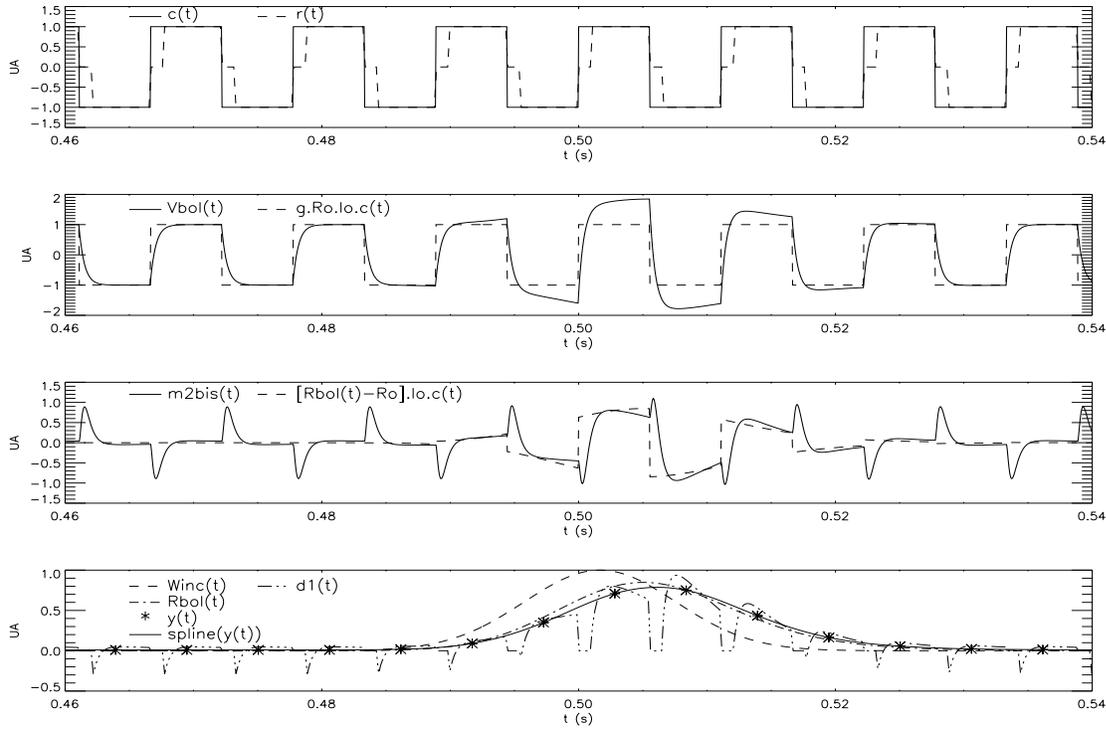


Figure 4.29: Résultat de la simulation temporelle décrite à la section 4.3.3 pour un signal optique égal à un dirac en $t \simeq 0.5s$, le délai entre le début d'une période de modulation et ce signal étant égal à 30% de la demi-période de modulation ($FWHM = 5'$, $\tau_{bol} = 4.4ms$, $f_{mod} = 90Hz$, $NPP = 64$, $déphasage = 30\%$, $R_0 = 7M\Omega$, $\tau_{pont} = R_0 C_{tot}$, avec $C_{tot} = 60pF$, $f_{cb} = 10Hz$, $f_{ch} = 1kHz$, $t_m = 6$ points).

Paramètres des simulations

Nous supposons les valeurs suivantes pour les différents paramètres des simulations:

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{étude} = 5f_{num} \\ v_{\theta} = 6^{\circ}/s \\ FWHM = 5' \\ \tau_{bol} = 4.4ms \\ R_b = 7M\Omega \\ f_{cb} = 10Hz \\ F_{ch} = 1kHz \\ NPP = 64 \end{array} \right. \quad (4.72)$$

Ces valeurs correspondent typiquement au cas des canaux Planck-HFI de fréquences supérieures à $217GHz$. Ces canaux sont les plus exigeants en terme de bande passante (en terme de fréquence temporelle). La fréquence d'étude $f_{étude}$ est la fréquence d'échantillonnage de base de la simulation. On rappelle que la fréquence de numérisation de l'électronique de lecture vérifie $f_{num} = NPP \times f_{mod}$. Les valeurs de la fréquence de modulation f_{mod} et du temps mort t_m sont des paramètres d'entrées. Le signal d'entrée peut être quelconque. Nous allons voir quelle est la valeur typique de la capacité équivalente C_{equ} aux bornes du bolomètre.

Effets de la compensation des transitoires sur le bruit de mesure

Afin d'évaluer une éventuelle contrainte sur le temps mort, nous avons cherché à tester expérimentalement sur une électronique MLPA l'effet de la correction des transitoires sur le bruit. On rappelle que cette dernière consiste en l'ajout d'un signal carré au niveau du triangle.

Lors d'une mise en froid Symbol, des séries temporelles ont été acquises à la suite avec le système MLPA sur une résistance de $10M\Omega$ à $100mK$ dont la polarisation est la suivante: $R = 9.67M\Omega$, $I = 0.25nA$, niveau du transitoire à 3320 (sur 4095). La compensation du transitoire a été réglée au mieux à sa valeur optimale. Chaque acquisition diffère de l'autre uniquement dans la valeur du temps mort. Les conditions d'acquisition ont ainsi été les plus proches possibles.

Lorsque le temps mort est important, la compensation des transitoires est masquée et l'effet qu'elle produit sur le bruit aussi. Inversement, lorsque le temps mort est faible, l'effet de la compensation des transitoires est pleinement visible. Nous allons donc observer les fluctuations des spectres de bruit obtenus lors de ces acquisitions.

Au niveau des raies... Les différents spectres sont représentés figure 4.30 et figure 4.31 en 3D. On constate dans un premier temps que certaines raies gardent un niveau constant, d'autres augmentent avec le temps mort ce qui provient des variations du filtrage post-détection. La figure 4.31 montre que la forme des raies ne semble pas être modifiée par le temps mort. Il apparaît donc qu'aucun effet notable du temps mort n'est visible sur les raies dans les spectres obtenus. La correction des transitoires n'augmente ainsi pas de manière visible la sensibilité aux vibrations ou aux perturbations électromagnétiques.

...et du niveau continu Afin d'observer l'effet de la compensation du transitoire sur le continuum des spectres de bruit, un ajustement de chaque spectre a été obtenu avec une fonction de la forme:

$$N(f) = N_0 \left[1 + \left(\frac{f_{knee}}{f} \right)^\alpha \right] \tag{4.73}$$

Cette fonction représente la densité spectrale d'amplitude d'un bruit comportant une composante blanche de niveau N_0 et une remontée en $1/f^\alpha$ aux fréquences $f \lesssim f_{knee}$. En toute rigueur, il serait nécessaire d'ajouter une racine carrée car le spectre s'ajuste de cette

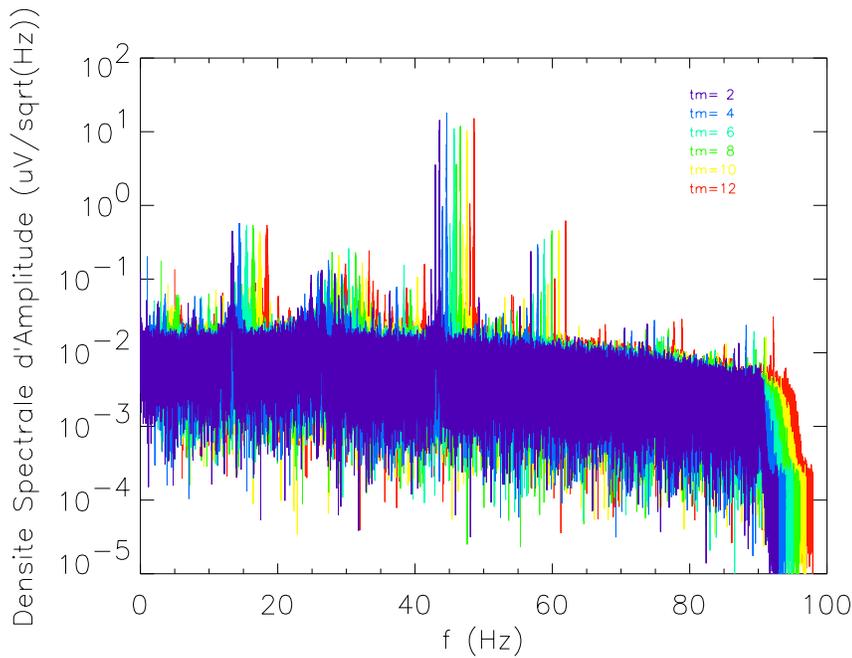


Figure 4.30: Spectres obtenus sur *Symbol* avec différents temps morts sur une résistance de $10\text{M}\Omega$ à 100mK dont le transitoire est compensé au mieux (mesure effectuée avec une électronique du type *MLPA*). Les spectres sont décalés chacun de 1Hz pour une meilleure lisibilité.

manière en puissance. Toutefois cela reste globalement correct dans la limite où $f > f_{knee}$. Ces ajustements sont caractérisés par des valeurs de χ^2 réduit de l'ordre de 1.1 ce qui démontre leur validité. Les valeurs des paramètres obtenus de cette manière ainsi que les barres d'erreurs sont représentées figure 4.32 en fonction du temps mort. On constate tout d'abord une augmentation du niveau N_0 avec le temps mort. Un tel résultat peut provenir du repliement des spectres lors de l'échantillonnage à $2f_{mod}$, effet que l'on a déjà évalué dans la section 4.2.2 concernant la détection synchrone. Le bruit est limité à une bande de largeur égale à $2/(T_{mod} - 2t_m)$. Cette bande est plus large que la demi-fréquence d'échantillonnage $2/T_{mod}$. Il apparaît alors un niveau de bruit après échantillonnage qui varie en $\sqrt{T_{mod}/(T_{mod} - t_m)}$, formule totalement compatible avec la mesure. Par ailleurs, les fluctuations des autres paramètres semblent compatibles, aux barres d'erreurs près, avec un effet très faible voir nul du temps mort. Il apparaît donc que le niveau continu du spectre de bruit ne dépend du temps mort que pour sa composante blanche et non pour sa partie en $1/f$. Cet effet est de plus totalement indépendant de la correction des transitoires, ce qui démontre l'effet négligeable de celle-ci sur le niveau de bruit et la remontée aux basses-fréquences.

Conclusion Il apparait clairement que la correction des transitoires n'induit pas de bruit significatif aussi bien au niveau des raies visibles que sur le continuum. Dans ces conditions, un temps mort nul est tout à fait possible du point de vue du bruit et même préférable bien que la dépendance ne soit pas rapide. En pratique, malgré la compensation des transitoires, on observe un transitoire résiduel dans le signal comme le montre la figure 4.33. Ce transitoire résiduel provient des capacités et inductances parasites qui ne sont pas pris en compte dans notre modèle. Sa durée typique, de l'ordre de $1ms$, indique qu'il est équivalent à une capacité parasite résiduelle d'environ $C_{equ} = 30pF$ aux bornes du bolomètre. Cette valeur sera donc utilisée pour nos simulations.

Optimisation de la fréquence de modulation et du temps mort

La modulation et l'échantillonnage produisent un effet parasite: la réponse impulsionnelle de la chaîne de détection dépend du délai entre le dirac d'entrée et l'échantillonnage. Ceci est dû au fait que la gaussienne obtenue à la sortie de l'optique possède un spectre infini. Il y a alors superposition (ou "aliasing") des spectres lors de l'opération de modulation ce qui produit en sortie ces oscillations dépendantes de la phase du Dirac. Grâce aux simulations réalisées, il est possible d'observer l'effet de ce délai sur la réponse du système. Etant donné que la réponse de l'optique et du bolomètre sont indépendants de la fréquence de modulation, les résultats seront présentés par rapport à cette réponse.

Paramètres utiles de la réponse impulsionnelle On observe trois effets sur la réponse impulsionnelle dus à la chaîne de détection:

- L'amplitude de la réponse est plus faible que l'amplitude de la gaussienne issue de l'optique et du bolomètre.
- Il apparait un délai entre le maximum du signal d'entrée et celui de la réponse du système.
- La réponse du système possède une forme qui s'éloigne d'une gaussienne.

Les deux premiers effets sont faciles à quantifier. Le troisième effet concerne la déformation d'une gaussienne qui serait la réponse d'un système parfait. On s'intéresse ainsi aux moments d'ordre 1 à 3 d'une distribution statistique dont la fonction de distribution serait donnée par la réponse impulsionnelle du système. Le moment d'ordre 1 est la variance σ^2 . Pour les moments d'ordres 2 et 3, on se réfère généralement aux paramètres suivants:

$$\begin{cases} \gamma_1 = \frac{\mu_3}{\sigma^3} \\ \gamma_2 = \frac{\mu_4}{\sigma^4} \end{cases} \quad (4.74)$$

où $\mu_k = E[(X - m)^k]$ est le moment d'ordre k , X étant la variable aléatoire ayant pour fonction de distribution la réponse normalisée du système, $m = E(X)$ l'espérance mathématique de X . Le paramètre γ_1 (resp. γ_2) est plus communément appelé "skewness"

(resp. "kurtosis") ou encore coefficient d'asymétrie (resp. d'aplatissement) [Saporta]. Plus que l'aplatissement, le kurtosis mesure l'importance des "queues" de distribution. Pour une distribution gaussienne, on a $\gamma_1 = 0$ et $\gamma_2 = 3$ (cf. figure 4.34). Ainsi, au niveau de la réponse impulsionnelle du système {optique, bolomètre}, on obtient $\gamma_1 \simeq 0.43$ et $\gamma_2 \simeq 3.77$ pour $FWHM = 5'$, $v_\theta = 6^\circ/s$ et $\tau_{bol} = 4.4ms$. Cette réponse est donc légèrement déportée vers l'avant (vers t croissant), tout en ayant un peu moins d'étalement.

En fonction du déphasage du Dirac d'entrée, on s'attend à ce que ces paramètres oscillent autour d'une valeur moyenne avec une certaine amplitude. Nous allons donc nous intéresser suivant les cas à cette valeur moyenne et/ou à l'amplitude pic-pic de l'oscillation. La valeur moyenne du paramètre considéré sera donnée par rapport à la réponse du système { optique, bolomètre }, alors que l'amplitude sera relative à la valeur moyenne.

Optimisation du temps mort Dans un premier temps, nous avons cherché à évaluer la valeur du temps mort qui est optimale pour la réponse impulsionnelle. La fréquence de modulation est fixée et on constate les variations de la réponse de la chaîne de détection en fonction du déphasage du Dirac d'entrée, ceci pour différents temps morts.

On constate que la déformation de la réponse à une source ponctuelle ne dépend que très peu de la valeur du temps mort. Les figures 4.35 et 4.36 illustrent ceci sur l'écart-type et le skewness de la réponse impulsionnelle. Les variations du décalage temporel et du kurtosis présentent les mêmes caractéristiques.

La figure 4.38 représente les fluctuations de la valeur moyenne et de l'amplitude du maximum de la réponse impulsionnelle. Ceci donne ainsi l'effet du temps mort sur le gain du système. On constate dans un premier temps un effet quasi-nul du temps mort sur l'oscillation du gain. En revanche, au niveau du gain moyen, on observe un optimum qui provient de la compétition entre les transitoires de la partie passe-haut et ceux de la partie passe-bas du filtre pré-détection: pour de faibles temps morts, l'amplitude de la réponse augmente avec t_m jusqu'à ce que le transitoire du passe-bas soit totalement caché. L'augmentation du temps-mort conduit alors à n'observer que le transitoire du passe-bas, qui décroît avec le temps d'où diminution du gain. Le gain maximum est obtenu lorsque la condition suivante est remplie:

$$t_m \simeq 4\tau_{pont} \quad (4.75)$$

où $\tau_{pont} = R_b C_{equ}$. Ce maximum de gain correspond également à l'optimum en terme de rapport signal sur bruit puisque le bruit dépend que peu du temps mort. On obtient un résultat équivalent pour $C_{equ} = 20pF$ et $C_{equ} = 40pF$. Comme l'effet du temps mort est négligeable sur les autres paramètres de la réponse impulsionnelle, nous supposons la condition $t_m \simeq 4\tau_{equ}$ remplie par la suite.

Optimisation de la fréquence de modulation Nous cherchons à évaluer l'effet de la fréquence de modulation sur la réponse à une source ponctuelle. On s'attend à ce que la réponse impulsionnelle soit d'autant meilleure que la fréquence de modulation est grande. Les résultats obtenus au niveau du maximum de la réponse impulsionnelle sont représentés

figures 4.38 et 4.39 pour trois valeurs de capacité équivalente C_{equ} . On constate que la perte de gain et l'oscillation du gain dues au système d'acquisition sont très peu dépendantes de la capacité équivalente C_{equ} aux bornes du bolomètre ce qui démontre l'efficacité du temps mort. Ainsi, pour $f_{mod} = 90Hz$, on obtient une perte de gain moyenne d'environ 7% et une oscillation de gain d'amplitude pic-pic égale à environ 0.65% de la valeur moyenne. Cette valeur est acceptable et confirme la valeur de [Lamarre 1999]. La figure 4.40 représente l'effet de la fréquence de modulation sur la largeur à mi-hauteur, le décalage temporel et les paramètres de forme de la réponse impulsionnelle. De manière similaire à précédemment, la valeur de la capacité C_{equ} n'influence pas ces paramètres. Il apparaît de plus que l'oscillation de ces différents paramètres devient négligeable dès que $f_{mod} \gtrsim 80Hz$. L'effet visible sur l'amplitude de l'oscillation de la largeur à mi-hauteur provient uniquement de la résolution temporelle qui n'est pas suffisante pour déterminer proprement cette mesure. Un effet intéressant est la diminution de la valeur moyenne du skewness et du kurtosis dès 70Hz.

4.3.4 Réalisation d'un amplificateur différentiel bas bruits

Trois versions ont été réalisées dans le cadre d'une électronique de lecture de bolomètres à polarisation capacitive.

Première version

La première version d'amplificateur différentiel que j'ai réalisée en collaboration avec le CRTBT est représentée figure 4.41. Il est basé sur un schéma du type cascode similaire à l'amplificateur des boîtiers MLPA, le JFET étant à basse température. De plus, le déchargement des capacités est obtenu par deux MOSFETs.

Réalisation Cet amplificateur a été réalisé sur deux circuits imprimés (figure 4.42) qui s'intègre dans le système BEBO (Box for Each Bolometer Output, [Gaertner 1997]) développé à la base sur un système non-différentiel. Ceci a permis de tester rapidement cet amplificateur sans se soucier du système d'acquisition.

Performances Les premiers tests réalisés à chaud et à 100mK sur Symbol fin septembre 1997, avant mon départ pour le service militaire, ont montré le bon fonctionnement du système. Un Taux de Réjection du Mode Commun (TRMC) d'environ 114dB a été obtenu à une fréquence de modulation de 81Hz, les JFETs froids étant à température ambiantes. Des mesures complémentaires réalisées par la suite au CESR et à Caltech ont permises de vérifier la compatibilité de ce système avec les spécification Planck-HFI comme le montre les spectres de la figure 4.43.

Avantages, inconvénients Bien que présentant un TRMC important, ce système a le désavantage d'avoir un gain qui dépend de la résistance des câbles électriques. De plus, il n'est pas possible de filtrer les signaux à l'entrée du cryostat à cause de la constitution même

de l'amplificateur. Par ailleurs, les MOSFETs peuvent introduire des charges qui dégradent les performances en terme de bruit.

Seconde version: Archeops

Cette version a été développée par le CRTBT en 1998 pour le projet Archeops. Comme le montre la figure 4.44, l'architecture de l'amplificateur est similaire au précédent. Deux suiveurs ont été ajoutés et permettent de s'affranchir de la résistance du câblage. Cette version a volé en juillet 1999 sur Archeops lors du vol de qualification à Trapani (Italie) et volera sur le vol scientifique prévu en décembre 2000-janvier 2001.

troisième version: HFI

Cette version d'amplificateur différentiel, développé pour HFI par le CESR en collaboration avec l'IAS, le CRTBT et Caltech, bénéficie d'une architecture plus simple et plus robuste (figure 4.45). L'étage froid est un suiveur différentiel, ce qui permet de filtrer les signaux au niveau de la partie basse impédance. Le premier étage d'amplification est basé sur un amplificateur d'instrumentation du type AD624 qui permet d'avoir un gain 200 et un niveau de bruit de tension ramené à l'entrée d'environ $4nV.Hz^{-0.5}$. Il bénéficie en outre d'un TRMC de plus de 120dB ce qui excellent. La dernière partie de la chaîne d'amplification est classique. Afin de s'affranchir des problèmes de manipulation et de bruits causés par les MOSFETs, le niveau continu aux bornes du bolomètre est imposé par deux résistances de fortes valeurs (typiquement $10G\Omega$). Ces dernières dégradent la réponse du système de 1% environ ce qui reste acceptable. Leur contribution en terme de bruit est négligeable. Le courant de source dans les JFETs froids est environ $I_s = 0.1mA$ par JFET.

Tests à chaud Ceux-ci ont été réalisés par le CESR et sont compatibles avec les spécifications: $e_n \simeq 4.5nV.Hz^{-0.5}$ entre 0.01Hz et 100Hz;

Tests à froid Au moment où ces lignes sont écrites, les tests qui ont été réalisés sur Symbol ne concernent que la version R&T de l'électronique de lecture de Planck-HFI. Celle-ci possède quelques différences mineures avec la version de vol, en particulier la valeur des résistances de source des JFETs froid qui vaut $10k\Omega$ au lieu des $40k\Omega$ prévu. Sur une résistance de $10M\Omega$, le niveau du bruit blanc obtenu est proche du bruit Johnson, et confirme les tests à chaud. Cependant, une remontée de bruit apparaît aux basses fréquences dès 0.1Hz. Celle-ci a été attribuée à des fluctuations de gain de l'étage froid. La version de vol devrait être plus immune à ces fluctuations. Celle-ci sera testée sur Symbol d'ici peu.

Conclusion

Le système de lecture des bolomètres retenu pour Planck-HFI est un système à polarisation capacitive où le bolomètre est parcouru par un courant carré ce qui induit une

puissance électrique constante. La détection synchrone est à large bande et permet d'obtenir l'ensemble de l'information comprise entre 1mHz et quasiment la fréquence de modulation, soit environ 100Hz. La première version de ce système réalisée par le CRTBT, le CESR et l'IAS a été installée et caractérisée sur Symbol. Dans le cadre de Planck-HFI, j'ai conçu, réalisé et testé une version symétrique de cette électronique, permettant d'avoir une réjection plus efficace des perturbations de mode commun. Ceci m'a conduit à analyser, modéliser et optimiser l'ensemble du traitement de l'information au sein de l'électronique de lecture des bolomètres pour Planck-HFI. Une version simplifiée et spatialisable de cette électronique constitue le système nominal pour Planck-HFI.

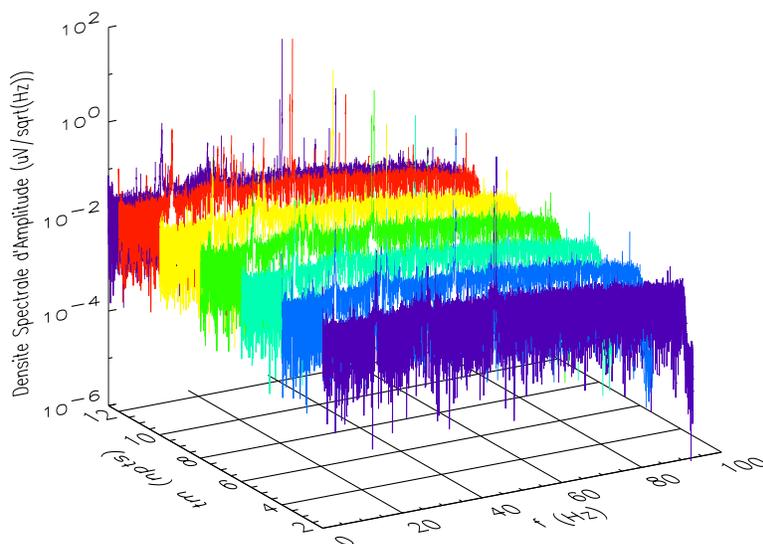


Figure 4.31: *Vision 3D des spectres obtenus avec différents temps morts sur une résistance de $10M\Omega$ à $100mK$ sur Symbol (mesure effectuée avec une électronique de type MLPA).*

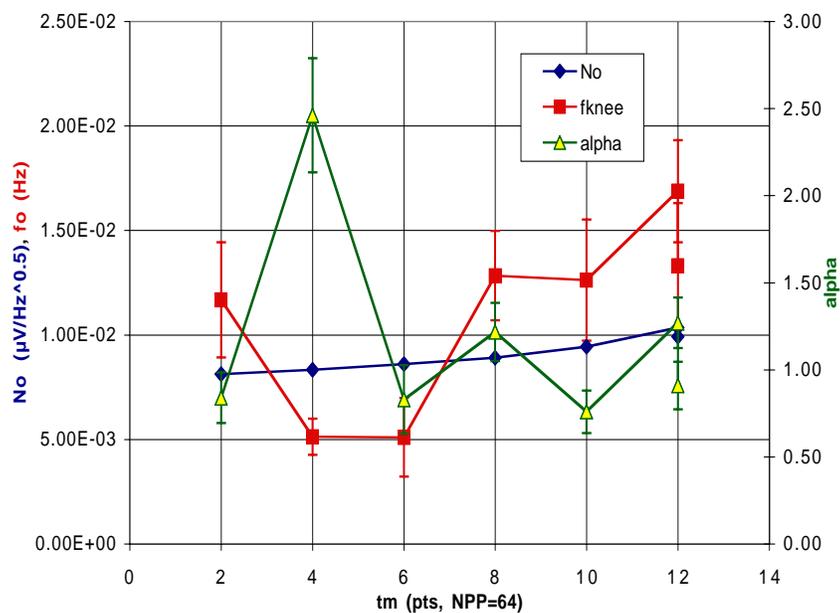


Figure 4.32: *Mesure de l'effet du temps mort t_m sur les paramètres de l'ajustement du continuum de chaque spectre de bruit obtenu sur une résistance de $10M\Omega$ à $100mK$ sur Symbol (voir texte, mesure effectuée avec une électronique de type MLPA).*

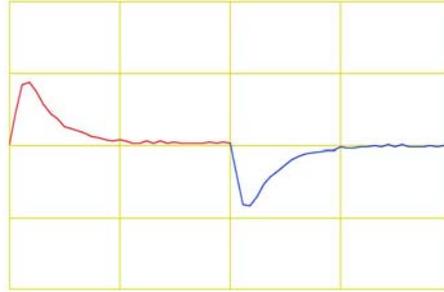


Figure 4.33: Période de modulation mesurée sur *Symbol* avec le système de lecture *MLPA* sur le bolomètre *spiderweb CSK18* à 100mK . La compensation du transitoire a été optimisée au mieux. La fréquence de modulation est égale à 93Hz ce qui indique une durée typique du transitoire résiduel d'environ 1ms . Les paramètres de polarisation sont les suivants: $R = 13.6\text{M}\Omega$, $I = 0.2\text{nA}$.

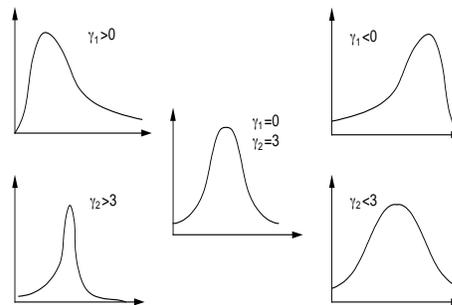


Figure 4.34: Schématisation des fonctions de distributions pour différents domaines de skewness γ_1 et de kurtosis γ_2 (d'après [Saporta]).

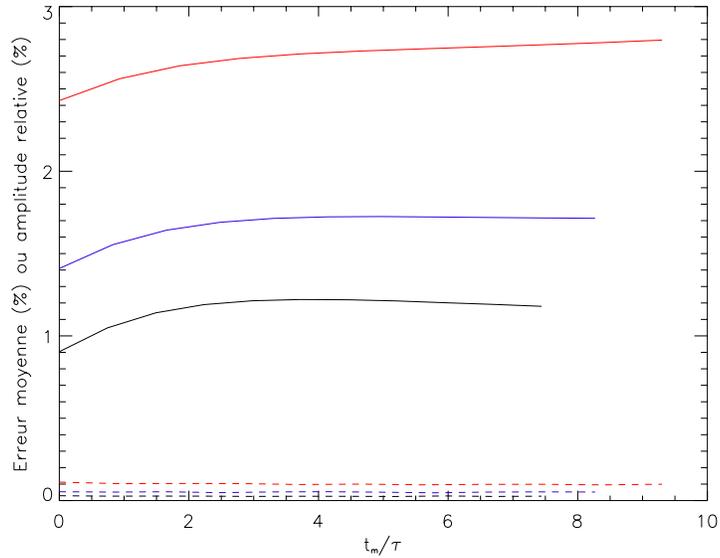


Figure 4.35: *Effet du temps mort sur l'écart-type moyen (trait plein) et sur l'amplitude de l'oscillation de l'écart-type (en tiret) de la réponse impulsionnelle pour $f_{mod} = 100\text{Hz}$ en noir, $f_{mod} = 90\text{Hz}$ en bleu et $f_{mod} = 80\text{Hz}$ en rouge.*

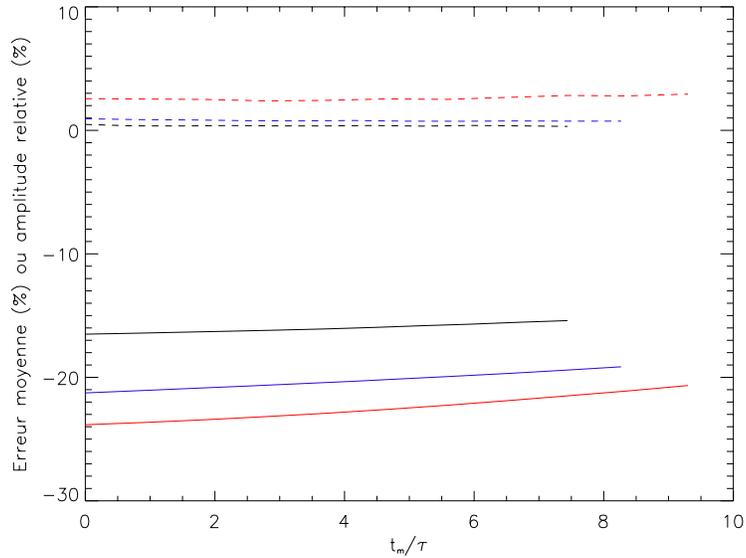


Figure 4.36: *Effet du temps mort sur le skewness moyen (trait plein) et sur l'amplitude de l'oscillation du skewness (en tiret) de la réponse impulsionnelle pour $f_{mod} = 100\text{Hz}$ en noir, $f_{mod} = 90\text{Hz}$ en bleu et $f_{mod} = 80\text{Hz}$ en rouge.*

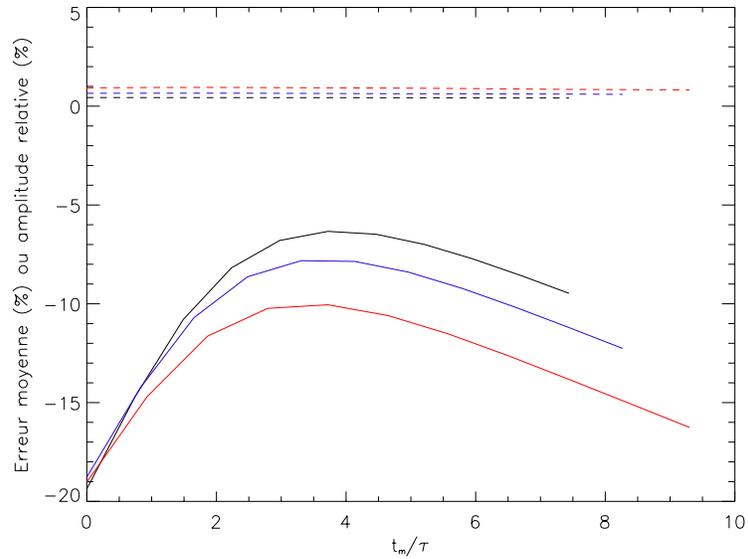


Figure 4.37: Effet du temps mort sur le maximum moyen (trait plein) et sur l'amplitude de l'oscillation du maximum (en tiret) de la réponse impulsionnelle pour $f_{mod} = 100\text{Hz}$ en noir, $f_{mod} = 90\text{Hz}$ en bleu et $f_{mod} = 80\text{Hz}$ en rouge.

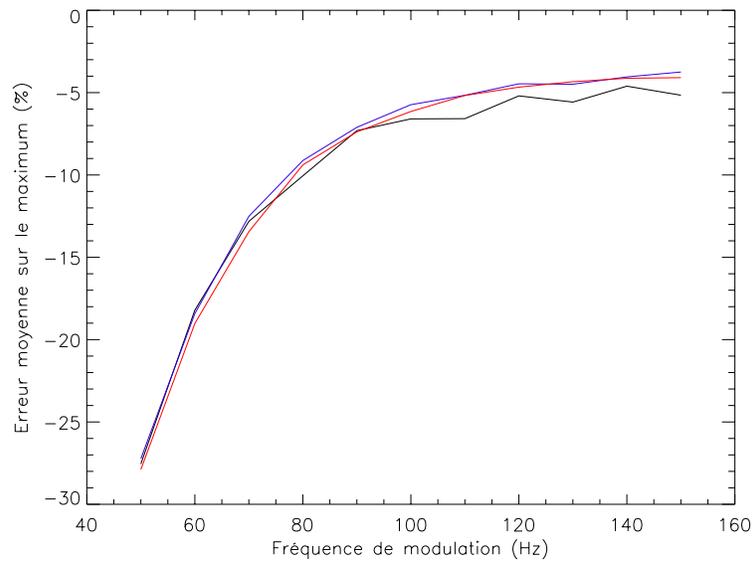


Figure 4.38: Effet de la fréquence de modulation sur le maximum moyen de la réponse impulsionnelle. On a supposé un transitoire résiduel correspondant à une capacité équivalente C_{equ} aux bornes du bolomètre égale à $C_{equ} = 20\text{pF}$ en noir, $C_{equ} = 30\text{pF}$ en bleu et $C_{equ} = 40\text{pF}$ en rouge.

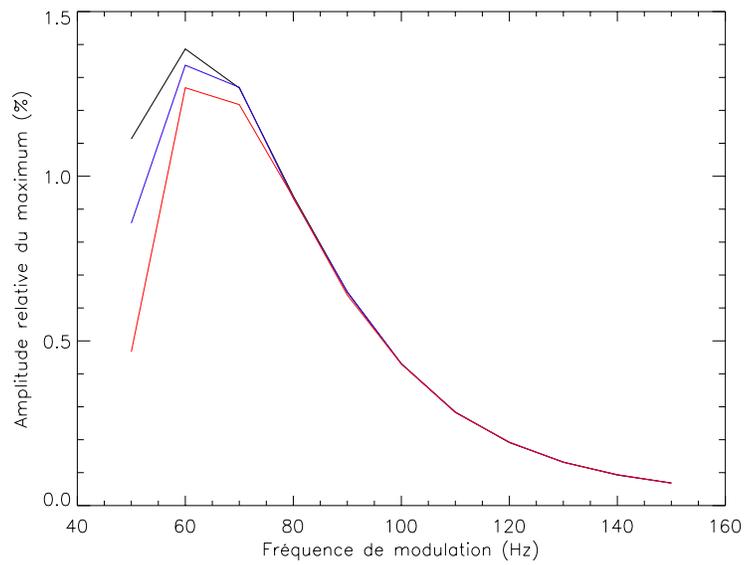


Figure 4.39: Effet de la fréquence de modulation sur l'amplitude de l'oscillation du maximum de la réponse impulsionnelle. On a supposé un transitoire résiduel correspondant à une capacité équivalente C_{equ} aux bornes du bolomètre égale à $C_{equ} = 20\text{pF}$ en noir, $C_{equ} = 30\text{pF}$ en bleu et $C_{equ} = 40\text{pF}$ en rouge.

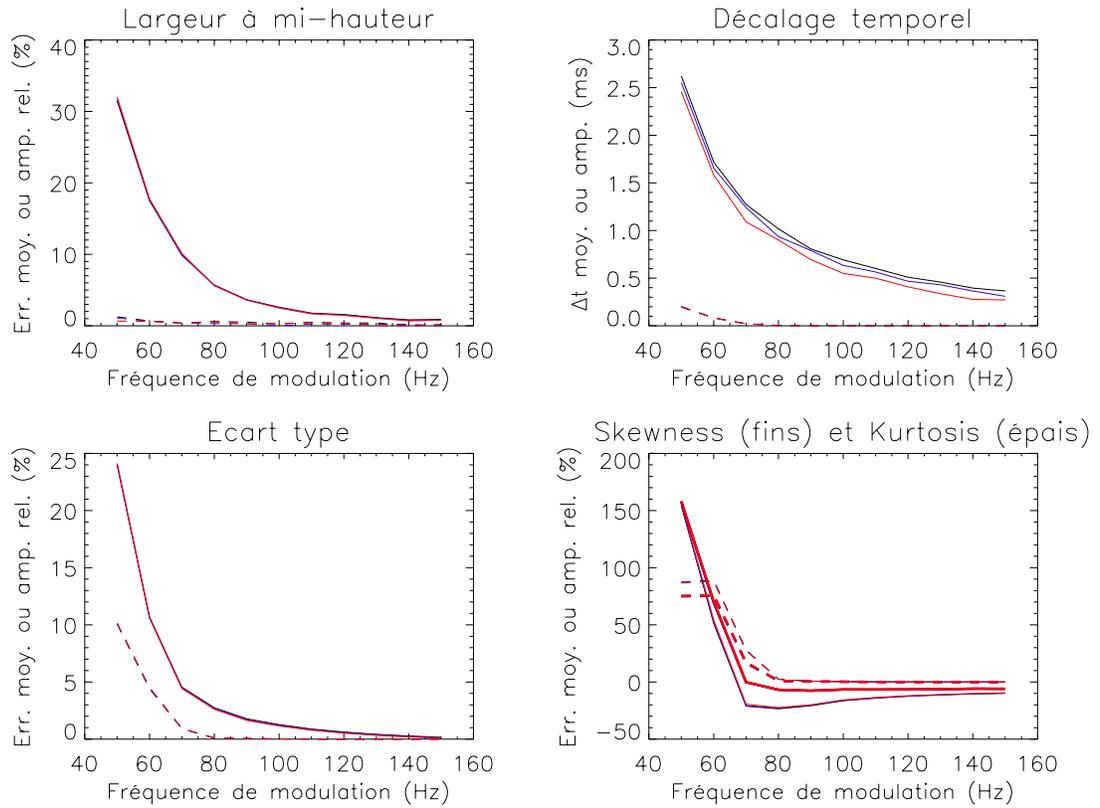


Figure 4.40: Effet de la fréquence de modulation sur la valeur moyenne (traits pleins) et sur l'oscillation relative (traits en tirets) de différents paramètres de la réponse impulsionnelle du système d'acquisition simulé. La valeur moyenne et l'amplitude du décalage temporel sont données en ms contrairement aux autres paramètres qui sont en %. On a supposé un transitoire résiduel correspondant à une capacité équivalente C_{equ} aux bornes du bolomètre égale à $C_{equ} = 20\text{pF}$ en noir, $C_{equ} = 30\text{pF}$ en bleu et $C_{equ} = 40\text{pF}$ en rouge.

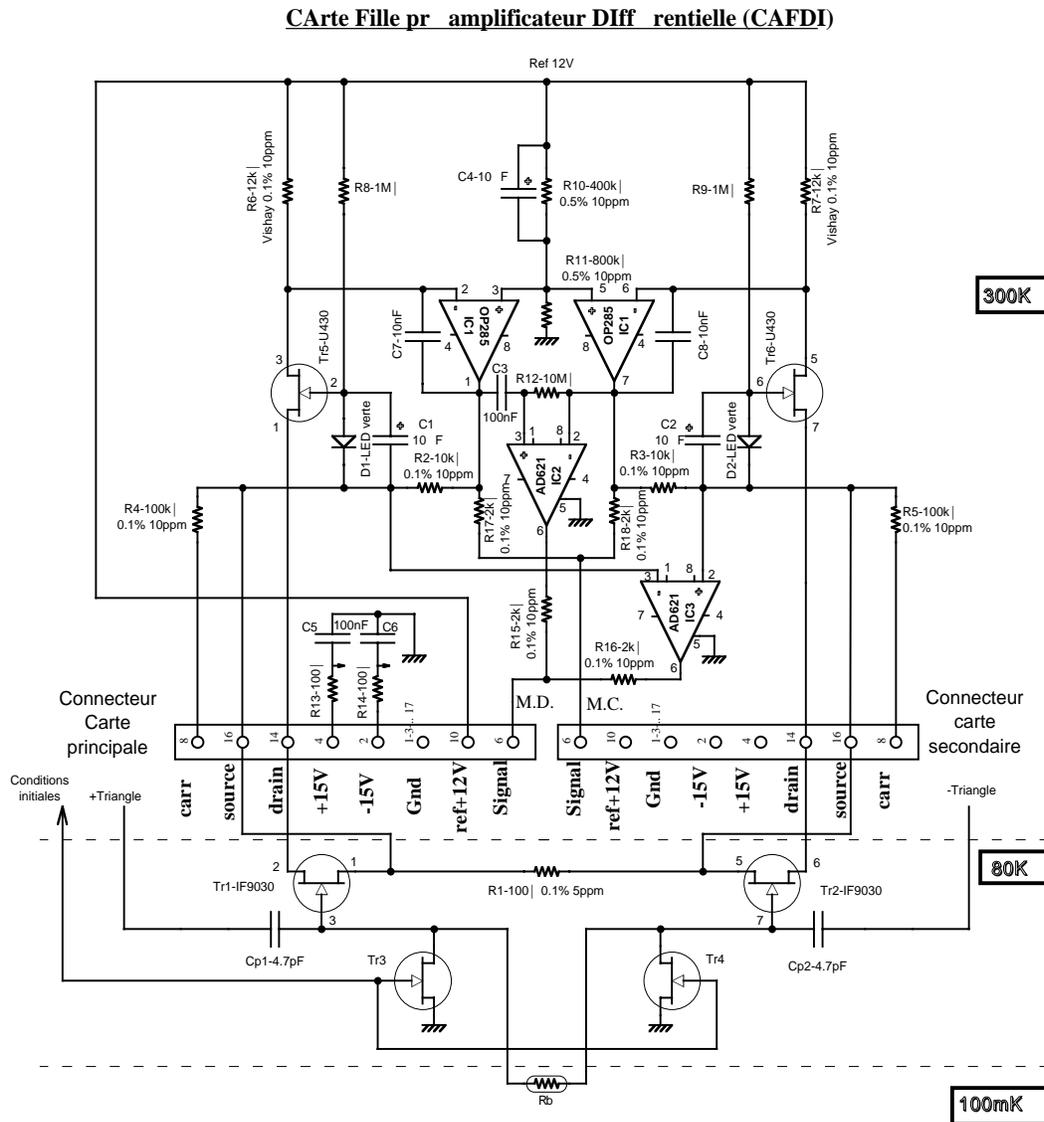


Figure 4.41: Schéma électronique de la première carte préamplificateur différentielle s'insérant dans le système de lecture BEBO.

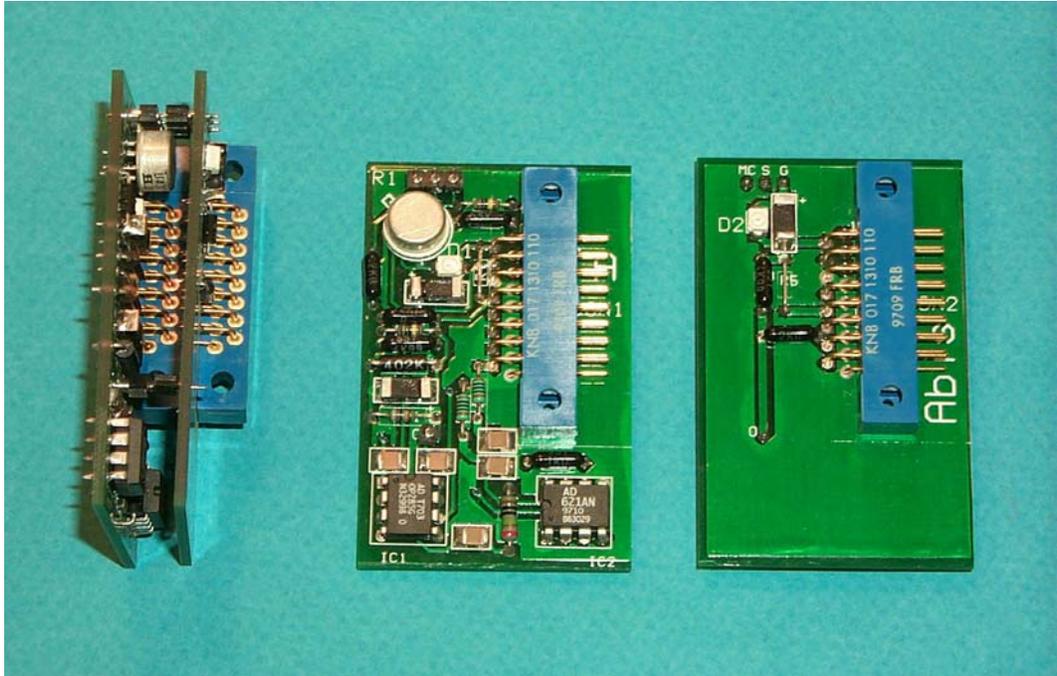


Figure 4.42: Photographie de la première version de préamplificateur différentielle. Il est en fait constitué de deux cartes qui se connectent entre elles avant de venir s'enficher dans le système de lecture BEBO.

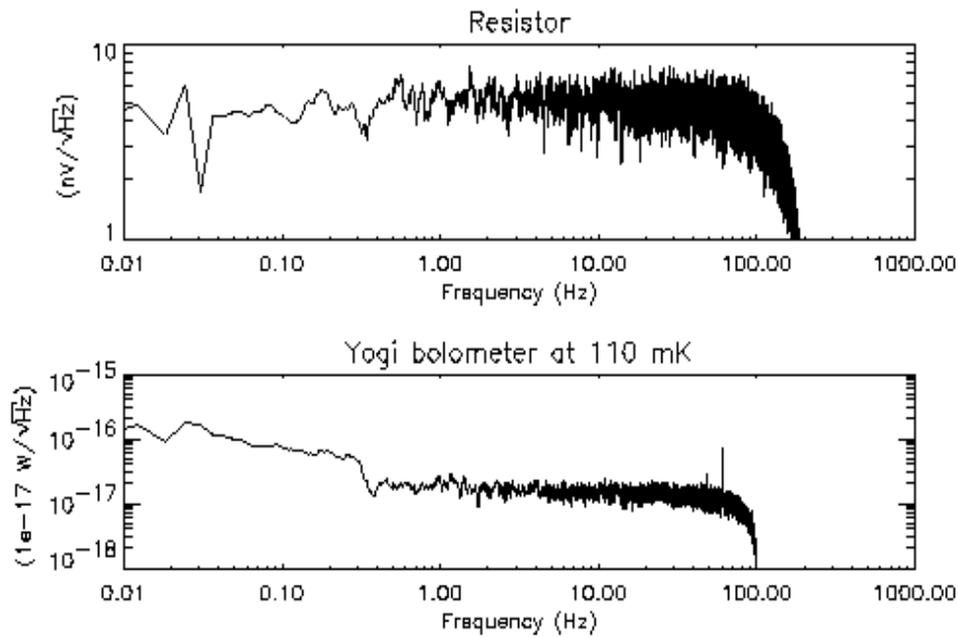


Figure 4.43: Spectres de bruit mesurés, de haut en bas, sur une résistance de $3k\Omega$ à température ambiante (bruit Johnson d'environ $7nV.Hz^{-0.5}$, équivalent à celui d'une résistance de $10M\Omega$ à $100mK$) et sur un bolomètre prototype Planck-HFI à $110mK$ dans le cryostat Yogi de Caltech équipé d'un système à dilution en cycle ouvert (d'après [HFI Proposal], il est probable que cette figure soit optimiste d'un facteur $\sqrt{2}$).

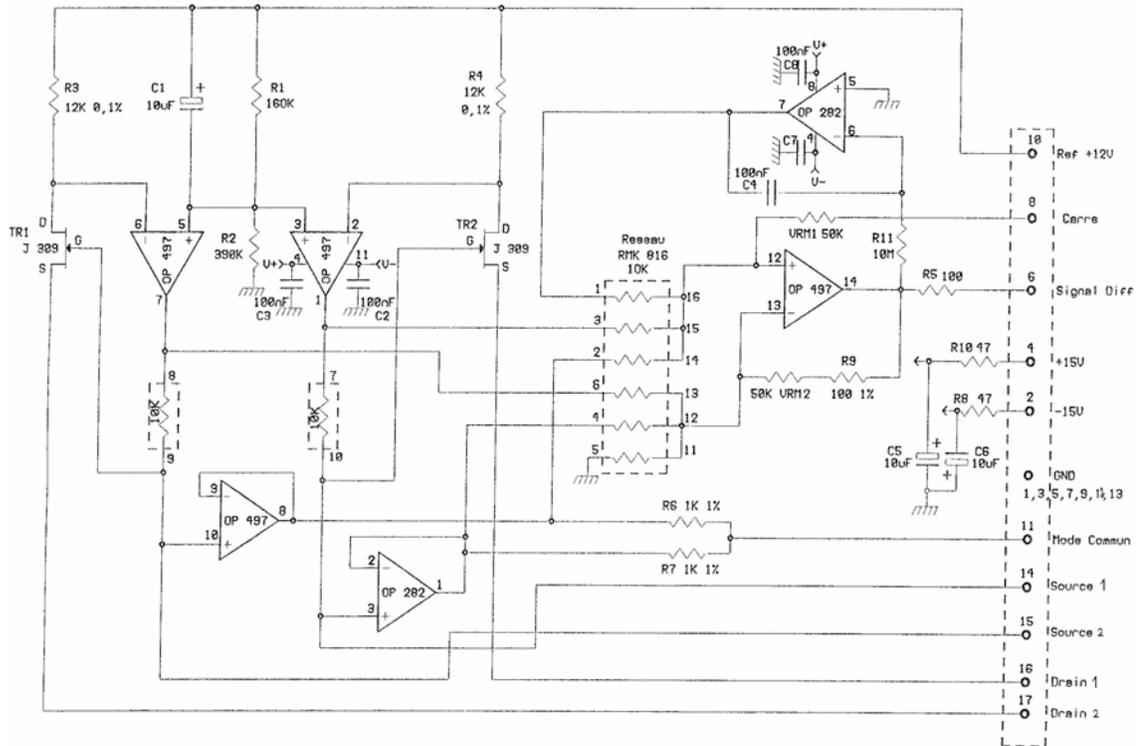
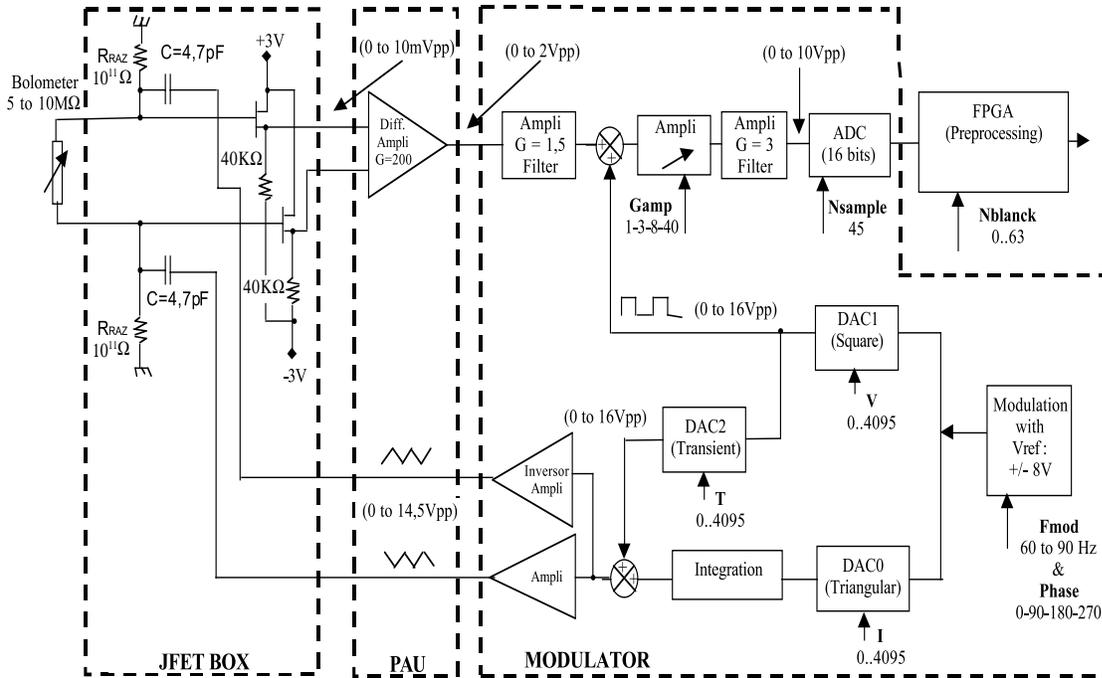


Figure 4.44: Schéma électronique de la seconde version de préamplificateur différentielle s'insérant dans le système de lecture BEBO développé pour Archeops (d'après Alain Benoit).



Notice : $C = 27$ pF for thermometer devices

Figure 4.45: Schéma du principe de l'électronique de lecture de Planck-HFI [Pons et al. 2000].

Chapitre 5

Le problème de lumière parasite interne

La lumière parasite provient de l'imperfection de la sélection de l'origine du rayonnement incident sur les détecteurs. Idéalement, tout signal optique détecté par les instruments focaux de Planck devrait provenir d'une région localisée du ciel où le télescope pointe. En réalité, ce n'est pas le cas et une fraction du rayonnement incident provient d'origines diverses. La lumière parasite peut être séparée en deux catégories: la lumière parasite externe provient du ciel à travers le lobe parasite de l'instrument (télescope compris), alors que la lumière parasite interne est due au rayonnement du satellite lui-même et de la partie interne de l'instrument focal. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement au cas de la lumière parasite interne. On se reportera à [Delabrouille 1998] pour plus de détails concernant la composante externe.

5.1 La lumière parasite interne

La lumière parasite interne provient des fluctuations de température du satellite et de la partie interne de l'instrument focal. Une partie de la composante interne de la lumière parasite est corrélée à un certain degré avec l'observation. Une autre est corrélée aux phases de fonctionnement du satellite.

5.1.1 Émission thermique du satellite

Le satellite peut être divisé en deux parties:

- Le module de charge utile ou "Payload Module" (PPLM) regroupe le télescope, le baffle, les étages en V ou "V-grooves" qui permettent le refroidissement passif des miroirs à environ 50K ainsi que les deux instruments focaux (ou FPU pour "Focal Plane Unit").
- Le module de service ou "Service Module" (SVM) contient les équipements nécessaires au fonctionnement du satellite et des instruments focaux, comme par exemple les réservoirs d'hélium. Ce module supporte également l'antenne principale de télémétrie et le panneau solaire directement orienté vers le Soleil. Ce dernier atteint ainsi une température d'environ 380K.

A l'exception du télescope, ces deux modules émettent du rayonnement thermique vers les détecteurs à travers les lobes lointains et leurs fluctuations de température peuvent ainsi être détectées comme un signal. Les modélisations réalisées par Alcatel et Dornier ont permis d'estimer les fluctuations de température de quelques parties du satellite. Ces résultats sont résumés dans la table 5.1. Les fluctuations de température du satellite de période égale à 60s proviennent du Soleil. Bien que la charge utile du satellite soit protégée par le panneau solaire, le Soleil peut être une source de lumière parasite corrélée à l'observation. Suivant la stratégie d'observation, si l'axe de rotation du satellite est incliné par rapport à la direction du Soleil, la charge utile voit une modulation du flux solaire provenant de l'ombre du panneau solaire. Par ailleurs, si l'axe de rotation n'est pas

Table 5.1: *Fluctuations de température de différentes parties du satellite Planck [Tauber 2000].*

| Source | Temp. moyenne | Max pic-pic Fluctuations Temp. | | |
|-----------------|----------------|--------------------------------|------------------|--------|
| | | 60 s | 667 s | 6 mois |
| Cooler radiator | | | ± 0.2 K | |
| SVM | $\simeq 164$ K | $\ll 1$ μ K | ± 25 μ K | 1.3 K |
| Top V-groove | $\simeq 56$ K | $\ll 1$ μ K | ± 2.1 mK | 0.2K |
| Baffle | $\simeq 53$ K | | ± 2.1 mK | 0.2K |
| Télescope | $\simeq 49$ K | | ± 2.1 mK | 0.13K |

perpendiculaire au panneau, le flux intercepté par celui-ci est modulé à la fréquence de rotation.

La période de 667s est produite par les chauffages périodiques des pompes à sorption du réfrigérateur 20K. La valeur réelle de cette période doit être ajustée. La table 5.1 montre que cet effet est important, spécialement sur le télescope.

Enfin, la dernière colonne de cette table fournit la différence de température en régime continu provenant des variations saisonnières du flux solaire.

5.1.2 Fluctuations internes de l'instrument HFI

Les fluctuations de la puissance émise par les différents composants optiques qui constituent la chaîne de détection de Planck-HFI produisent un signal de lumière parasite. Le système optique de HFI est représenté figure 5.1. L'optique de Planck-HFI peut être divisée

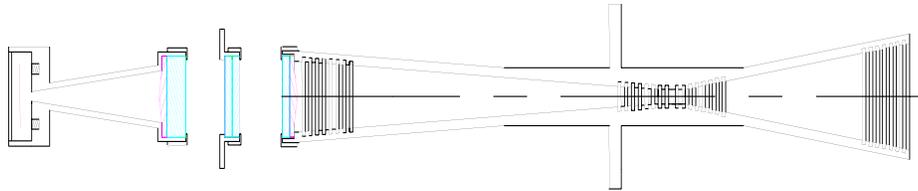


Figure 5.1: *Schéma de l'optique HFI. Le bolomètre se trouve sur la gauche de la chaîne.*

en trois parties, suivant les températures de ces composants (de droite à gauche sur la figure 5.1):

- Les cornets dos-à-dos ("back-to-back horn") à 4K: ces cornets sont connectés par un guide d'onde qui contrôle le nombre de modes se propageant jusqu'au bolomètre. Un filtre permet de couper les hautes fréquences optiques qui dominent l'émission thermique du satellite.

- Les filtres à 1.6K qui réalisent également un filtrage passe-bas en fréquence.
- Le cornet et les filtres à 0.1K permettent de coupler le bolomètre avec les cornets dos-à-dos. Les filtres réalisent à ce niveau un passe-bande pour éliminer de manière optimale toute la puissance émise par les étages de températures supérieures.

Cette succession de filtres permet d'atteindre un taux de réjection qui dépasse 10^{10} aux hautes fréquences.

Les fluctuations de température de ces composants produisent un signal détectable. Un tel signal peut être corrélé avec la stratégie d'observation car les filtres peuvent être chauffés de manière significative par le rayonnement incident. Cela peut également être corrélé avec le réfrigérateur à adsorption/désorption puisque ce dernier est connecté thermiquement avec l'étage 4K. La majeure partie des fluctuations de température de ces éléments provient des fluctuations de puissance de refroidissement et est ainsi purement aléatoire. Par exemple, la version spatialisable de la dilution produit des fluctuations de puissance causées par une séquence aléatoire de phases concentrées et diluées en ^3He dans le capillaire où la dilution est réalisée, comme le montre la figure 5.2 [Camus 1998].

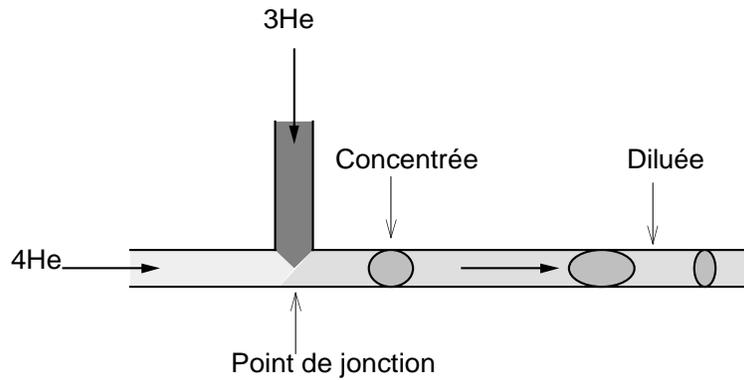


Figure 5.2: Schéma de principe de la dilution, version spatialisable. Après la jonction apparaît une succession aléatoire de phases concentrées et diluées en ^3He , processus qui est la principale source de fluctuations de température de la dilution.

5.1.3 Couplage radiatif

La plus grande partie de la lumière parasite interne provient d'un couplage radiatif entre la source considérée et le détecteur. La puissance rayonnée par une source S à la température T qui atteint le détecteur du canal i peut être déterminée par l'expression suivante:

$$W_i(T) = \int_0^\infty E_i(\nu) P_i(\nu) \tau_i(\nu) \epsilon(\nu) B(T, \nu) d\nu \quad (5.1)$$

où $E_i(\nu)$ est l'étendue optique du détecteur considéré (λ^2 pour les canaux monomodes), $P_i(\nu)$ est la fraction de $E_i(\nu)$ effectivement couplée à la source S, $\tau_i(\nu)$ la transmission de

l'optique entre le bolomètre et S (filtres, guide d'onde), $\epsilon(\nu)$ est l'émissivité de S et $B(T, \nu)$ la fonction de Planck. Cette expression peut être simplifiée en considérant que la bande spectrale est assez étroite pour linéariser l'intégrande:

$$W_i(T) = E_i(\nu_i)P_i(\nu_i)\tau_i(\nu_i)\epsilon(\nu_i)B(T, \nu_i)\Delta\nu_i \quad (5.2)$$

où ν_i et $\Delta\nu_i$ sont respectivement la fréquence centrale et la largeur de bande du canal i considéré.

5.1.4 Couplage conductif

Comme les bolomètres sont des senseurs thermiques, ils sont sensibles aux fluctuations de leur température de base. Ces fluctuations se couplent à la fois de manière conductive et radiative avec le bolomètre. Due à la faible température, la contribution radiative est négligeable. Le couplage conductif produit également un signal de lumière parasite. En effet, la puissance dissipée sur le bolomètre est reliée à la température de sa base T_{base} par l'expression:

$$W_{bolo} = G \times (T_{bolo} - T_{base}) \quad (5.3)$$

où T_{bolo} est la température du bolomètre et G sa conductance thermique supposée être indépendante de T_{bolo} et T_{base} à l'ordre 0. Si l'on considère une puissance dissipée constante, une fluctuation de température de base conduit à une fluctuation de la température du bolomètre. Cette dernière est alors attribuée à une variation de puissance incidente. Une variation de la température de base est donc équivalent à une variation du rayonnement incident. Par extension, les fluctuations de l'étage 0.1K fournissant la température de base des bolomètres sont également considérées comme lumière parasite, puisqu'il n'y a aucune possibilité de distinguer ces fluctuations des variations de puissance du rayonnement incident sans mesures complémentaires.

5.2 Exigences sur le niveau de lumière parasite

Les différents types de lumière parasite produisent un bruit que l'on nomme SIN pour "Straylight Induced Noise". Nous allons considérer la distribution des bruits dans le domaine des fréquences, ce qui permet de les comparer avec les bruits fondamentaux qui produisent un spectre blanc. Nous allons voir qu'il est nécessaire de prendre en compte la distribution fréquentielle du signal utile qui provient de la stratégie d'observation. Enfin, les spécifications de stabilité de température des différents étages sont déterminés.

5.2.1 Spécifications en terme de puissance détectée

Spectre du signal Planck

La mesure est réalisée de la manière suivante: l'axe de rotation du satellite est pointé dans une direction fixe et le satellite tourne autour à une vitesse de 1 tour par minute. L'axe

d'observation du télescope qui fait un angle d'environ 85° avec l'axe de rotation, effectuée ainsi un balayage du ciel le long d'un même grand cercle jusqu'au repointage de l'axe de rotation effectué environ toutes les heures. Un cercle est donc observé environ 60 fois de suite. Ceci permet de balayer tout le ciel en 6 mois. Un processus adéquat de réduction de données permet de réaliser un filtrage sélectif des fréquences utiles, concentré sur la fréquence de rotation et ses harmoniques. Nous pouvons écrire le signal mesuré $s(t)$ issu de l'observation d'un cercle pendant une heure comme suit :

$$s(t) = w(t) \times p_{t_{obs}}(t) \quad (5.4)$$

où $w(t)$ est le signal dans le cas où le balayage du cercle est de durée infinie et $p_{t_{obs}}(t)$ une fonction porte de largeur t_{obs} qui est le temps d'intégration effectif du cercle considéré. Ce temps d'intégration vaut $t_{obs} = 0.4t_d\theta/\Delta\alpha$ où θ est la taille du faisceau d'observation, $\Delta\alpha$ le pas de dépointage et t_d la durée entre les dépointages. Le facteur 0.4 vient de l'application du théorème d'échantillonnage au faisceau. Dans l'espace de Fourier, cette équation conduit à :

$$S(f) = W(f) * P_{t_{obs}}(f) \quad (5.5)$$

où $*$ représente l'opération de convolution. Les lettres majuscules sont les transformées de Fourier des fonctions en lettres minuscules. La période de rotation du satellite est notée $T_{spin} = 1/f_{spin} = 60s$. La fonction $w(t)$ est périodique de période T_{spin} et sa transformée de Fourier est un peigne de Dirac :

$$W(f) = \sum_{k=1}^{k_{max}} a_k \delta(f - kf_{spin}) \quad (5.6)$$

La transformée de Fourier de $p_{t_{obs}}(t)$ est une fonction *sinc* de largeur $1/t_{obs}$:

$$P_{t_{obs}}(f) = t_{obs} \text{sinc}(ft_{obs}) \quad (5.7)$$

Ainsi, la transformée de Fourier du signal mesuré $s(t)$ est la somme de fonctions *sinc* de largeur $1/t_{obs}$ et centrées sur la fréquence de rotation et ses harmoniques kf_{spin} , avec $k = 1$ à k_{max} . Dans le cas des canaux de plus hautes fréquences HFI, $k_{max} \simeq 6 \cdot 10^3$. Un exemple d'un tel spectre est représenté figure 5.3. Chacune des harmoniques k présente un intérêt scientifique et a_k sera mesuré en utilisant un filtre approprié, le plus simple étant une fonction *sinc* centrée sur la fréquence étudiée :

$$H_k(f) = \text{sinc}[t_{obs}(f - kf_{spin})] = \frac{\sin[\pi t_{obs}(f - kf_{spin})]}{\pi t_{obs}(f - kf_{spin})} \quad (5.8)$$

Par conséquent, seules les fluctuations synchrones (ou presque synchrones) sont détectées en tant que signal. En particulier, les très basses fréquences peuvent être filtrées efficacement par un filtrage dédié sans perte d'information sur le signal utile. Si cela améliore le rapport signal sur bruit, des filtres plus sophistiqués peuvent être utilisés à la place des filtres *sinc*.

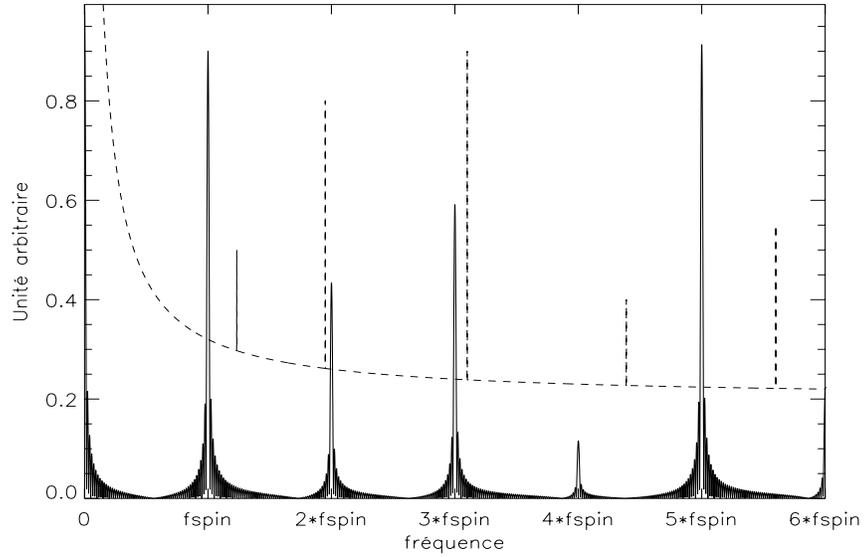


Figure 5.3: Exemple de spectre d'amplitude de Planck/HFI. Le signal est en trait plein et un exemple de bruit est en tirets.

Spectre de bruit de l'instrument

Il a été montré de manière expérimentale que la chaîne de détection de HFI peut avoir un spectre de bruit plat (ou blanc) jusqu' à 10mHz (cf. chapitre 4). Les fréquences plus basses peuvent être filtrées (voir section précédente). Le bruit de chaque détecteur est définie par sa puissance équivalente de bruit (NEP ou Noise Equivalent Power), qui représente la puissance optique qui produit un signal égal à la valeur RMS (Root Mean Square ou racine carrée de la valeur moyenne du carré) du bruit de détection dans une bande post-détection de largeur 1Hz . L'unité du NEP est le $\text{W.Hz}^{-0.5}$. Les bruits fondamentaux ne sont pas corrélés d'un bolomètre à l'autre. Ceci est évident pour le bruit Johnson et le bruit de phonon des bolomètres. C'est également le cas pour le bruit de photon, car les détecteurs regardent un champ donné à des moments différents. Les bruits fondamentaux s'ajoutent de manière quadratique et nous pouvons définir une NEP pour le canal i notée NEP_{ch}^i , le signal du canal étant défini comme la somme des signaux de tous les détecteurs à une fréquence donnée:

$$NEP_{ch}^i = NEP_{det}^i \sqrt{N_{bol}^i} \quad (5.9)$$

où NEP_{det}^i est la NEP d'un détecteur et N_{bol}^i le nombre de bolomètres du canal i . D'autre part, on peut considérer que toutes les autres sources de signaux parasites sont complètement corrélées. C'est une hypothèse qui n'est pas pessimiste. Par exemple, le délai qui sépare un même signal optique sur une ligne de détecteurs est très court, une fraction de seconde, vis-à-vis des lentes fluctuations de température. Un autre exemple est celui de la lumière parasite synchrone avec la rotation du satellite et provenant des lobes loin-

tains. Les différentes parties du SVM n'éclairent pas les détecteurs avec la même intensité, mais les signaux induits possèdent un comportement temporel identique qui est celui de la température de la source. Il est ainsi réaliste d'accepter que le SIN w_{SLdet} issu de différents bolomètres s'additionne simplement pour chaque canal, pour donner un SIN par canal qui vaut:

$$w_{SLch} = w_{SLdet} N_{bol}^i \quad (5.10)$$

En résumé, il est consistant de considérer en première approximation que le rapport SIN sur bruit augmente comme la racine carrée du nombre de bolomètres, comme pour le signal scientifique.

5.2.2 Spécification des niveaux de signaux parasites dans le domaine des fréquences

Formulation

Une spécification de la lumière parasite ou de tout bruit systématique consiste à imposer que le SIN soit inférieur, après réduction des données, au bruit final induit par les fluctuations fondamentales. Comme on sait que chaque harmonique sera analysée par un filtre approprié $H_k(f)$ centré sur la fréquence $k f_{spin}$, nous devons prendre en compte la transmission par ce filtre du SIN et des bruits fondamentaux. On définit ainsi:

- SL_k , la valeur RMS du SIN à la fréquence $f = k \times f_{spin}$ filtré par le filtre optimal $H_k(f)$
- FN_k la valeur RMS des bruits fondamentaux filtrés par le même filtre $H_k(f)$.

L'exigence sur le bruit causé par la lumière parasite peut s'exprimer sous la forme:

$$SL_k \leq \beta_k \times FN_k \quad (5.11)$$

où β_k est un coefficient qui prend en compte l'atténuation sur le bruit que l'on pourra atteindre après traitement des données au sol. Une valeur de $\beta_k = 0.3$ conduit à une augmentation du bruit global du canal considéré de moins de 5% sans aucun effort de traitement des données. Il a cependant été démontré par des simulations que, sous certaines conditions, il est possible de réduire le bruit provenant de la lumière parasite externe par un traitement adéquat même si β_k est supérieur à 1 [Delabrouille 1998]. Il a également été démontré que les bruits basses fréquences non corrélés avec la direction de pointage peuvent être atténués en utilisant les redondances lorsque la stratégie d'observation produit des croisements de cercles relativement fréquents et uniformes sur le ciel. Il en résulte que le facteur β_k doit être déterminé de manière réaliste en tenant compte de l'importance scientifique de chaque harmonique k et des améliorations possibles sur la réjection de la lumière parasite lors du traitement au sol.

Bruits fondamentaux filtrés

La racine carrée de la valeur quadratique moyenne (RMS) des bruits fondamentaux après filtrage par $H_k(f)$ à la fréquence $k \times f_{spin}$ s'écrit:

$$FN_k^2 = \int_0^{+\infty} \left[|H_k(f)| W_{SLch}(f) = \frac{NEP_{canal}}{t_{obs}} \right]^2 df \quad (5.12)$$

Valeur RMS du SIN après filtrage

La racine carrée de la valeur quadratique moyenne (RMS) du SIN SL_k après filtrage par $H_k(f)$ à la fréquence $k \times f_{spin}$ s'écrit:

$$SL_k^2 = \int_0^{+\infty} [|H_k(f)| W_{SLch}(f)]^2 df \quad (5.13)$$

où $W_{SLch}(f)$ est la densité spectrale d'amplitude de la puissance de lumière parasite atteignant le détecteur considéré. Le calcul de cette valeur dépend de la distribution spectrale de $W_{SLch}(f)$.

- SIN aléatoire.

$$W_{SLch}(f) \leq \beta_k \times NEP_{ch} \quad (5.14)$$

où $k = E\left(\frac{f}{f_{spin}} + 0.5\right)$, $E(x)$ désignant la partie entière de x .

- SIN synchrone avec la rotation du satellite.

Les sources d'un tel SIN sont, par exemple, les lobes lointains ou encore les fluctuations thermiques du satellite induites par la rotation. Dans ce cas, SL_k est la valeur RMS de l'harmonique k .

$$SL_k(f) \leq \beta_k \times \frac{NEP_{ch}}{\sqrt{t_{obs}}} \quad (5.15)$$

- SIN périodique mais indépendant de la rotation du satellite.

Ce cas est par exemple celui des fluctuations thermiques induites par les réfrigérateurs à adsorption/désorption. L'harmonique m à la fréquence $m \times f_{SL}$ a une valeur RMS égale à SL_m . Au niveau de l'harmonique k de la fréquence de rotation:

$$\sum_{m=1}^{\infty} SL_m^2 H_k^2(m \times f_{SL}) \leq \beta_k^2 \times \frac{NEP_{ch}^2}{t_{obs}} \quad (5.16)$$

On suppose que l'harmonique m est dominante, et on note $\Delta f = m \times f_{SL} - k \times f_{spin}$. Si $\Delta f \times t_{obs} < 1$, cette harmonique peut être considérée comme synchrone à la rotation du satellite et correspond donc au point précédent. Si $\Delta f \times t_{obs} > 1$, il vient:

$$SL_m \leq \beta_k \times \pi \sqrt{t_{obs}} \Delta f NEP_{ch} \quad (5.17)$$

Cette spécification est relaxée d'un facteur $\pi \Delta f t_{obs}$ par rapport à une évaluation qui n'aurait pas pris en compte le filtrage sélectif de $H_k(f)$.

5.3 Impact sur le design de l'instrument

Les fluctuations de température d'un élément du satellite couplé de manière conductive ou radiative aux bolomètres est une des principales sources de bruit basses fréquences. On peut classer ces différents composants de la manière suivante:

- l'étage de la dilution à 0.1K,
- l'étage 1.6K,
- l'étage 4K,
- le LFI,
- le télescope,
- les différents écrans,
- le module de service et les différentes parties du satellite non listées dans les points précédents.

Tous ces composants sont couplés de manière radiative avec les détecteurs. Seul l'étage 0.1K présente un couplage conductif avec les bolomètres.

5.3.1 Exigences en termes de stabilité de température

Les exigences sur le bruit créé par la lumière parasite sont basées sur la stratégie du β et sont résumées en 5.2. Pour remonter à des spécifications de fluctuations de température en terme de densité spectrale d'amplitude $T_{SL}(f)$ ou de valeur RMS d'harmoniques T_k ou T_m suivant les cas, il est nécessaire d'établir une relation entre la puissance atteignant le détecteur et la température de la source. On en déduit une spécification de stabilité de température en passant par la dérivée. En partant des exigences 5.14, 5.15 et 5.17 on écrit, suivant les cas, la spécification de fluctuation de température sous la forme:

$$T_{SL}(f) \leq \beta_k \times \frac{NEP_{ch}}{\frac{\partial W_{SLch}}{\partial T}} \quad (5.18)$$

où $k = E \left(\frac{f}{f_{spin}} + 0.5 \right)$.

$$T_k \leq \beta_k \times \frac{NEP_{ch}}{\frac{\partial SL_k}{\partial T} \sqrt{t_{obs}}} \quad (5.19)$$

et

$$T_m \leq \beta_k \times \frac{\pi \sqrt{t_{obs}} \Delta f \times NEP_{ch}}{\frac{\partial SL_m}{\partial T}} \quad (5.20)$$

La relation entre m , k , et Δf est définie au 5.2. Ces équations laissent apparaître un coefficient de couplage qui est la dérivée du SIN par rapport à la température de la source.

5.3.2 Détermination du coefficient de couplage

Dans le cas d'un couplage radiatif avec une source S à la température T, la puissance atteignant le détecteur est donnée par l'équation 5.2. Ainsi, le coefficient de couplage peut être approximé par l'expression suivante:

$$\frac{\partial W_i(T)}{\partial T} = E_i(\nu_i) P_i(\nu_i) \tau_i(\nu_i) \epsilon(\nu_i) \frac{\partial B(T, \nu_i)}{\partial T} \Delta \nu_i \quad (5.21)$$

Pour l'étage 0.1K, ceci peut se simplifier en remarquant que la totalité du spectre émis par le 0.1K atteint le détecteur. Il est ainsi plus simple d'utiliser la formule de Stefan:

$$W_{SLch}(T) = \sigma T^4 A_{bolo} \quad (5.22)$$

où σ est la constante de Stefan et A_{bolo} la surface du bolomètre. Le facteur de couplage s'écrit ainsi:

$$\frac{\partial W_{SLch}(T)}{\partial T} = 4\sigma T^3 A_{bolo} \quad (5.23)$$

Le cas du couplage conductif est particulier à l'étage 0.1K. D'après l'équation 5.3, le coefficient de couplage vaut:

$$\frac{\partial W_{SLch}(T)}{\partial T} = \frac{dG}{dT} = G_d(T) \quad (5.24)$$

G_d peut s'écrire comme une fonction de la sensibilité sans unité du bolomètre $\alpha = d(\log R)/d(\log T)$, de sa conductance effective G_e , de sa résistance R_b et du courant de polarisation I_b (cf. chapitre 4):

$$G_d(T) = G_e - \frac{\alpha R_b I_b^2}{T} \quad (5.25)$$

5.3.3 Spécifications de stabilité de température

Le formalisme développé dans les sections précédentes permet de déterminer les spécifications de stabilité de température des principaux composants du satellite ainsi que de l'instrument lui-même. Les résultats pour $\beta = 0.3$ ainsi que les hypothèses sont répertoriés dans la table 5.2.

5.3.4 Cas du réfrigérateur à adsorption/désorption

Le chauffage périodique des pompes à adsorption/désorption du réfrigérateur 20K produisent une fluctuation de température dans les radiateurs dont la forme est représentée figure 5.4. La composante fondamentale est à une fréquence égale à $1/667Hz$. Les harmoniques 11 et 12 sont ainsi à $16.5mHz$ et $18.0mHz$ ce qui tombe directement sur la composante fondamentale du signal scientifique à $f_{spin} = 16.7mHz$ et de largeur égale à $0.6mHz$. Il y a donc une collision qui peut se résoudre en changeant la période des pompes à adsorption/désorption à une valeur égale à 630s par exemple.

Table 5.2: Spécification de stabilité de température pour $\beta = 0.3$ de différents composants du satellite et de HFI.

| Composant | Coup. | Hypothèses | Spec. stab. T | Imposée par |
|------------|-------|--|--------------------------|---------------------|
| Etage 0.1K | Rad. | $A_{bol\phi} = 2 \times \pi \lambda^2$ | $152 \mu K . H z^{-0.5}$ | 100 GHz |
| Etage 0.1K | Cond. | $\alpha = 3,$ $R_b I_b^2 =$ puiss. background | $19 nK . H z^{-0.5}$ | 217 GHz polarisé |
| Etage 1.6K | Rad. | $\epsilon = 20\%, \tau_i = 100\%,$ $\Delta\nu_i/\nu_i = 33\%, P_i = 100\%$ | $28 \mu K . H z^{-0.5}$ | 100 GHz |
| Etage 4K | Rad. | $\epsilon = 30\%, \tau_i = 100\%,$ $\Delta\nu_i/\nu_i = 33\%, P_i = 100\%$ | $10 \mu K . H z^{-0.5}$ | 353 GHz |
| Télescope | Rad. | $T = 50K, \epsilon = 1\%, \tau_i = 40\%,$ $\Delta\nu_i/\nu_i = 33\%, P_i = 100\%$ | $69 \mu K . H z^{-0.5}$ | 857 GHz |
| Ecrans | Rad. | $T = 60K, \epsilon = 10\%, \tau_i = 40\%,$ $\Delta\nu_i/\nu_i = 33\%, P_i = \text{spillover}$ | $975 \mu K . H z^{-0.5}$ | 857 GHz |
| Autres | Rad. | $T = 100K, \epsilon = 100\%, \tau_i = 40\%,$ $\Delta\nu_i/\nu_i = 33\%, P_i = \text{spillover}$ | $95 \mu K . H z^{-0.5}$ | 857 GHz |

5.4 Atténuation de température requise au niveau de l'étage 0.1K

La spécification de température nous fournit l'objectif à atteindre. Dans la réalité, les fluctuations auxquelles on s'attend sont difficiles à évaluer. En effet, les fluctuations de température de la dilution spatialisable proviennent d'une succession de phases concentrées et diluées en 3He , ce qui est difficile à modéliser. On peut d'ailleurs s'attendre à ce que ces variations dépendent des débits en 3He et en 4He . Nous disposons toutefois de deux expériences qui ont une architecture proche de celle qu'aura HFI: Archeops et le démonstrateur 0.1K.

5.4.1 Archeops

Description

Archeops est une expérience embarquée sous ballon stratosphérique destinée à mesurer les anisotropies du FCM avec une résolution angulaire d'environ 8 minutes d'arc sur une large fraction du ciel (environ 25%). Pour ce faire, l'instrument est basé sur la technologie Planck-HFI: il utilise des bolomètres refroidis à 100mK par une dilution spatiale (figure 5.5). Les détecteurs sont lus par une électronique à polarisation capacitive différentielle (voir 4.3.4) et observent le ciel à travers une optique identique à HFI. La stratégie d'observation consiste à observer des cercles à élévation constante ce qui ressemble à la stratégie Planck.

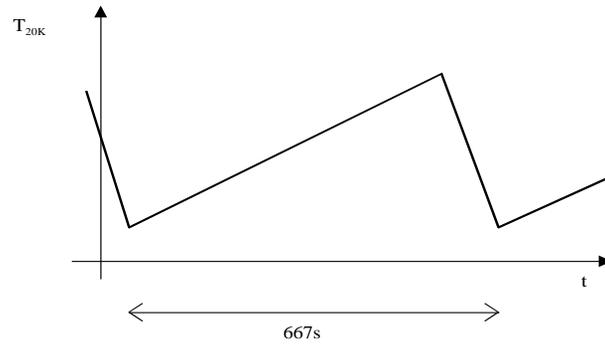


Figure 5.4: *Allure attendue des fluctuations de température du réfrigérateur à adsorption/désorption.*

Cette expérience est donc une véritable préparation à Planck-HFI aussi bien du point de vue technique que du point de vue du traitement des données.

Archeops a effectué son premier vol de qualification depuis Trapani (Italie) en juillet 1999 [Benoit et al. 2000]. La campagne de vol de décembre 2000-janvier 2001 qui a lieu depuis Kiruna (Suède) devrait permettre d'obtenir un vol scientifique d'environ 24 heures avec une vingtaine de bolomètres répartis sur les voies à 143GHz, 217GHz, 353GHz et 545GHz identiques à HFI [Archeops].

Résultats en terme de stabilité de température

Les résultats présentés ici proviennent du vol trans-méditerranéen de test. La figure 5.6 représente le spectre des fluctuations de température de la dilution d'Archeops, le ballon étant à son altitude de croisière en cours d'observation. La mesure provient d'un thermomètre du type couche mince NbSi réalisé par le groupe de Louis Dumoulin du Centre de Spectroscopie Nucléaire et de Spectroscopie de Masse (CSNSM) à Orsay. Ces couches présentent des caractéristiques électriques et thermiques qui les rendent compétitives vis-à-vis des thermomètres classiques à transmutation neutronique NTD (cf. chapitre 7). Des problèmes de bruits basses fréquences limitent néanmoins encore la sensibilité de ces couches. Des études complémentaires sont en cours afin de comprendre et d'atténuer ce phénomène. Bien qu'entaché d'un bruit excessif basses fréquences dont l'évaluation est difficile à faire, ce spectre permet tout de même de donner une première idée des fluctuations de la dilution. On mesure ainsi environ $100\mu K \cdot Hz^{-0.5}$ à 0.01Hz, ce qui est un facteur 5000 supérieur à la spécification Planck-HFI. Les conditions dans lesquelles cette mesure a été réalisée sont limites aussi bien du point de vue cryogénique que thermométrique. Les mesures sols, réalisées avec le nouveau système de filtrage des fluctuations thermiques, devraient permettre d'entrer un peu plus dans les détails.



Figure 5.5: Photographie du cryostat Archeops. Les bolomètres se trouvent dans la partie supérieure du cryostat. On distingue dans la partie inférieure le réservoir d'hélium liquide.

5.4.2 Le démonstrateur 0.1K

Description

Le démonstrateur 0.1K est une expérience destinée à qualifier une dilution à cycle ouvert du CRTBT associée à une machine cryogénique du type détente Joule-Thomson provenant du RAL (Rutherford Appleton Laboratories) et fournissant une température égale à 4K. Ces deux sous-ensembles sont représentatifs de COBRAS/SAMBA (maintenant Planck) tel qu'il était en 1996.

Le programme du démonstrateur 0.1K a été lancé en 1996 et s'est achevé en 2000 en ayant rempli les objectifs du contrat [Camus et al. 2000]. Une suite au démonstrateur 0.1K est actuellement en cours de discussion, en particulier afin de prendre en compte les dernières évolutions de HFI. Ma participation au démonstrateur 0.1K fut de préparer le câblage de la chaîne bolométrique, de concevoir un pont thermique adapté et d'effectuer les mesures avec ces deux ensembles.

Chaîne de lecture de bolomètre

L'implantation de l'électronique de lecture sur le démonstrateur 0.1K est réalisée sur le modèle de Symbol, avec uniquement trois voies de mesure du type MLPA [Piat 1998a]. Ces trois voies sont composées des charges suivantes:

- un thermomètre provenant de Caltech/JPL permettant la régulation de température,
- une résistance de $10M\Omega$ qui permet d'évaluer les bruits purement électriques,

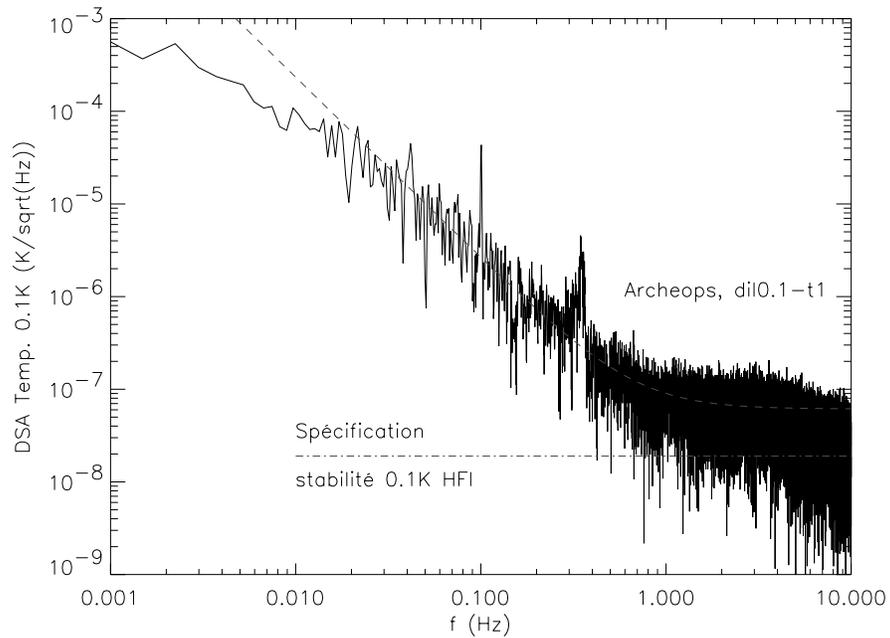


Figure 5.6: *Densité Spectrale d'Amplitude des fluctuations de température mesurées sur la dilution Archeops à environ 113mK lors du vol à Trapani (Sicile) en juillet 1999. Le thermomètre est du type couche mince NbSi réalisé par le CSNSM à Orsay. Sa calibration provient de K. Madet du CRTBT. Le trait en tirets correspond au meilleur ajustement obtenu avec un spectre en $(1/f)^\alpha$ et une composante continue. La spécification Planck-HFI est en trait-point.*

- un bolomètre toile d'araignée placé à proximité de la résistance de $10M\Omega$, qui permet de juger le niveau de pollution du démonstrateur 0.1K. Malheureusement, après la destruction de deux bolomètres, il ne restait d'autre choix que de placer un thermomètre en lieu et place du bolomètre.

Ces thermomètres ont tous été mesurés et étalonnés sur Symbol.

Architecture thermique

L'architecture thermique de l'étage froid du démonstrateur a été réalisée sur le modèle de Symbol version 1. Une photographie de ce système est représentée figure 5.9. On se reportera au chapitre 6 pour de plus amples détails. La platine bolomètre est isolée thermiquement de la dilution par des plots en vespel et en plomb. Ce dernier matériau présente l'avantage d'être supra-conducteur en-dessous de sa température critique, soit environ $7.2K$. Dans ce régime, la conductibilité thermique décroît rapidement lorsque la température diminue, ce qui permet de réaliser un interrupteur thermique simple. Le lien thermique réalisé en laiton impose une constante de temps thermique entre la platine bolomètre et la régulation de température. Cette dernière est constituée d'un thermomètre de Caltech/JPL associé

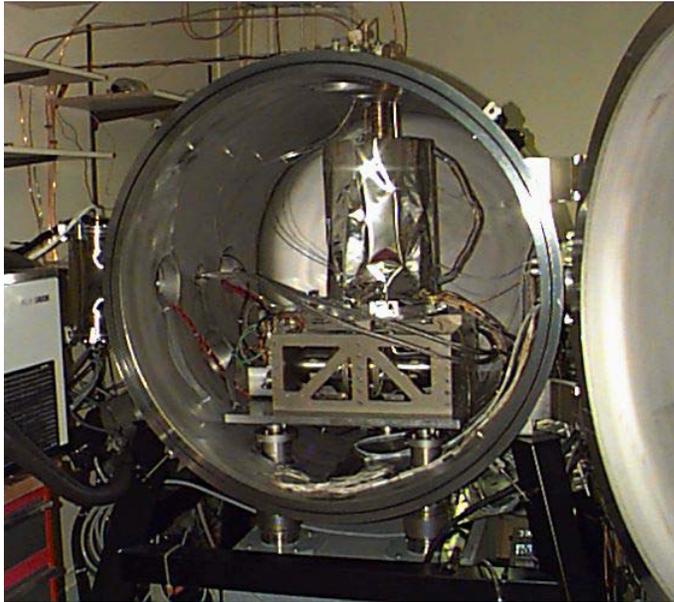


Figure 5.7: Photographie du démonstrateur 0.1K installé dans sa cuve, sur les compresseurs du RAL qui permettent de refroidir l'étage 4K (courtoisie de Maryse Charra). On distingue également sous la cuve, la table en marbre qui supporte l'ensemble démonstrateur et machine thermique 4K et qui est isolée du sol via des isolateurs à air comprimé.

à une jauge de contrainte qui permet d'introduire une puissance de chauffage. A haute température, les plots permettent le refroidissement, alors qu'en dessous de 0.5K, c'est le lien qui prend le relais. La constante de temps du lien thermique doit permettre le refroidissement des bolomètres à 0.1K tout en filtrant les fluctuations provenant de la dilution et de la régulation. Une fréquence de coupure d'environ 0.1Hz a été choisie dans un premier temps afin d'assurer le refroidissement du système, tout en ayant une première approche du filtrage. La supra-conductivité des plots en plomb n'est cependant pas assurée à cause du grand volume de plomb dont on dispose. Généralement, les expériences de supra-conductivité utilisent des fils de plomb afin d'éviter les problèmes de vortex.

Premiers résultats

Après un début difficile pour cause de microphonie importante [Camus et al. 2000], le démonstrateur a fonctionné pendant près d'un mois à basse température, ce qui a permis d'obtenir les premières mesures de stabilité [Charra et al 2000]. Comme le montre la figure 5.10, la dilution présente des fluctuations du type $1/f$ dont l'interpolation aux plus hautes fréquences est compatible avec l'observation d'un deuxième thermomètre plus sensible. Le démonstrateur présente donc des fluctuations thermiques de l'ordre de $3\mu K.Hz^{-0.5}$ à 0.01Hz, ce qui est 150 fois plus grand que la spécification Planck-HFI. Il nous faut donc un système thermique capable de nous faire gagner un facteur 150 pour atteindre les spécifications de fluctuations de température de l'étage supportant les bolomètres.



Figure 5.8: Photographie de la partie supérieure du démonstrateur 0.1K (courtoisie de Maryse Charra). La platine inférieure est à 4K et la mécanique au dessus est à 1.6K. On distingue les câbles en kevlar qui supportent la platine de la dilution ainsi qu'une partie de l'échangeur thermique qui englobe une nappe de câbles électriques.

5.4.3 Conclusions

Le désaccord flagrant entre le démonstrateur 0.1K et Archeops au niveau des fluctuations de température de la dilution provient probablement des différences cryogénique et thermométrique. D'une part, le cryostat Archeops était limité à 113mK par un problème de microfuite, ce qui a obligé à porter les débits en 3He et 4He au maximum. Par ailleurs, les thermomètres du type NbSi présentent un bruit intrinsèque du type $1/f$ qu'il est difficile d'éliminer si l'on ne dispose pas d'une mesure sous faibles fluctuations de température. L'apport d'un second thermomètre, même bruité, aurait permis de vérifier l'origine thermique du spectre que l'on mesure. On constate toutefois la large gamme de fluctuations que l'on peut être amené à rencontrer, que l'on soit dans une situation extrême, comme Archeops, ou plus ou moins normale, comme pour le démonstrateur 0.1K.

5.5 Atténuations nécessaires au niveau des étages 1.6K et 4K

5.5.1 L'étage 1.6K

L'étage 1.6K est obtenu par détente Joule-Thomson du mélange $^3He/^4He$ provenant de la dilution. Il est important de noter que les spécifications de fluctuations de température pour ces étages ne sont valables que pour les éléments optiques de la chaîne de détection. Les spectres de fluctuations de température des étages 1.6K obtenus sur Archeops et sur le démonstrateur 0.1K sont représentés figure 5.11. La mesure Archeops provient de deux ther-

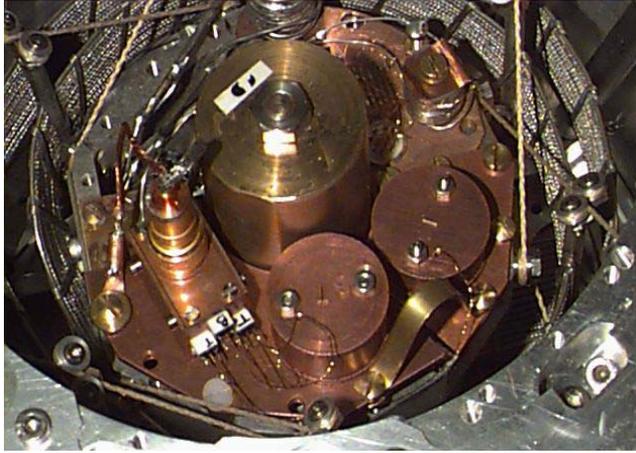


Figure 5.9: Photographie du filtre thermique réalisé sur le démonstrateur 0.1K (courtoisie de Maryse Charra). La platine de gauche est surélevée par les plots en plomb ou en vespel. On distingue le lien thermique en laiton qui relie la platine de régulation à la platine bolomètres ainsi que les câbles en kevlar qui supportent la platine froide.

momètres couche mince NbSi. Malgré la présence de bruit intrinsèque basse fréquence, on constate une très forte corrélation de ces deux thermomètres pour les fréquences inférieures à environ 0.2Hz, ce qui indique l'origine thermique des fluctuations observées. Les fluctuations de l'étage 1.8K présentent un spectre dont l'énergie croît vers les basses fréquences. Le spectre obtenu sur le démonstrateur 0.1K provient d'une sonde du type Allen-Bradley. On constate que les mesures des deux expériences sont compatibles et qu'elles conduisent à un niveau d'environ $3mK.Hz^{-0.5}$ à 0.01Hz alors que la spécification planck-HFI est à $30\mu K.Hz^{-0.5}$. Il est donc nécessaire d'obtenir une atténuation d'un facteur 100 pour atteindre les objectifs en terme de fluctuations de température.

5.5.2 L'étage 4K

On ne s'intéresse ici qu'aux fluctuations de l'étage 4K du démonstrateur 0.1K. En effet, l'étage 4K d'Archeops est obtenu grâce à un bain 4He liquide alors que Planck-HFI utilisera une détente Joule-Thomson de 4He réalisée grâce à des compresseurs mécaniques. Le démonstrateur 0.1K est pourvu d'un tel système ce qui en fait le premier banc de tests d'une telle machine cryogénique associée à une dilution à cycle ouvert. Le spectre des fluctuations de température de l'étage 4K du démonstrateur 0.1K mesuré avec un thermomètre Allen-Bradley est représenté figure 5.12. Malgré une cadence très lente d'observation, cette mesure permet d'estimer le niveau des fluctuations de température à environ $8mK.Hz^{-0.5}$ à 0.01Hz. Si l'on fait l'hypothèse que les fluctuations de température présentent un spectre dont le niveau croît vers les basses fréquences, une atténuation d'environ trois ordres de grandeur est nécessaire pour atteindre la spécification Planck-HFI qui vaut $10\mu K.Hz^{-0.5}$ dans la bande de fréquence utile.

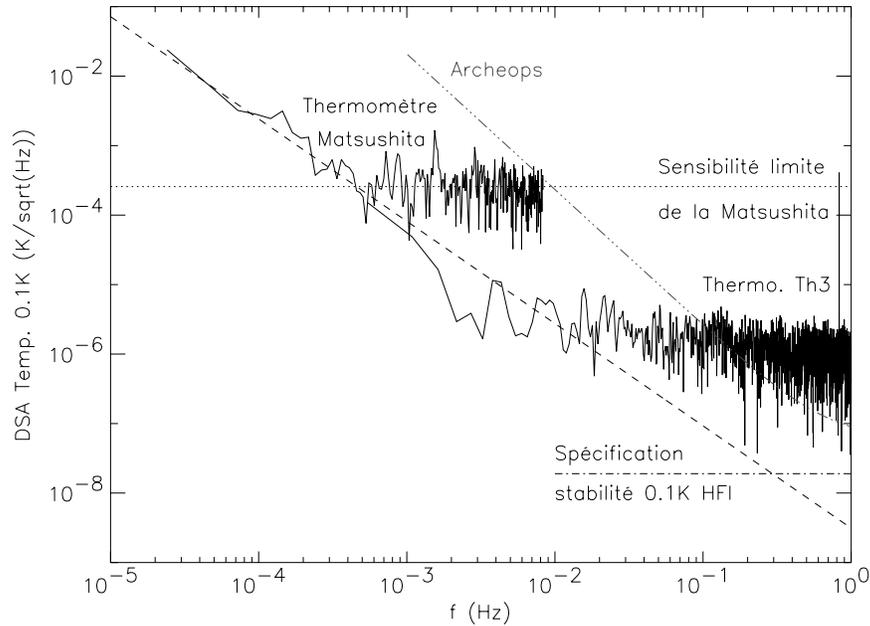


Figure 5.10: *Densité Spectrale d'Amplitude des fluctuations de température mesurées sur le démonstrateur 0.1K à environ 90mK dans la nuit du 30 au 31/5/2000. Le thermomètre Matsushita est placé au niveau de la dilution alors que le thermomètre Th3 est à l'entrée du filtre thermique. Le trait pointillé représente la limite de sensibilité du thermomètre Matsushita. Le trait en tirets correspond à la partie 1/f du spectre mesuré sur le thermomètre Matsushita. Cette composante est interpolée aux fréquences supérieures afin de comparer avec le spectre du thermomètre Th3 et la spécification Planck-HFI en trait-point. La courbe en triple point-trait représente l'approximation du spectre d'Archeops.*

Conclusions

La maîtrise de la lumière parasite au sein de Planck est donc l'un des points clefs pour la réussite de cette mission. Cela a des effets qui se reportent sur l'ensemble de la mission: l'instrument de mesure, la stratégie d'observation ainsi que le traitement des données. Ceci démontre une nouvelle fois l'imbrication complexe qui existe entre ces différents composants et l'objet "ciel" à observer.

Les spécifications de fluctuations de température de différentes parties de Planck-HFI ont été obtenues en considérant l'excès de bruit qu'elles engendraient. Si l'on accepte une dégradation provenant de ces bruits d'au plus 5% de la sensibilité globale de l'instrument dans la bande de fréquence utile, il apparaît évident, à la lumière des expériences actuelles, qu'un système de réduction des fluctuations de température est nécessaire sur chacun des étages qui composent le cryostat HFI. Dans le chapitre qui suit, nous allons nous intéresser plus particulièrement au cas de l'étage 0.1K.

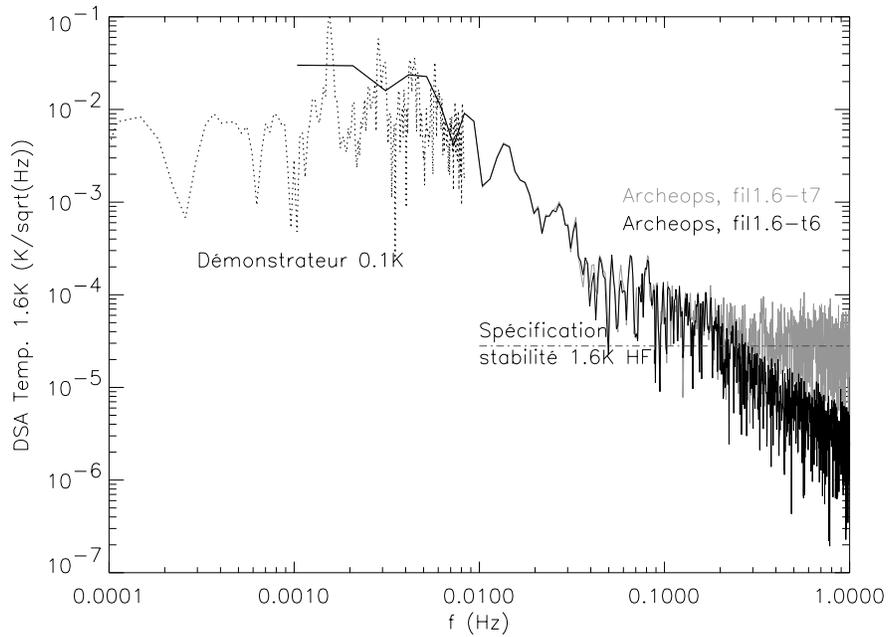


Figure 5.11: *Densité Spectrale d'Amplitude des fluctuations de température mesurées sur l'étage 1.6K d'Archeops à environ 1.7K lors du vol à Trapani (Sicile) en juillet 1999. Les thermomètres sont du type couche mince NbSi réalisés par le CSNSM à Orsay. Le spectre obtenu avec un thermomètre du type Allen-Bradley sur l'étage 1.6K du démonstrateur 0.1K est en pointillés. La spécification Planck-HFI est en trait-point. La forte corrélation des deux thermomètres Archeops pour $f < 0.2\text{Hz}$ indique que l'origine des fluctuations est bien thermique.*

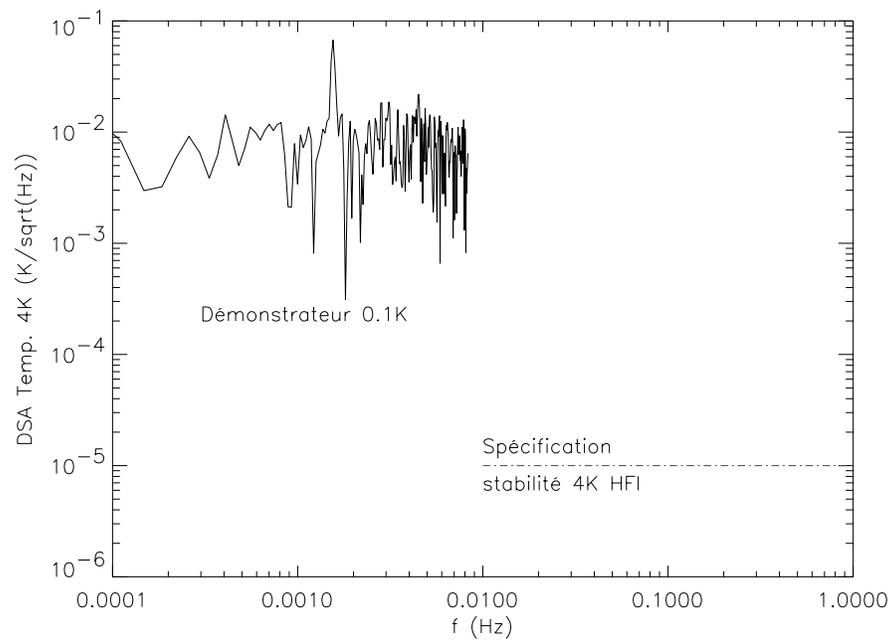


Figure 5.12: *Densité Spectrale d'Amplitude des fluctuations de température mesurées sur l'étage 4K du démonstrateur 0.1K dans la nuit du 30 au 31/5/2000. Le thermomètre est du type Allen-Bradley. La spécification Planck-HFI est en trait-point.*

Chapitre 6

Architecture thermique de l'étage 100mK

La nécessité d'une architecture thermique spécifique permettant d'atteindre la spécification de stabilité apparaît évidente pour les composants optiques de la chaîne de détection et pour l'étage 100mK supportant les bolomètres de Planck-HFI. Le problème des basses fréquences est omniprésent puisque les fluctuations auxquelles on doit faire face présentent généralement des spectres de puissance en $1/f^\alpha$. Nous allons nous intéresser plus particulièrement au cas de l'étage 0.1K qui supporte les bolomètres. En effet, la réalisation d'un système thermique permettant d'atteindre les spécifications de stabilité de température de cet étage est particulièrement complexe pour plusieurs raisons:

- En terme de fluctuation relative $\delta T/T$ requise, celle de l'étage 0.1K est la plus rigoureuse: $\delta T/T = 2 \cdot 10^{-7}$ contre respectivement $\delta T/T = 1.8 \cdot 10^{-5}$ et $\delta T/T = 2.5 \cdot 10^{-6}$ pour les étages 1.6K et 4K.
- Aux très basses températures ($T \lesssim 1K$), les caractéristiques des matériaux sont très dépendantes des conditions d'utilisation et du niveau d'impureté. De plus, les résistances de contact ou de Kapitza varient généralement en T^{-3} et commencent à devenir importantes dès 100mK. Le problème de thermalisation des fils électriques devient alors un problème sévère.
- La puissance de refroidissement théorique de la dilution est d'environ 100nW ce qui est 200 fois plus faible que la puissance disponible sur une dilution classique telle que Symbol, ce qui laisse peu de marges pour une régulation active.
- La tenue mécanique de l'ensemble est fondamentale. Une estimation de la masse de la platine supportant les bolomètres donne 3kg [C.Dumesnil, communication personnelle], ce qui nécessite une structure mécanique adéquate et va à l'encontre des règles thermiques de réalisation d'un filtre thermique.

Toutefois, à la lumière des premières mesures du Démonstrateur 0.1K, l'atténuation des fluctuations nécessaire sur cet étage semble être inférieure à celle requise pour l'étage 4K. Nous pourrions néanmoins nous servir des principes développés pour l'étage bolométrique sur les étages 1.6K et 4K.

6.1 Principes

On cherche à s'affranchir des fluctuations de température d'origine cryogénique qui présentent un spectre de puissance en $1/f^\alpha$. Nous allons aborder les différents principes qui permettent de s'approcher de la stabilité thermique spécifiée.

6.1.1 Approche afin d'obtenir la spécification de stabilité de température

Il y a principalement 5 approches que l'on peut combiner entre elles pour atténuer les fluctuations de température et essayer d'atteindre la spécification de stabilité:

1. Installer une capacité calorifique importante au niveau de la source des fluctuations et de l'étage que l'on désire stabiliser. Ceci permet de réaliser un filtre passe-bas, plus ou moins identique à un R-C électronique. De plus, une capacité calorifique répartie permet de réaliser un filtre d'ordre élevé. Nous y reviendrons dans la prochaine section.
2. Utiliser une régulation de température: un asservissement de température permet de stabiliser un point donné. Cependant, en pratique on constate l'apparition d'un pic assez large autour de $0.5Hz$ que l'on explique par un gain de correcteur important mais nécessaire pour obtenir un filtrage des basses fréquences efficace (cf. 6.1.3).
3. Utiliser des bolomètres moins sensibles aux fluctuations de température: il a été proposé de réaliser des bolomètres possédant leur propre température de référence régulée. Ceci s'obtient par exemple en utilisant un anneau en matériau supraconducteur autour du bolomètre. Celui-ci est polarisé en tension de manière à l'échauffer à la température critique. Sa température est alors régulée par asservissement électrothermique (cas $\alpha = T/R \times dR/dT$ positif). Toutefois, cette technique n'est pas assez mature pour pouvoir être appliquée sur un satellite. Elle nécessite en outre une puissance dissipée relativement importante au niveau de l'anneau supraconducteur afin d'obtenir une atténuation intéressante. Enfin, le type de panne prévisible crée un mode de défaillance unique par chauffage excessif de l'étage $0.1K$.
4. Utiliser une thermométrie de sensibilité: il est possible d'installer un ensemble de thermomètres sensibles au niveau des bolomètres afin de mesurer les fluctuations de température et de les corriger. Ceci peut se faire instantanément si l'on insère un bolomètre aveugle qui joue le rôle de thermomètre directement dans le pont de mesure du bolomètre [Rieke et al. 1989, Wilbanks et al. 1990, Devlin et al. 1993]. Ce système présente l'inconvénient d'avoir un niveau de bruit dégradé d'un facteur $\sqrt{2}$ et requiert deux bolomètres identiques ce qui n'est pas évident [Rieke et al. 1989, Glezer et al. 1992].
5. Décorrélation lors de la réduction des données: en corrélant les mesures bolométriques à celles des thermomètres, il est possible de réduire le niveau de bruit provenant des fluctuations de température. Toutefois, il n'a jamais été montré que les fluctuations de température basses fréquences puissent être complètement éliminées de cette manière.

Il apparait finalement que seuls les points 1 et 2 fournissent des degrés de liberté crédibles et efficaces dans le but d'obtenir la spécification de stabilité de température pour l'étage $0.1K$ de Planck-HFI.

6.1.2 Filtre thermique

On réalise un filtre thermique passe-bas passif en reliant une platine mécanique à une source froide par l'intermédiaire d'un lien thermique. La température de la platine froide et

celle de la platine mécanique constituent respectivement l'entrée et la sortie du système. La fonction de transfert d'un tel système est définie comme le rapport entre la température de la platine T_{plat} et la température de la source froide à la base du lien T_{source} . Le lien thermique et la platine sont caractérisés par leurs conductances et leurs capacités thermiques. On distingue deux effets de filtrage suivant les caractéristiques des éléments en jeu: le filtre passe-bas classique du type R-C et l'effet de propagation. Il est de plus possible de combiner ces deux effets sur un filtre thermique unique.

Version R-C

Un filtre thermique est équivalent à un filtre R-C classique du premier ordre dans la limite où l'on peut négliger la capacité thermique du lien et la résistance thermique de la platine i.e. lorsque $C_{lien} \rightarrow 0$ et $G_{plat} \rightarrow \infty$. Dans la pratique, on peut considérer ce cas valide lorsque les temps de propagation dans le lien et d'uniformisation thermique de la platine sont négligeables, soit:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mathcal{D}_{lien}} \left(\frac{l_{lien}}{\pi} \right)^2 &\ll t_c \\ \frac{1}{\mathcal{D}_{plat}} \left(\frac{l_{plat}}{\pi} \right)^2 &\ll t_c \end{aligned} \quad (6.1)$$

où \mathcal{D}_X représente la diffusivité de l'élément X , l_X sa dimension maximale et t_c le temps caractéristique des fluctuations de température. On rappelle la définition de la diffusivité:

$$\mathcal{D} = \frac{\kappa}{c} \quad [m^2/s] \quad (6.2)$$

où κ est la conductivité thermique du matériau exprimé en $W/K/m$ et c sa capacité calorifique volumique en $J/K/m^3$. Un lien thermique de conductance G_{lien} assemblé à une platine de capacité thermique C_{plat} produisent alors un filtre passe-bas du premier ordre (identique au cas d'un bolomètre) dont la constante de temps τ vaut:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_c} = \frac{C_{plat}}{G_{lien}} \quad (6.3)$$

où f_c est la fréquence de coupure à $-3dB$. Les caractéristiques thermiques du lien et de la platine peuvent être ajustées afin d'obtenir la constante de temps voulue en jouant sur les matériaux utilisés et la dimension des éléments. Néanmoins, la conductivité et la capacité calorifique à basse température sont très dépendantes des conditions d'utilisation et de la pureté des matériaux en jeu. On peut ainsi aisément obtenir un facteur 10 de différence entre le calcul et la mesure. Dans notre cas, on désire atténuer les fréquences supérieures à environ $10mHz$ soit une constante de temps $\tau \gtrsim 16s$. Il nous faut ainsi une capacité calorifique importante et un lien thermique faible.

Effet de propagation

Si l'on considère un lien thermique dont le temps d'uniformisation n'est pas négligeable, on obtient un filtrage passe-bas provenant du fait que les basses fréquences se propagent plus

loin que les hautes fréquences. On est en présence d'une ligne à retard. Le lien thermique de longueur l_{lien} présente alors une fonction de transfert de la forme:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{lien}(f) &= \exp\left[-\frac{l_{lien}}{\delta_{lien}(f)}(1+i)\right] \\ \delta_{lien}(f) &= \sqrt{\frac{\mathcal{D}_{lien}}{\pi f}} \end{aligned} \quad (6.4)$$

où $i^2 = -1$ et $\delta_{lien}(f)$ est la profondeur caractéristique d'atténuation du matériau. Ceci permet donc de réaliser un filtre passe-bas très raide puisque le module de sa fonction de transfert est exponentielle. La fréquence de coupure f_c à $-3db$ s'écrit de la manière suivante:

$$f_c = \frac{\ln^2(2)}{4\pi} \frac{\mathcal{D}_{lien}}{l_{lien}^2} \simeq \frac{\mathcal{D}_{lien}}{26 \times l_{lien}^2} \quad (6.5)$$

Pour une fréquence de coupure inférieure à $10mHz$ et une longueur valant $1cm$, il est nécessaire d'obtenir une diffusivité \mathcal{D} inférieure à $2.6 \cdot 10^{-5}m^2/s$. Cette valeur ne peut être obtenue qu'avec des isolants, comme l'époxy, ou des matériaux de forte capacité calorifique, comme le manganin ou le constantan. Les isolants présentent l'inconvénient d'imposer une différence statique de température importante.

Combinaison des deux effets

La platine où l'on désire obtenir une température filtrée est nécessairement en matériau très conducteur afin d'assurer l'homogénéité thermique. On utilise ainsi généralement une platine en cuivre (type OFHC). Celle-ci présente une diffusivité thermique qui vaut environ $1m^2/s$ et s'uniformise en quelques ms si sa longueur est égale à $10cm$. On peut donc aisément négliger le temps d'uniformisation thermique de la platine. Ceci n'est pas forcément le cas pour le lien thermique, ce qui peut présenter un filtrage supplémentaire dû à l'effet de propagation. En effet, on montre qu'une bonne approximation de la fonction de transfert du système thermique peut alors s'écrire comme le produit des fonctions de transfert issues des deux effets:

$$\mathcal{H}(f) = \exp\left[-\frac{l_{lien}}{\delta_{lien}(f)}(1+i)\right] \times \frac{1}{1+i2\pi f\tau} \quad (6.6)$$

6.1.3 La régulation de température

principe

Une régulation de température est constituée par un thermomètre, son système de lecture, une source de chaleur ainsi que son électronique de commande. Le thermomètre permet de lire la température au point que l'on désire réguler. On se donne une température de consigne et la chaleur dissipée est commandée par l'écart entre la température réelle et la consigne. Ce processus est amélioré par un correcteur qui permet d'annuler l'erreur statique et d'accélérer la réponse du système.

Modélisation

La modélisation d'un asservissement de température tel qu'il est utilisé sur Symbol est représenté figure 6.1. Nous allons étudier le système autour de son point de fonction-

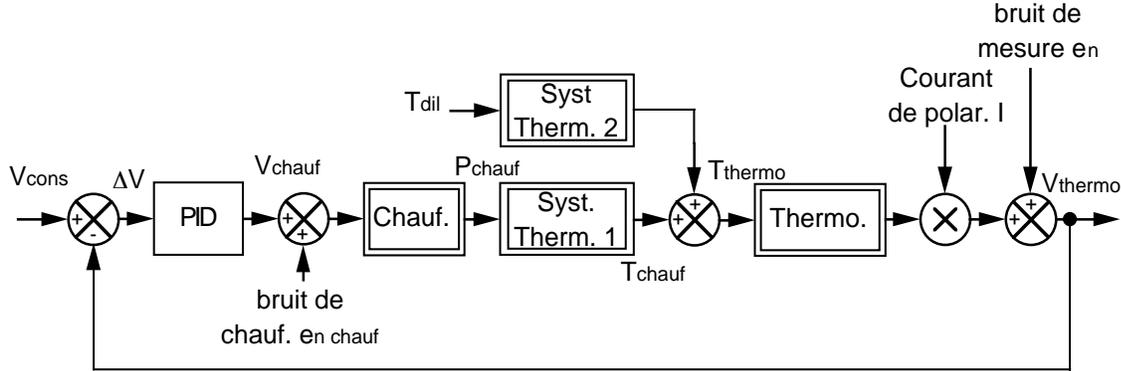


Figure 6.1: Modélisation de la régulation de température utilisée sur Symbol. Les systèmes représentés par des boîtes en double trait sont non-linéaires. L'amplificateur de tension n'est pas représenté, ainsi que le convertisseur numérique-analogique (caché dans le PID) et le convertisseur analogique-numérique.

nement afin de pouvoir linéariser les éléments non-linéaires de la boucle de régulation. Le thermomètre est polarisé à courant quasi-constant. Les mesures se font donc en tension, c'est pourquoi la consigne est une tension. A partir d'une tension de consigne V_{cons} , on calcule l'erreur $\Delta V = V_{cons} - V_{thermo}$. Le correcteur permet de déterminer la tension à fournir au chauffage à partir de cette erreur. Il est généralement du type Proportionnel-Intégral-Dérivée (PID). Sa fonction de transfert s'écrit de la manière suivante, dans le cas du correcteur parfait:

$$\mathcal{H}_{PID} = \frac{\delta V_{chauf}}{\Delta V} = P + \frac{I}{s} + Ds = K_c \frac{(1 + \tau_{c1}s)(1 + \tau_{c2}s)}{s} \quad (6.7)$$

où P , I et D sont les paramètres de réglage du correcteur que l'on peut traduire en un gain K_c et deux constantes de temps τ_{c1} et τ_{c2} . Le terme intégral permet d'annuler la moyenne de l'erreur. Dans la pratique, on constate que le terme de dérivée n'est pas nécessaire. En outre, il implique l'amplification des composantes hautes fréquences du bruit. Le chauffage est un élément non-linéaire puisque l'on a $P_{chauf} = V_{chauf}^2 / R_{chauf}$. On peut néanmoins linéariser cette fonction autour de son point de fonctionnement:

$$\mathcal{H}_{Chauf} = \frac{\delta P_{chauf}}{\delta V_{chauf}} = 2 \frac{V_{chauf 0}}{R_{chauf}} = 2 \sqrt{\frac{P_0}{R_{chauf}}} \quad (6.8)$$

où $V_{chauf 0}$ et P_0 sont respectivement les valeurs moyennes de la tension et de la puissance de chauffage. La puissance produite par le chauffage est ensuite dissipée à travers le système thermique dont la fonction de transfert est notée $H_{Therm 1}$. Il faut également prendre en compte l'effet des fluctuations de la température de la dilution. Ceci est réalisé

par l'intermédiaire d'un système thermique de fonction de transfert $H_{Therm\ 2}$.

Le thermomètre transforme alors la température T_{thermo} en une résistance, puis en une tension via l'électronique de lecture. Le bruit de lecture est introduit ici dans la boucle d'asservissement. Un thermomètre possède une courbe $R(T)$ hautement non-linéaire. On peut néanmoins linéariser son comportement au point de fonctionnement afin d'obtenir la fonction de transfert de la chaîne thermométrique, qui est aussi sa responsivité \mathcal{R} :

$$\mathcal{H}_{Thermo} = \frac{\delta V_{thermo}}{\delta T_{thermo}} = \frac{|\alpha| R_{cons} I}{T_{cons}} \quad (6.9)$$

où $\alpha = T/R \times dR/dT$, I est le courant de polarisation et R_{cons} la résistance du thermomètre polarisé par le courant I et à la température T_{cons} . Le thermomètre est ici l'élément le plus non-linéaire de la chaîne d'asservissement puisque l'on a typiquement $|\alpha| \gtrsim 6$ pour des thermomètres de grande sensibilité à $0.1K$. De plus, il doit être placé à proximité immédiate du chauffage afin de minimiser le temps de propagation de la chaleur entre ces deux éléments et d'éviter ainsi de déstabiliser le système inutilement.

On obtient finalement une fonction de transfert par rapport à la consigne qui s'écrit:

$$\mathcal{H}_{Regul} = \frac{\delta V_{thermo}}{\delta V_{cons}} = \frac{\mathcal{H}_{PID} \times \mathcal{H}_{Chauf} \times \mathcal{H}_{Therm\ 1} \times \mathcal{H}_{thermo}}{1 + \mathcal{H}_{PID} \times \mathcal{H}_{Chauf} \times \mathcal{H}_{Therm\ 1} \times \mathcal{H}_{thermo}} \quad (6.10)$$

La fonction de transfert de la boucle de régulation par rapport au bruit de mesure vaut:

$$\mathcal{H}_{bruit} = \frac{\delta V_{thermo}}{e_n} = |1 - \mathcal{H}_{regul}| \quad (6.11)$$

Par rapport aux fluctuations de température de la dilution, qui atteignent la platine de régulation via la fonction de transfert $H_{Therm\ 2}$, la fonction de transfert s'écrit:

$$\mathcal{H}_{dil} = \frac{\delta V_{thermo}}{\delta T_{dil}} = |\mathcal{H}_{Therm\ 2} \times \mathcal{H}_{thermo} \times \mathcal{H}_{bruit}| \quad (6.12)$$

Enfin, le bruit de chauffage est à prendre en compte, particulièrement à cause de la numérisation et la fonction de transfert correspondante s'écrit:

$$\mathcal{H}_{bruit\ chauf} = \frac{\delta V_{thermo}}{e_{n\ chauf}} = |\mathcal{H}_{Chauf} \times \mathcal{H}_{Therm\ 1} \times \mathcal{H}_{thermo} \times \mathcal{H}_{bruit}| \quad (6.13)$$

On constate que dans toutes les fonctions de transfert des différentes perturbations apparaît \mathcal{H}_{bruit} , fonction de transfert de la boucle par rapport au bruit de mesure, décrite par l'équation 6.11.

Fonction de transfert du système thermique

La fonction de transfert du système thermique est difficile à déterminer car la propagation de la chaleur à basse température est un phénomène très non-linéaire. Toutefois, on peut en pratique l'approximer par un système du second ordre dans la limite où l'on ne s'intéresse qu'à de petites fluctuations. Cette fonction de transfert est de la forme:

$$\mathcal{H}_{Therm\ 1} = \frac{\Delta T_{chauf}}{\Delta P_{chauf}} = R_{Therm\ 1} \frac{1}{(1 + \tau_1 s)(1 + \tau_2 s)} \quad (6.14)$$

où $R_{Therm\ 1}$ est la résistance thermique en continue et τ_1, τ_2 les constantes de temps les plus lentes du système. On suppose que $\tau_1 \leq \tau_2$.

Cas idéal de la régulation

Le cas idéal correspond à la compensation parfaite des pôles du système thermique par le correcteur, i.e.:

$$\begin{cases} \tau_{c1} = \tau_1 \\ \tau_{c2} = \tau_2 \end{cases} \quad (6.15)$$

Dans ces conditions, la fonction de transfert de la boucle de régulation s'écrit de la manière suivante:

$$\mathcal{H}_{Regul} = \frac{1}{1 + \frac{s}{K_c K}} \quad (6.16)$$

où K est le gain en régime continu de la boucle ouverte avec un correcteur unité (gain continu de $\mathcal{H}_{Chauf} \times \mathcal{H}_{Therm\ 1} \times \mathcal{H}_{Thermo}$). On constate ainsi que l'on peut rendre le système asservi aussi rapide que l'on veut, sans mettre en danger sa stabilité, en augmentant simplement le gain K_c du correcteur. Les fonctions de transfert au niveau des perturbations sont nulles dans une gamme de fréquences qui peut être aussi grande qu'on le désire.

Cas réel

En pratique, il existe toujours d'autres effets de filtrage qui limitent la gamme possible de K_c sous peine d'instabilité. Dans ces conditions, on préfère utiliser une correction du type Proportionnel Integral (PI) ce qui permet de compenser uniquement la constante de temps la plus lente du système thermique mais n'introduit pas d'amplification de bruits aux hautes fréquences. On a donc $\tau_{c2} = \tau_2$. La fonction de transfert s'écrit alors de la manière suivante:

$$\mathcal{H}_{Regul} = \frac{1}{1 + \frac{s}{K_c K} + \frac{\tau_1 s^2}{K_c K}} \quad (6.17)$$

Le dénominateur fait donc apparaître deux pôles qui peuvent être complexes si le gain en boucle ouverte vérifie la condition suivante:

$$\begin{cases} K_c K > K_{critique} \\ K_{critique} = \frac{1}{4\tau_1} \end{cases} \quad (6.18)$$

La figure 6.2 représente la fonction de transfert \mathcal{H}_{bruit} par rapport au bruit de mesure pour plusieurs valeurs du gain de boucle ouverte. On constate qu'il est très intéressant d'avoir $K_c K > K_{critique}$ car le filtrage aux basses fréquences est amélioré. Ceci est valable également pour les fonctions de transfert par rapport aux autres perturbations puisque \mathcal{H}_{bruit} apparaît dans chacune. Le système présente alors une résonance de facteur de qualité Q à la fréquence f_r :

$$\begin{cases} f_r = \frac{\sqrt{Q^2 - 1/4}}{2\pi\tau_1} \\ Q = \sqrt{K_c K \tau_1} \end{cases} \quad (6.19)$$

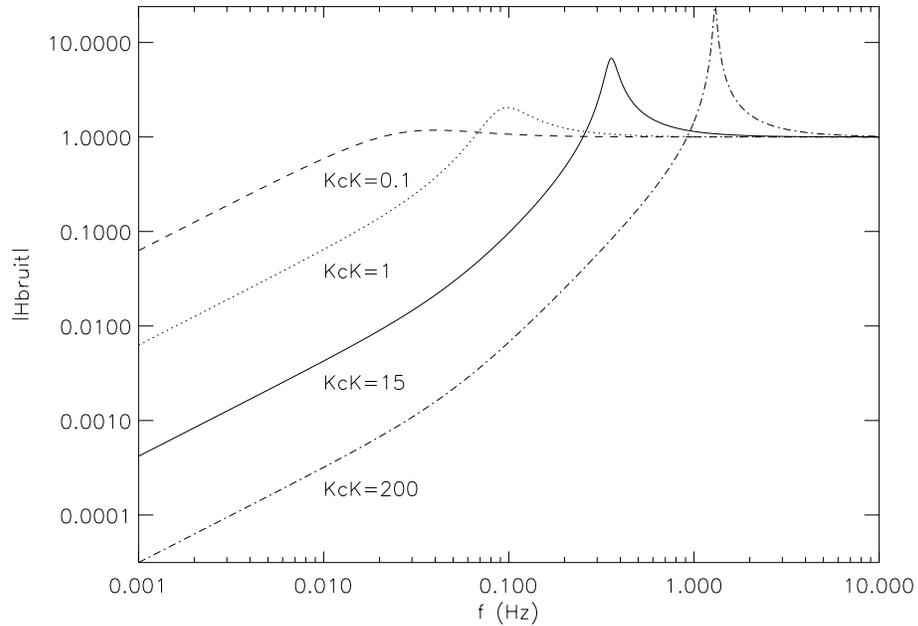


Figure 6.2: *Module de la fonction de transfert $\mathcal{H}_{\text{bruit}}$ par rapport au bruit de mesure pour le système d'asservissement de température et pour différentes valeurs du gain en boucle ouverte. Le système thermique seul présente deux pôles réels. La constante de temps la plus grande a été compensée par le correcteur du type PI, et la plus petite vaut 3s. La valeur la plus petite du gain en boucle ouverte fait apparaître deux pôles réels dans $\mathcal{H}_{\text{bruit}}$, alors que les autres valeurs correspondent à deux pôles complexes conjugués. $K_c K = 15$ correspond assez bien au cas Symbol.*

Un gain de correcteur trop important mène à l'instabilité du système qui finit par saturer. Il faut donc choisir K_c de manière adéquate.

Cette résonance produit ce qu'on appelle le pic de la régulation. Celui-ci se trouve généralement autour de 0.4Hz . Les paramètres de réglage d'un correcteur *PID* ou *PI* peuvent être déterminés à partir de la réponse indicielle ou par la méthode de l'oscillation. On trouve dans tout bon cours d'automatique ces méthodes sous forme de tableaux forts utiles pour les expérimentateurs (voir par exemple [Rivoire]).

Effet de la quantification du chauffage

En pratique, on utilise sur Symbol un convertisseur numérique analogique 12 bits avec une tension de référence de 2V pour fournir la consigne au chauffage. Un pas de chauffage correspond ainsi à $\Delta V_{\text{chauf}} = 500\mu\text{V}$, soit un bruit RMS qui atteint $\sigma_{V_{\text{chauff}}} = \frac{\Delta V_{\text{chauf}}}{\sqrt{12}} \simeq 144\mu\text{V}$. Cette valeur est de plus de trois ordres de grandeur supérieure au bruit RMS d'un thermomètre qui atteint environ 100nV ($10\text{nV}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$ dans une bande de 100Hz). En température, pour une dynamique réduite à 10mK , on obtient un pas

de température ΔT_{chauf} égal à environ $2.5\mu K$ en considérant le système linéaire (ce qui n'est pas le cas). La quantification produit ainsi un bruit RMS en température d'environ $\sigma_{T_{chauf}} = \frac{\Delta T_{chauf}}{\sqrt{12}} \simeq 720nK$. Le pas de numérisation est donc très important vis-à-vis du niveau de fluctuations que l'on désire obtenir qui est de l'ordre de quelques dizaines de nK ($20nK.Hz^{-0.5}$ avec un spectre en $1/f$). Il peut alors apparaître un cycle limite dans le cas où la marge de gain du système est inférieure à environ 2dB [Ostertag], ce qui est possible avec un système réel et un gain de boucle ouverte important. Une oscillation apparaît au niveau de la tension de chauffage à une fréquence qui est, au maximum, égale à la moitié de la fréquence d'échantillonnage de la consigne. Le bruit de chauffage $e_{n_{chauf}}$ est toutefois filtré par la fonction de transfert $\mathcal{H}_{bruit_{chauf}}$. Si l'on se place dans le cas précédent où le système thermique possède deux pôles, cette fonction de transfert vaut:

$$\mathcal{H}_{bruit_{chauf}} = \frac{1}{K_c} \left| \frac{s}{1 + \tau_2 s} \mathcal{H}_{regul} \right| \quad (6.20)$$

La valeur maximum de cette fonction de transfert est égale à $1/(K_c \tau_2)$ si l'on néglige le pic de la résonance (ce dernier augmente le maximum d'environ un ordre de grandeur pour des valeurs de $K_c K$ courantes). Pour obtenir une atténuation du pas de numérisation au niveau de la tension aux bornes du thermomètre, il convient donc que le gain du correcteur soit important ainsi que la constante de temps τ_2 (la constante de temps la plus longue du système thermique 1). L'influence du gain en continu K de $\mathcal{H}_{Chauf} \times \mathcal{H}_{Therm1} \times \mathcal{H}_{Thermo}$ est ici cachée dans le gain K_c du correcteur: en effet, plus K est petit, plus la gamme de régulation est petite et donc plus grand est le gain du correcteur. Réduire la dynamique du chauffage permet donc également et logiquement de diminuer le bruit de numérisation du chauffage. Ce raisonnement est uniquement valable si la fluctuation de tension du thermomètre qui produit un changement d'un bit au niveau du convertisseur numérique analogique est plus faible que le bruit de tension au niveau du thermomètre (effet de "dithering"). Dans le cas inverse, l'évolution du système est beaucoup plus complexe à prévoir et une simulation numérique peut permettre de simplifier l'étude.

Dans le cas de Symbol, on a typiquement $\tau_2 \simeq 30s$ pour le filtre thermique que l'on verra en 6.2.3 et $K_c \simeq 10^4$. Le convertisseur numérique analogique change d'un bit pour une fluctuation de tension du thermomètre d'environ $50nV$ ce qui est inférieur au bruit de tension du thermomètre qui vaut $100nV$ RMS. Ce système présente alors une atténuation de plus de cinq ordres de grandeur sur le bruit de tension de chauffage. On obtient ainsi un bruit RMS au niveau du thermomètre de l'ordre du nV , soit un bruit RMS en température de l'ordre du nK pour un thermomètre de responsivité $\mathcal{R} = 1V/K$ ce qui est négligeable.

Pour Planck-HFI, il est impératif d'être dans une situation similaire à celle de Symbol afin de ne pas être dominé par le bruit de numérisation.

Réalisation

Le principe de la régulation de température utilisé sur Symbol est représenté figure 6.3. La tension de consigne est obtenue à partir du système d'acquisition à polarisation

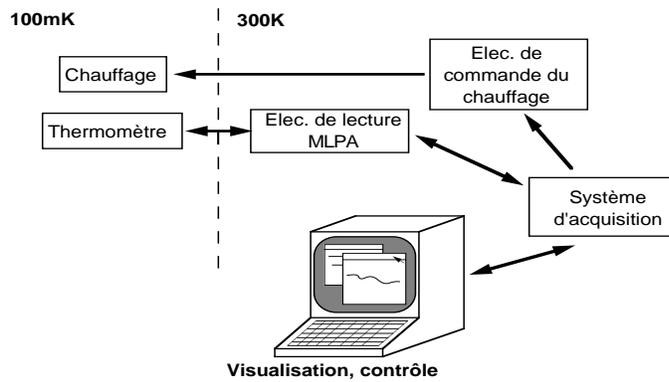


Figure 6.3: Schéma du principe de la régulation de température mis en œuvre sur Symbol. Les flèches indiquent un transfert de données.

capacitive MLPA. Il est possible de moyenner plusieurs mesures consécutives afin de limiter la bande passante au strict nécessaire, typiquement quelques hertz. Le correcteur est réalisé numériquement au sein même du programme d'acquisition. Un algorithme de détection d'impact de rayons cosmiques en temps réel permet d'éliminer leur effet.

L'électronique de commande du chauffage est représentée figure 6.4. Elle est basée sur un convertisseur numérique analogique 12 bits série (LTC1257) dont la programmation se fait via des opto-isolateurs afin de découpler au maximum les parties numérique et analogique. Le filtre passe-bas constitué par $R9$ et $C1$ limite la bande passante du signal de commande. Les deux derniers opto-isolateurs permettent de choisir la gamme de chauffage, dont l'une est réglable via un potentiomètre ($R10$) afin de fixer la dynamique à la valeur désirée. Le montage autour du circuit LM334 permet de réaliser une source de courant constant que l'on peut arrêter par un interrupteur ($INT1$) et régler via le potentiomètre $R13$. Ceci permet d'ajuster le niveau continu de la régulation. Le boîtier de contrôle du chauffage utilisé sur Symbol est représenté figure 6.5. Enfin le chauffage est une jauge de contrainte de 350Ω collée au vernis GE 7031 à l'endroit où on le désire. Une telle résistance présente l'avantage d'avoir une surface de contact importante ce qui permet d'avoir une résistance thermique de contact relativement faible par rapport à des résistances plus classiques.

6.2 L'apport de Symbol

Les différentes versions d'architecture thermique installées sur Symbol explorent ces deux approches que sont le filtrage passe-bas et la régulation de température.

6.2.1 Les fluctuations de température de l'étage 0.1K Symbol

Avant de se lancer dans la réalisation d'une architecture thermique, il est nécessaire de connaître l'amplitude des perturbations de température du système cryogénique. En effet, le système Symbol est basé sur la version classique à cycle fermé de la dilution, différente

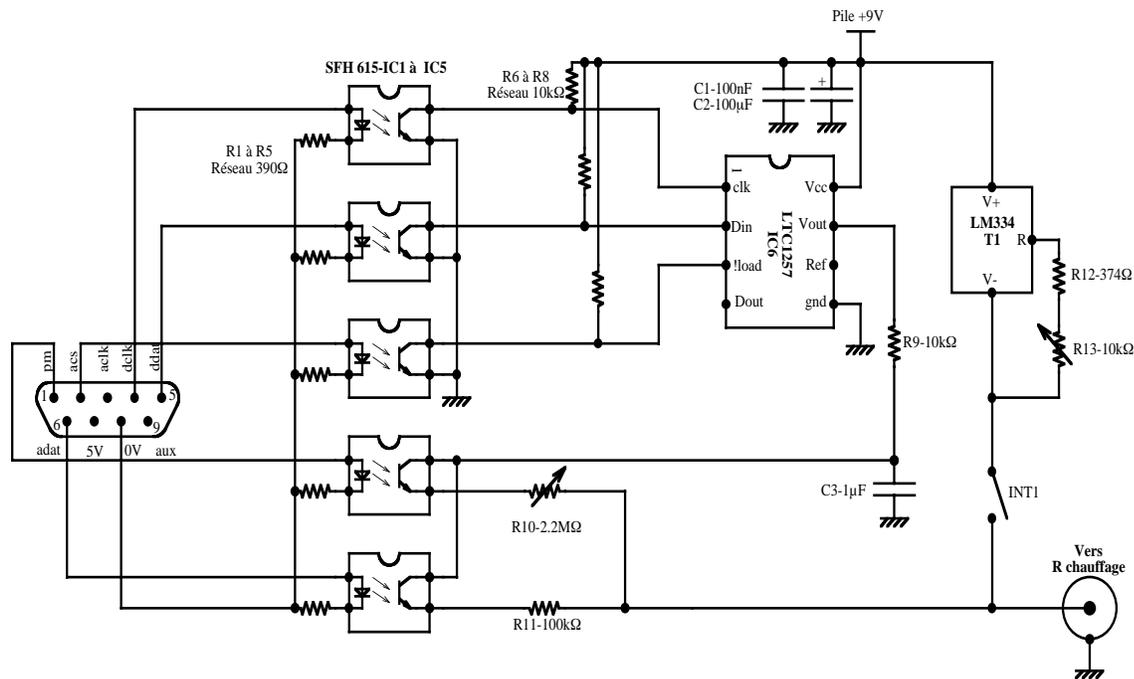


Figure 6.4: Schéma électronique du boîtier d'envoi de la consigne au chauffage.

de celle qu'il y aura sur Planck-HFI.

La mesure a été réalisée en imposant une puissance constante au niveau de la platine 0.1K afin d'atteindre une température égale à 100mK. Un thermomètre sensible du type Ge NTD et une électronique de lecture à polarisation capacitive MLPA permettent de mesurer les fluctuations de température jusqu'à environ $10nK.Hz^{-0.5}$ et pour des fréquences allant jusqu'au mHz . La Densité Spectrale d'Amplitude (DSA) des fluctuations de température ainsi mesurée est représentée figure 6.6. On peut représenter ce spectre avec une fonction

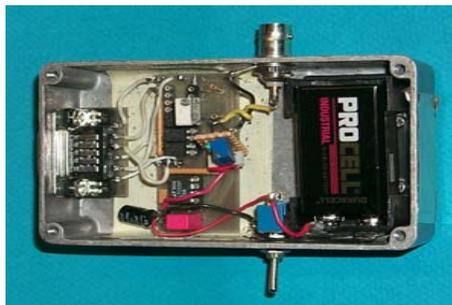


Figure 6.5: Photographie du boîtier d'envoi de la consigne au chauffage. La prise Cannon située en haut du boîtier se connecte au système d'acquisition développé par le CRTBT pour l'électronique de lecture MLPA.

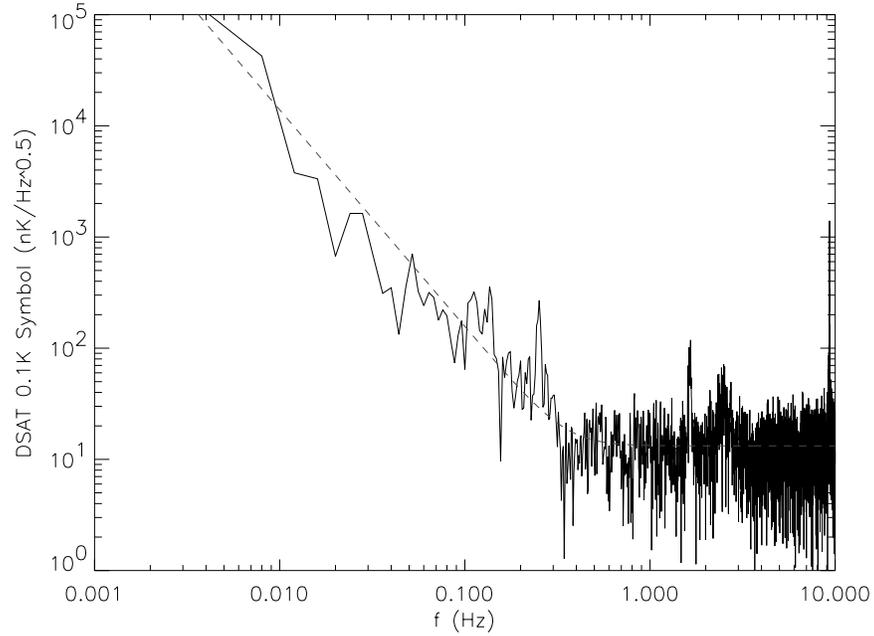


Figure 6.6: *Densité Spectrale d'Amplitude de la température de la platine 0.1K symbol à 100.5mK mesurée par un thermomètre du type Ge NTD ($R = 5.055M\Omega$, $I = 2.996nA$). La courbe en pointillé représente l'approximation de ce spectre avec une composante continue associée à un spectre en $(1/f)^\alpha$ avec $\alpha \simeq 2$.*

de la forme:

$$DSAT^2 = NE\Delta T_{thermo}^2 \times \left[1 + \left(\frac{f_{knee}}{f} \right)^\alpha \right] \quad (6.21)$$

Cette fonction représente le spectre de puissance d'un bruit contenant une composante blanche et une composante du type $1/f$. L'ajustement mène aux paramètres suivants:

$$\begin{cases} NE\Delta T_{thermo} = 13.2nK.Hz^{-0.5} \\ f_{knee} = 0.35Hz \\ \alpha = 3.9 \end{cases} \quad (6.22)$$

pour une valeur de χ^2 réduite qui vaut 1.07. La partie blanche du spectre provient de la limite de sensibilité du thermomètre. En effet, la diffusion de la chaleur dans un matériau réalise un filtre passe-bas. De plus, on s'attend à des fluctuations de température de la dilution aux basses fréquences. La partie en $1/f$ représente donc les fluctuations de température de la dilution Symbol qui parviennent jusqu'à la platine de base. Elles sont caractérisées par la puissance α qui vaut environ 2 (fluctuations exprimées en amplitude), valeur que l'on a également obtenue avec Archeops, le démonstrateur 0.1K présentant plutôt $\alpha \simeq 1.5$ (cf. 5.4). Par ailleurs, le niveau de fluctuation mesuré sur Symbol atteint environ $10\mu K.Hz^{-0.5}$ à $0.01Hz$, ce qui est 3 fois plus important que ce qui a été mesuré sur le démonstrateur 0.1K et environ un ordre de grandeur inférieur aux fluctuations thermiques d'Archeops lors

du vol de qualification à Trapani en 1999. Ceci nous impose ainsi une atténuation d'environ 500 pour atteindre la spécification Planck/HFI. On définit la fréquence caractéristique des fluctuations de température comme étant la fréquence à laquelle ces fluctuations atteignent la spécification Planck-HFI, soit $20nK.Hz^{-0.5}$. Pour HFI, la spécification de fréquence caractéristique est de $15mHz$, alors que celle de Symbol, sans aucun système de filtrage et de régulation, vaut environ $0.3Hz$.

6.2.2 Filtre thermique: première version

Historiquement, cette version a été réalisée avant la détermination de la spécification de stabilité de l'étage 0.1K de Planck-HFI. Elle nous a permis d'évaluer les problèmes et les contraintes liés à la réalisation et l'utilisation d'un tel système

Principe

On dispose de trois sous-ensembles à connecter: la platine bolomètres, la régulation de température et la platine froide de la dilution. Afin d'éliminer le pic à environ $0.4Hz$ présent dans le spectre de la régulation, il est nécessaire de placer un filtre de fréquence de coupure inférieure à $0.1Hz$ entre la régulation et la platine bolomètres. Pour pouvoir réaliser ce filtre, il est indispensable que le support de la platine bolomètres réalise une isolation thermique à basse température. L'isolement revient à réaliser un filtre passe-pas dont la constante de temps est très grande vis à vis de celle du filtre thermique qui contrôle la température. Comme la capacité calorifique en jeu est identique pour les deux filtres, il est nécessaire de diminuer la conductance thermique vers la platine froide. Toutefois, suivant les matériaux utilisés, la constante de temps augmente de manière plus ou moins importante avec la température, ce qui peut être un problème pour le refroidissement du système. Enfin, la régulation est placée directement sur la platine froide, ce qui permet d'atténuer encore les fluctuations de température passant par le filtre d'isolement.

Réalisation

La réalisation pratique de cette première architecture est représentée figure 6.7 et 6.8. Toutes les platines sont réalisées en cuivre OFHC ce qui permet d'assurer des temps d'uniformisation thermique négligeables. La platine bolomètres présente une capacité thermique qui vaut environ $C_{plat} = 220\mu J/K$ à $100mK$. Le lien thermique a été réalisé en clinquant de cuivre de $0.1mm$ d'épaisseur. La géométrie choisie pour ce lien fournit une conductance thermique $G_{lien} \simeq 140\mu W/K$ à $100mK$ ce qui donne une constante de temps $\tau \simeq 1.5s$ soit une fréquence de coupure $f_c \simeq 0.1Hz$. La différence de température maximum que l'on attend entre les bolomètres et la régulation n'excède pas $10\mu K$ à $100mK$. Toutefois, beaucoup d'incertitude existe sur la conductance thermique de ce type de cuivre, dont le niveau d'impuretés est important.

Les calculs théoriques de constante de temps montrent que le lien thermique ne peut assurer le refroidissement à lui seul aux hautes températures. L'isolement doit donc aider au

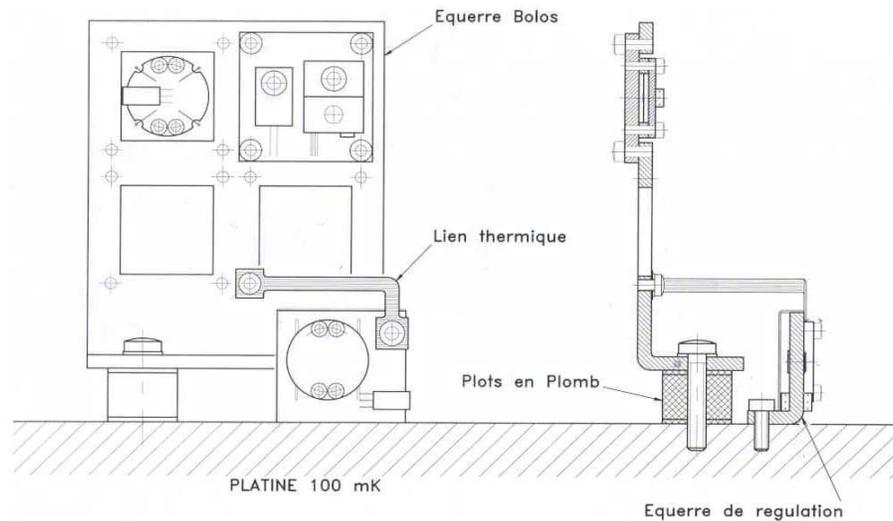


Figure 6.7: Schéma du filtre version 1.

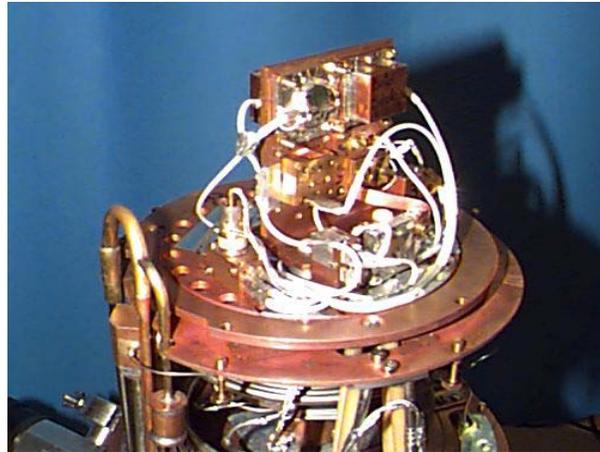


Figure 6.8: Photographie du filtre version 1. On distingue le lien thermique en cuivre qui relie la platine de régulation à la platine bolomètres.

refroidissement. L'utilisation d'un matériau composite isolant du type epoxy ne permet pas de refroidir la platine bolomètres efficacement. Par contre un matériau supra-conducteur est très conducteur à haute température et devient isolant en dessous de sa température critique. Il réalise ainsi un interrupteur thermique efficace. Nous nous sommes orientés vers le plomb dont la température critique vaut environ $7.2K$. Deux plots en plomb supportent ainsi la platine bolomètres avec deux vis en nylon et des rondelles ondulées pour les problèmes de dilatation différentielle. La conductivité thermique du nylon à $100mK$ est équivalente à celle du plomb supra-conducteur. Le tableau 6.1 indique les constantes de temps thermiques théoriques associées aux plots en plomb et au lien thermique pour différentes températures. On constate que pour les températures supérieures à environ $0.5K$, les plots en plomb assurent le refroidissement de manière efficace puisque la constante de temps est au plus

égale à 2 minutes. Toutefois, les physiciens des basses température n'utilisent les matériaux

Table 6.1: Constantes de temps théoriques associées aux plots et au lien thermique de la première version du système de filtrage des fluctuations de température installé sur Symbol.

| T (K) | τ_{plot} (s) | τ_{lien} (s) |
|----------|----------------------|----------------------|
| 300 | 136 | 12500 |
| 100 | 68 | 5500 |
| 50 | 27 | 1000 |
| 20 | 1.3 | 83 |
| 10 | $40 \cdot 10^{-3}$ | 14 |
| 5 | $3.4 \cdot 10^{-3}$ | 3.1 |
| 2 | $3.2 \cdot 10^{-3}$ | 1.9 |
| 1 | $19 \cdot 10^{-3}$ | 2.0 |
| 0.5 | $260 \cdot 10^{-3}$ | 1.6 |
| 0.1 | 120 | 1.5 |

supra-conducteurs qu'avec des dimensions réduites, en général des fils. En effet, des vortex de courant peuvent se développer dans les pièces massives, ce qui peut modifier les caractéristiques de supra-conductivité du matériau en jeu.

Modélisation

Le temps d'uniformisation à 100mK de la platine bolomètres a été estimé à environ 0.5ms et celle du lien thermique à 1.9ms. On peut donc aisément négliger la capacité thermique du lien et la conductivité thermique de la platine bolomètres. Par contre les plots présentent un temps d'uniformisation d'environ 1.7s à 100mK ce qui n'est pas négligeable vis-à-vis de la constante de temps du filtre valant environ 1.5s. Nous négligerons cependant cette capacité dans un premier temps, en nous plaçant à des fréquences très inférieures à la fréquence de coupure du système, i.e. en quasi-statique. Dans ces conditions, le système thermique peut être modélisé par le schéma représenté figure 6.9. En régime continu, il vient:

$$T_{bol} - T_{reg} = \frac{R_{lien}}{R_{lien} + R_{plot} + R_1} (R_{plot} P_{bol} - R_1 P_{regul}) \quad (6.23)$$

On se place à présent en régime alternatif. On note dT_X les fluctuations de température de l'élément X autour du point de fonctionnement T_X . On suppose de plus que la régulation est parfaite, i.e. que $dT_{reg} = 0$. Cette hypothèse est justifiée par le fait que la régulation atténue surtout les basses fréquences. On cherche à déterminer les fluctuations de température provenant de la dilution et atteignant la platine froide et la platine bolomètres. Il apparaît

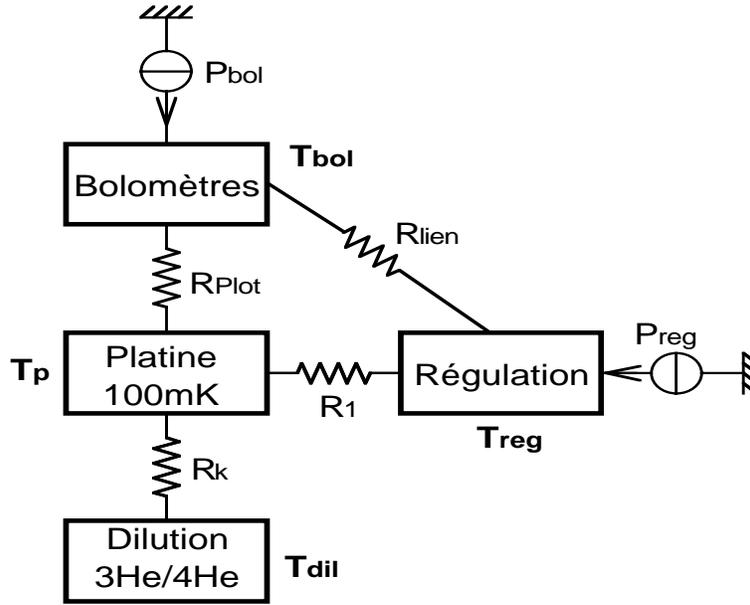


Figure 6.9: Modélisation du filtre thermique première version. Les notations sont relativement explicites. R_k représente la résistance thermique entre la platine 100mK Symbol et le mélange $^3\text{He}/^4\text{He}$. Celle-ci est dominée par la résistance de contact ou de Kapitza entre l'échangeur et le fluide cryogénique. La résistance thermique entre la platine de régulation et les plots en plomb est modélisée par R_1 .

un effet de pont diviseur:

$$\begin{cases} dT_P = \frac{R_1 \parallel (R_{lien} + R_{plot})}{R_K + R_1 \parallel (R_{lien} + R_{plot})} \times dT_{dil} \\ dT_{bol} = \frac{R_{lien}}{R_{lien} + R_{plot}} \times dT_P \end{cases} \quad (6.24)$$

On constate qu'il est préférable d'avoir des plots très isolants ainsi qu'une platine très conductrice afin de minimiser l'effet des fluctuations de température provenant de la dilution en régime quasi-statique. Dans notre cas, les différentes résistances thermiques valent environ:

$$\begin{cases} R_1 \simeq 100 \text{ K/W} \\ R_K \simeq 10^4 \text{ K/W} \\ R_{lien} \simeq 10^4 \text{ K/W} \\ R_{plot} \simeq 3 \cdot 10^5 \text{ K/W} \end{cases} \quad (6.25)$$

On obtient ainsi:

$$\begin{cases} dT_P \simeq \frac{dT_{dil}}{100} \\ dT_{bol} \simeq \frac{dT_P}{30} \simeq \frac{dT_{dil}}{3000} \end{cases} \quad (6.26)$$

Cet effet permet ainsi théoriquement de gagner trois ordres de grandeur sur les fluctuations de température de la dilution. Toutefois, ceci n'est valable qu'en quasi-statique, i.e. pour des fréquences où tous les temps de propagation sont négligeables soit $f \lesssim 0.1 \text{ Hz}$

Résultats - Fonction de transfert du système

Nous avons injecté un chauffage sinusoïdal avec une composante continue afin que l'oscillation thermique qui en résulte soit centrée autour du point de fonctionnement fixé à 100mK . Pour différentes fréquences, on mesure les oscillations entre la platine de régulation et la platine bolomètres ce qui permet d'obtenir la fonction de transfert du filtre thermique. Le résultat obtenu est représenté figure 6.10. Il apparaît que le filtre thermique atténue les

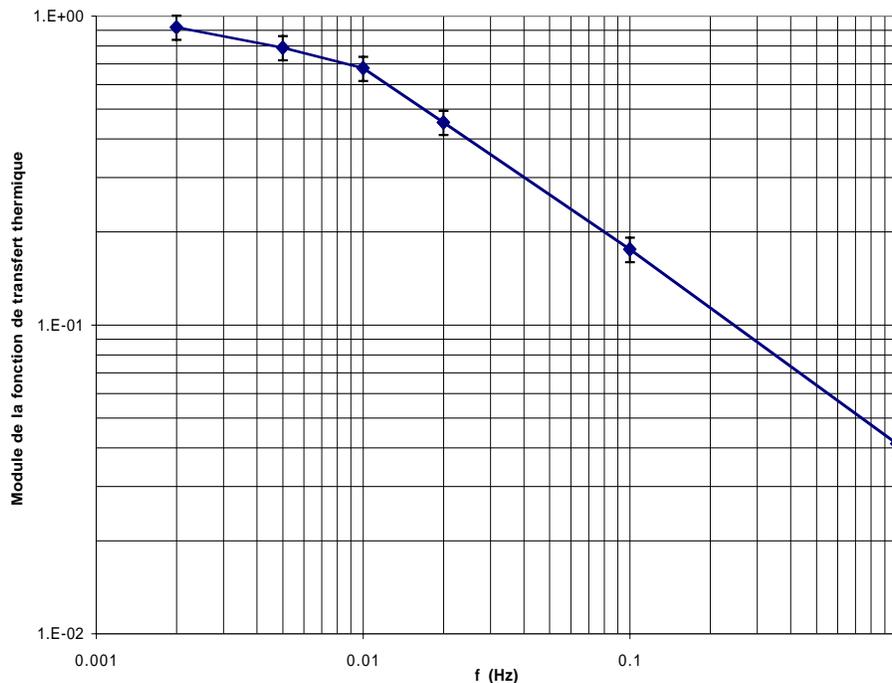


Figure 6.10: *Fonction de transfert du filtre thermique de la première architecture 0.1K Symbol.*

fréquences supérieures à environ 10mHz , ce qui est un peu inférieur à ce que l'on attendait. Toutefois, le système n'est pas du premier ordre car on observe une pente d'environ -0.6 en échelle log-log. Une hypothèse avancée est la capacité supplémentaire des plots en plomb: elle n'a en effet pas été prise en compte dans l'estimation de la constante de temps. De plus, le temps d'uniformisation thermique des plots ne semble pas négligeable. Ainsi, si la fréquence augmente, la proportion des plots en plomb qui participe à la capacité thermique de la platine bolomètres diminue. Ceci a pour effet d'augmenter la fonction de transfert par rapport au cas d'un système classique du premier ordre et explique ainsi la pente observée.

Résultats - Spectres de bruits

La configuration des voies de mesure a été la suivante:

- Platine de régulation: le thermomètre Th1 basé sur un petit cristal de Ge NTD. Ce thermomètre provient de Caltech/JPL.

- Platine bolomètres: le bolomètre "toile d'araignée" K13 de Caltech/JPL et le bolomètre 184 de l'équipe de N. Coron.

Les variations de tension mesurées au niveau de ces charges ainsi que les spectres correspondants sont représentés figure 6.11. On constate dans un premier temps que la régulation

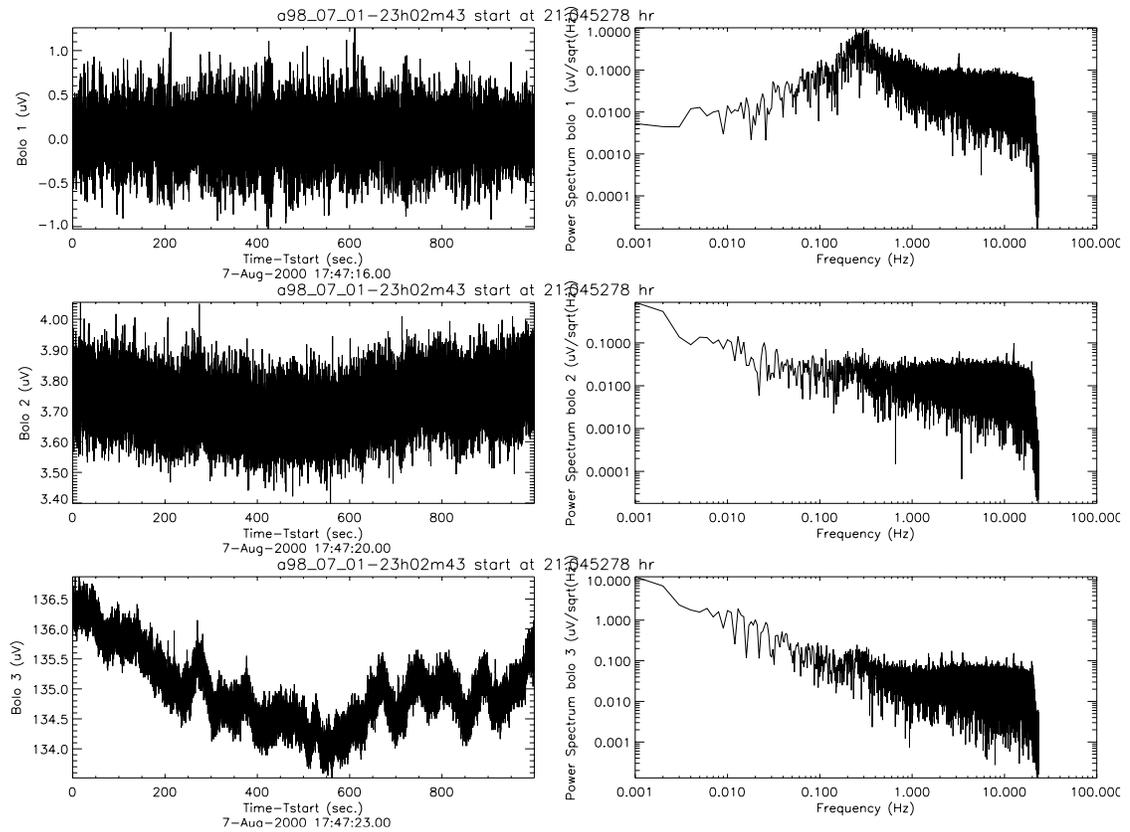


Figure 6.11: *Fluctuations de tension dans le domaine temporel (colonne de gauche) et fréquentiel (colonne de droite) mesurées à 96mK, de haut en bas, sur le thermomètre JB1 en régulation, le bolomètre "spiderweb" K13 et le bolomètre 184 réalisé par l'équipe de N. Coron. Les polarisations sont les suivantes: Thermomètre JB1: $R = 27.22M\Omega$, $I = 0.460nA$. Bolomètre K13: $R = 11.29M\Omega$, $I = 0.230nA$. Bolomètre 184: $R = 103.41M\Omega$, $I = 0.230nA$.*

présente effectivement un spectre de forme similaire à celle de la figure 6.2. Le pic de la régulation apparaît à environ $0.3Hz$, mais n'est que peu présent sur le spectre des deux bolomètres ce qui démontre l'efficacité du filtrage. Les spectres des deux bolomètres ont des formes identiques: une partie en $1/f$ aux basses fréquences et un plateau aux hautes fréquences correspondant au bruit de la chaîne de détection. On vérifie que le bruit Johnson des charges est proche de cette mesure. D'après les variations temporelles, les fluctuations aux très basses fréquences semblent être corrélées sur les deux bolomètres ce qui indique une origine commune, vraisemblablement thermique. Afin de confirmer cela, on

a représenté figure 6.12 les Densités Spectrales d'Amplitude (DSA) des fluctuations de température mesurées par ces deux charges. Il apparaît que les spectres se superposent aux

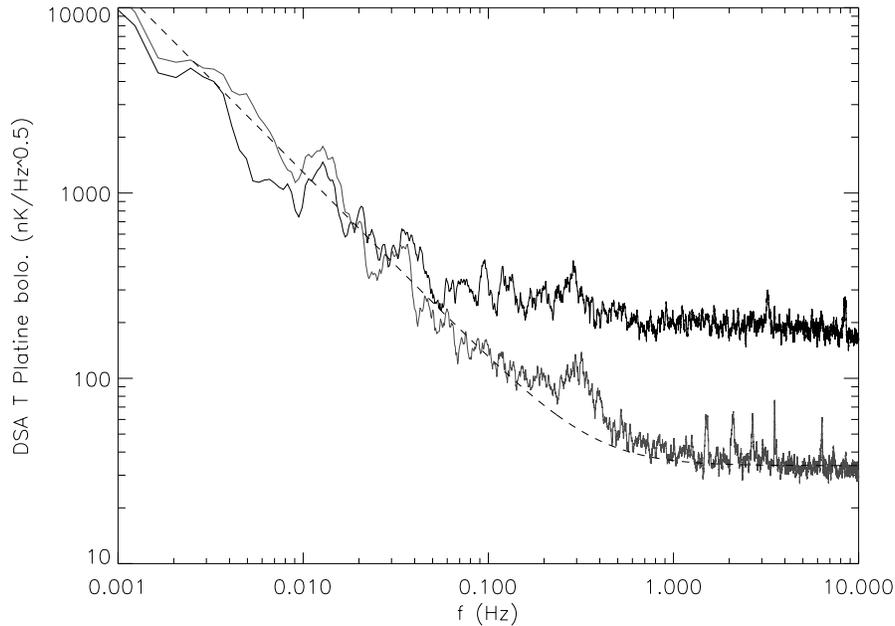


Figure 6.12: *Densité Spectrale d'Amplitude de la température de la platine bolomètres à 96mK mesurée par le bolomètre K13 en noir et le bolomètre 184 en gris. Ces spectres ont été lissés afin d'éliminer les fluctuations statistiques. La courbe en tirets représente l'approximation du spectre provenant du bolomètre 184 avec une composante continue associée à un spectre en $(1/f)^\alpha$. Les polarisations sont identiques à celles de la figure 6.11.*

basses fréquences. Les différences que l'on distingue entre les deux spectres proviennent principalement des erreurs de détermination des responsivités. Le bolomètre 184 étant prévu pour des puissances de background importantes, il présente une conductance thermique et une impédance plus importante que celles du bolomètre K13 ce qui le rend plus sensible aux fluctuations de température. Le spectre obtenu sur ce bolomètre a été ajusté avec une fonction de bruit similaire à l'équation 6.21. On obtient ainsi les paramètres suivants, pour un χ^2 valant 1.02:

$$\begin{cases} NE\Delta T_{thermo} = 33.8nK.Hz^{-0.5} \\ f_{knee} = 0.37Hz \\ \alpha = 2.0 \end{cases} \quad (6.27)$$

Comme précédemment, la partie blanche du spectre correspond à la limite de sensibilité du bolomètre alors que la partie en $1/f^\alpha$ provient des fluctuations de température de la platine bolomètres. On constate que la puissance α du spectre a diminué, résultat du filtrage et de la régulation. Dans le cas présent, on obtient une fréquence caractéristique d'environ $0.6Hz$, ce qui indique que le filtrage n'est pas suffisant. Ceci est attribué à un mauvais contrôle des

chemins thermiques qui peuvent contourner la régulation de température par les plots en plomb.

Résultats - Atténuation obtenue

La figure 6.13 représente l'atténuation obtenue avec cette première architecture thermique ainsi que l'atténuation mesurée du filtre thermique seul. Etant donné qu'en dessous

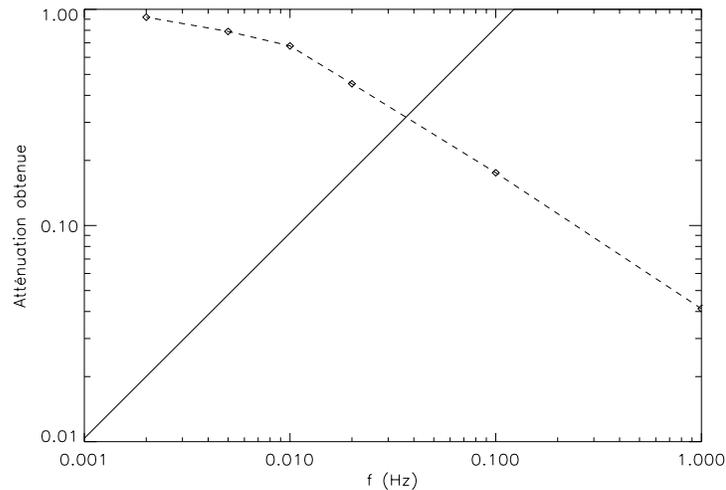


Figure 6.13: Atténuation obtenue avec la première version d'architecture thermique installée sur Symbol. Ce résultat a été obtenu à partir de l'ajustement en $1/f^\alpha$ des spectres des figures 6.12 et 6.6. La courbe en tirets correspond à l'atténuation mesurée sur le filtre thermique seul.

de 10mHz le filtre thermique n'est plus efficace, l'atténuation globale du système thermique à ces fréquences est obtenue grâce à la régulation. On obtient une atténuation d'un facteur 15 à 10mHz ce qui n'est pas suffisant.

6.2.3 Filtre thermique: seconde version

La première version nous a permis de nous familiariser avec ce type d'architecture thermique. La seconde version prend en compte les acquis. Il faut:

- Contrôler tous les chemins thermiques;
- Eviter tout chemin contournant la régulation;
- Augmenter le filtrage passe-bas.

Principe

La platine de régulation de température doit être relativement petite et isolée de la platine froide afin de pouvoir diminuer le temps d'uniformisation thermique. Pour imposer

que les chemins thermiques passent à proximité de la régulation, la platine bolomètres est installée au dessus de la platine de régulation. Aucun lien thermique ne vient court-circuiter cela. On obtient ainsi un système à trois étages empilés: de bas en haut, on trouve la platine froide, la platine de régulation et la platine bolomètres. La liaison thermique entre étages est réalisée par un lien calibré. Celui-ci réalise un filtre du second ordre de fréquence de coupure assez basse afin d'éliminer totalement le pic de la régulation et de filtrer les fluctuations thermiques de la dilution.

Réalisation

Le schéma de réalisation est représenté figure 6.14. De manière identique à la version

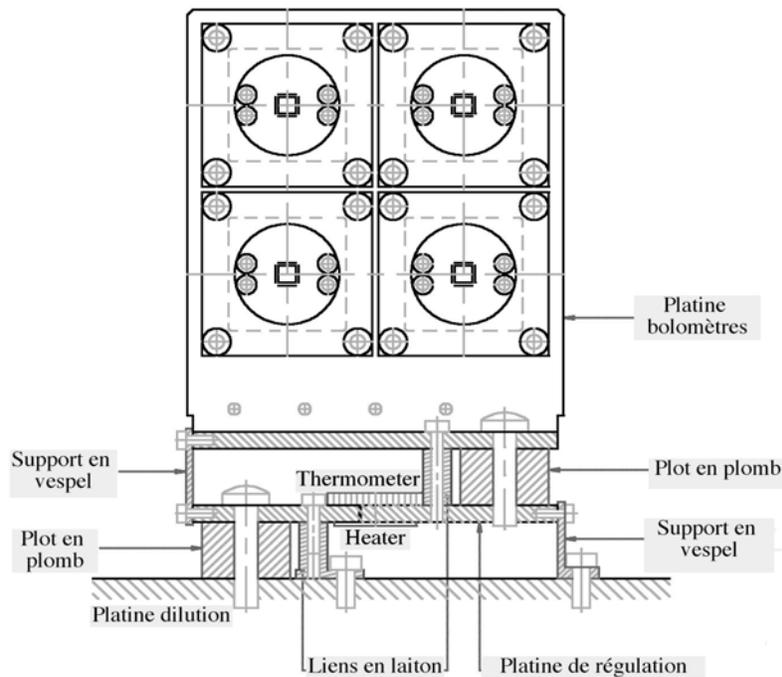


Figure 6.14: Schéma du filtre version 2.1.

précédente, toutes les platines ont été réalisées en cuivre OFHC. Afin d'obtenir une bonne tenue mécanique de l'ensemble et d'assurer le refroidissement du système, les plots en plomb ont été réutilisés avec en plus deux petits supports en vespel SP-3 (Polyimide). La conductance thermique de ces petites pièces est très faible à basse température (de l'ordre de $10^{-7}W/K$). Les liens thermiques sont réalisés en laiton. Les alliages présentent en effet l'avantage d'avoir des caractéristiques thermiques plus reproductibles d'un échantillon à l'autre que les métaux "purs". Si l'on néglige les supports mécaniques, la géométrie présente une forme en "S" qui permet d'imposer aux chemins thermiques de passer au plus près de la régulation. Comme des doutes subsistent quant à l'efficacité des plots en plomb, ceux-ci sont placés parallèlement aux liens thermiques afin de ne pas risquer de créer de chemins thermiques annexes. La thermalisation des câbles électriques a également été prise en compte:

toute liaison électrique parcourant le système est thermalisée sur chacun des étages par des cosses en cuivre vissées. Toutefois, cette thermalisation est difficile à évaluer et il est probable qu'elle n'est pas suffisante.

La figure 6.15 représente le système tel qu'il a été mis en œuvre sur Symbol.

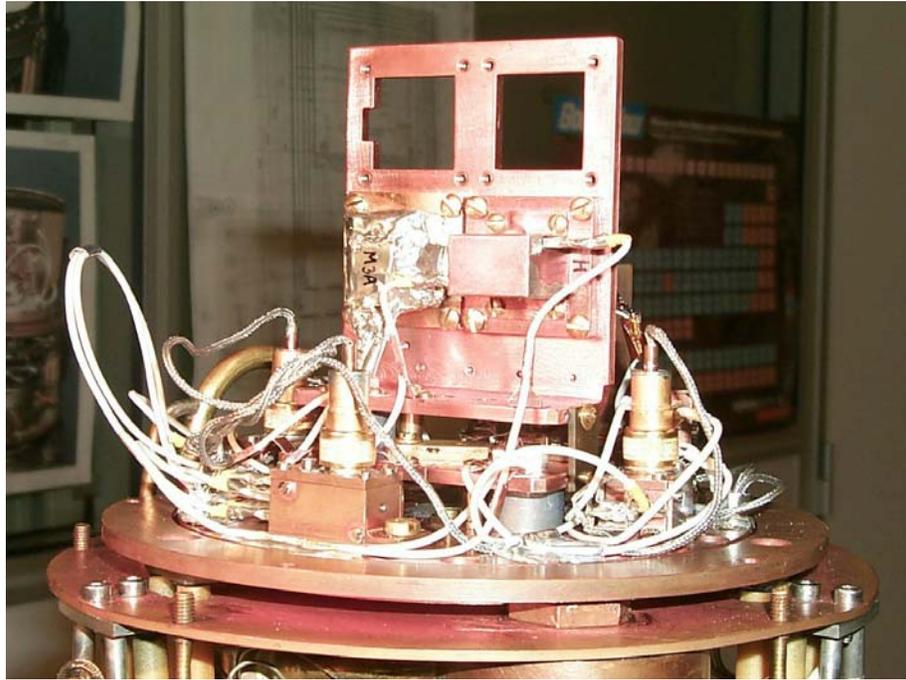


Figure 6.15: Photographie du filtre version 2.1. On distingue le plot en plomb inférieur ainsi que le support en vespel et le lien thermique supérieur.

Modélisation

Fonction de transfert Si l'on néglige les effets des plots en plomb, on peut modéliser le système par un double filtre R-C comme le montre la figure 6.16. Dans ce cas, le système

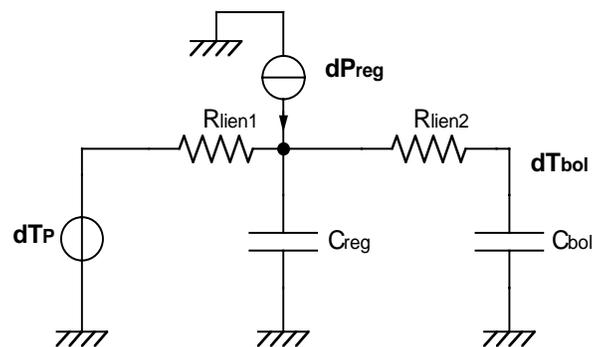


Figure 6.16: Modélisation du filtrage réalisé par la seconde version de l'architecture thermique Symbol. Les notations sont explicites.

présente une fonction de transfert du second ordre de la forme suivante par rapport aux fluctuations de la platine dT_P :

$$\mathcal{H}_{\text{filtre}} = \frac{dT_{bol}}{dT_P} = \frac{1}{(1 + \tau_1 s)(1 + \tau_2 s)} \quad (6.28)$$

La fonction de transfert par rapport aux fluctuations de la puissance dissipée au niveau de la régulation s'écrit:

$$\mathcal{H}_{\text{therm1}} = \frac{dT_{reg}}{dP_{reg}} = \frac{R_{lien1}(1 + \alpha\beta\tau s)}{(1 + \tau_1 s)(1 + \tau_2 s)} \quad (6.29)$$

On retrouve une fonction de transfert similaire à celle utilisée pour la description de l'effet de la régulation de température en 6.1.3, avec un zéro en plus.

Les constantes de temps vérifient les équations suivantes:

$$\begin{cases} \tau_1 + \tau_2 = \tau(1 + \alpha + \alpha\beta) \\ \tau_1\tau_2 = \alpha\beta\tau^2 \end{cases} \quad (6.30)$$

où α est le rapport C_{bol}/C_{reg} , $\beta = R_{lien2}/R_{lien1}$ et $\tau = R_{lien1}C_{reg}$. La figure 6.17 représente les niveaux de τ_1/τ et τ_2/τ dans le plan α, β . Il apparaît que l'une de ces constantes de temps

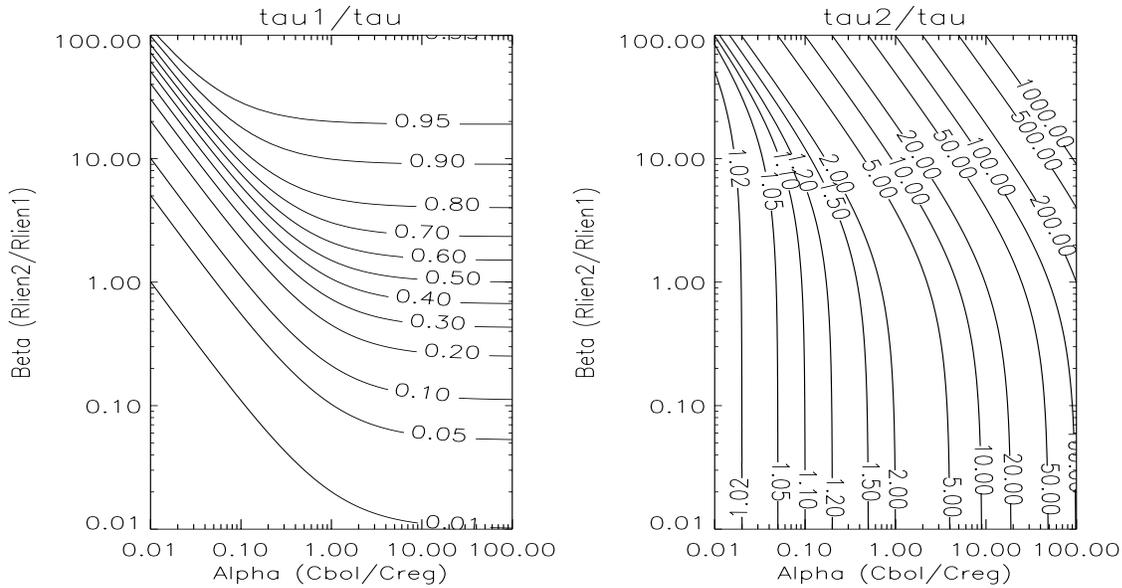


Figure 6.17: Valeurs des constantes de temps τ_1 et τ_2 normalisées à $\tau = R_{lien1}C_{reg}$ pour différentes valeurs des paramètres α et β . Ces constantes de temps caractérisent la fonction de transfert du filtre représenté figure 6.16.

(τ_1) est inférieure à τ et l'autre (τ_2) supérieure. Le système ne peut donc avoir une pente -2 en échelle log-log qu'à une fréquence supérieure à $1/(2\pi\tau_1)$. Dans notre cas, la différence de volume entre la platine bolomètres et la platine de régulation implique $\alpha \simeq 4$. Les valeurs des résistances de lien ne peuvent être différentes de plus d'un ordre de grandeur. En effet,

le choix de la géométrie et du matériau nous permettrait des différences plus importantes. Toutefois, le lien doit présenter une résistance thermique pas trop forte afin de ne pas favoriser des chemins thermiques annexes. Nous avons ainsi opté pour $\beta \simeq 1$ par simplicité. On obtient ainsi les fréquences de coupures suivantes du filtre thermique:

$$\begin{cases} f_{c1} \simeq 0.5Hz \\ f_{c2} \simeq 33mHz \end{cases} \quad (6.31)$$

où l'on a supposé $R_{lien1} \simeq 10^4 K/W$ et $C_{reg} \simeq 60 \mu J/K$. Le filtrage de la régulation est du premier ordre et possède une fréquence de coupure qui vaut dans ces conditions environ $66mHz$ ce qui permet d'atténuer au moins d'un ordre de grandeur le pic de la régulation.

Régime quasi-statique En régime quasi-statique, le système thermique peut être modélisé par le schéma représenté figure 6.18. On suppose la conductance thermique des

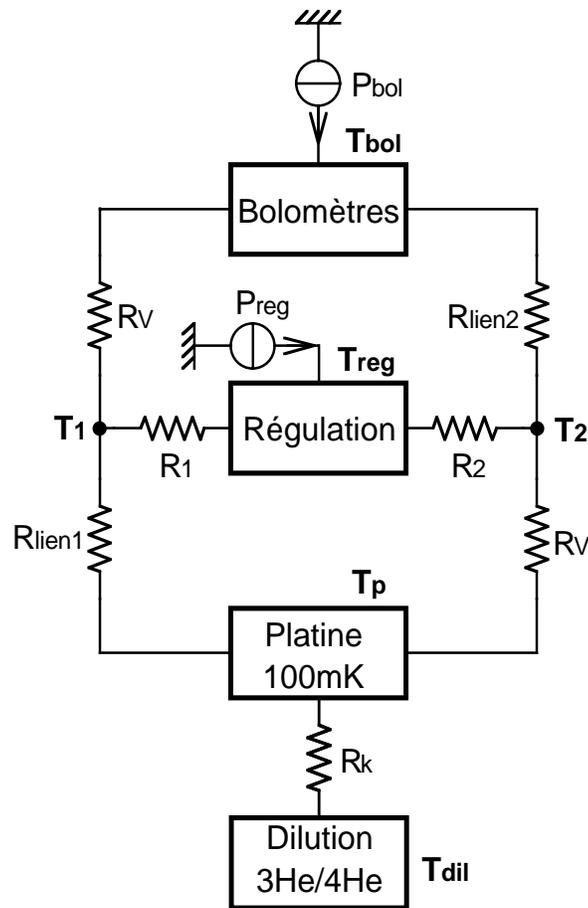


Figure 6.18: Modélisation de la deuxième architecture thermique Symbol. Les notations sont identiques à celles de la figure 6.9. R_1 et R_2 sont les résistances thermiques qui relient respectivement les liens thermiques 1 et 2 à la régulation de température. Les plots en plomb ont été intégré au lien thermique afin de simplifier le schéma.

supports en vespel négligeable par rapport aux autres conductances en jeu. En régime continu, il vient:

$$\begin{cases} T_{bol} - T_{reg} \simeq (R_{lien2} + R_2) P_{bol} \\ T_{reg} - T_P \simeq (R_{lien1} + R_1) (P_{regul} + P_{bol}) \\ T_{bol} - T_{reg} \simeq (R_{lien1} + R_{lien2} + R_1 + R_2) P_{bol} + (R_{lien1} + R_1) P_{regul} \end{cases} \quad (6.32)$$

On se place à présent en régime alternatif mais quasi-statique. Avec les notations utilisées en 6.2.2 et en supposant une régulation de température parfaite soit $dT_{reg} = 0$, on peut déterminer les fluctuations de température provenant de la dilution et atteignant la platine de régulation et la platine bolomètres. Il apparaît comme précédemment un effet de pont diviseur:

$$\begin{cases} dT_P = \frac{R_1 + R_{lien1}}{R_1 + R_{lien1} + R_K} dT_{dil} \\ dT_1 = \frac{R_1}{R_1 + R_{lien1}} dT_P \\ dT_2 = \frac{R_2}{R_2 + R_V} dT_P \\ dT_{bol} = \frac{R_{lien2}}{R_{lien2} + R_V} dT_1 + \frac{R_V}{R_{lien2} + R_V} dT_2 \end{cases} \quad (6.33)$$

On constate de manière similaire à la première version qu'il est nécessaire d'avoir une régulation très bien couplée avec le premier lien thermique soit $R_1 \ll R_{lien1}$ afin d'atténuer au maximum les fluctuations de température arrivant sur la platine de régulation. Les fluctuations de la platine subissent ainsi une atténuation qui n'est pas très importante car on s'attend à des valeurs du même ordre de grandeur pour R_K et R_{lien1} . Pour éviter la présence d'un court circuit thermique via la résistance R_V inférieure, il apparait judicieux de choisir $R_2 \ll R_V$, soit un couplage très fort entre la régulation et ce support en vespel. Ceci est d'autant plus nécessaire que l'atténuation des fluctuations attendue arrivant de ce côté gauche (côté 2) sur la platine bolomètres est proche de l'unité (R_V est grande vis-à-vis des autres résistances). A l'opposée, l'atténuation des fluctuations arrivant par la droite (côté 1) est relativement faible, d'où une contrainte moins importante sur dT_1 . Dans notre cas, les différentes résistances thermiques que l'on attend valent environ:

$$\begin{cases} R_1 \simeq R_2 \simeq 50 K/W \\ R_K \simeq 10^4 K/W \\ R_{lien1} \simeq R_{lien2} \simeq 10^4 K/W \\ R_{plot} \simeq 3 \cdot 10^5 K/W \\ R_V \simeq 10^7 K/W \end{cases} \quad (6.34)$$

On obtient ainsi:

$$\begin{cases} dT_P \simeq \frac{dT_{dil}}{2} \\ dT_1 \simeq \frac{dT_P}{200} = \frac{dT_{dil}}{400} \\ dT_2 \simeq \frac{dT_P}{2 \cdot 10^5} = \frac{dT_{dil}}{4 \cdot 10^5} \\ dT_{bol} \simeq \frac{dT_1}{1000} + dT_2 = \frac{dT_{dil}}{2 \cdot 10^5} \end{cases} \quad (6.35)$$

Un tel système permet ainsi théoriquement de gagner plus de cinq ordres de grandeur sur les fluctuations de température de la dilution en régime quasi-statique.

Résultats expérimentaux - fonction de transfert

Les fonctions de transfert entre étages ont été mesurées en imposant un chauffage sinusoïdal au niveau de la platine froide du cryostat. Un offset permet de stabiliser la valeur moyenne de la température autour de 100mK . Ceci ne correspond cependant pas au point de fonctionnement réel du système qui est obtenu par chauffage au niveau de la platine de régulation. Toutefois, à basse température ($T \lesssim 3\text{K}$) on s'attend à $G_{lien} \sim T$ et $C_{plat} \sim T$ d'où une constante de temps de filtrage qui reste constante. La mesure est donc convenable. Les fonctions de transfert ainsi obtenues sont représentées figure 6.19. On constate à nou-

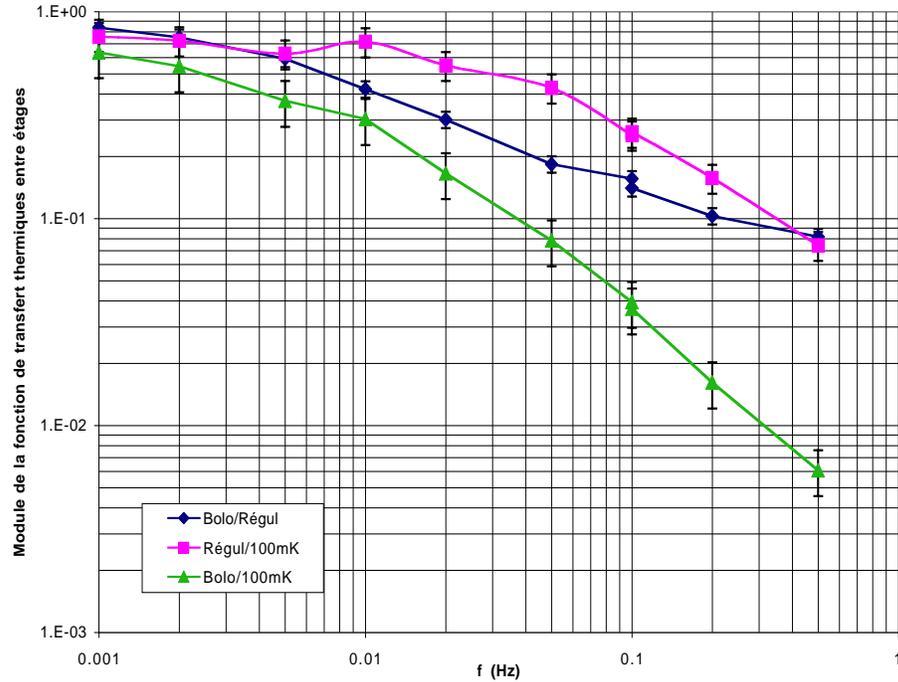


Figure 6.19: *Fonctions de transfert du filtre version 2.1.*

veau que la fonction de transfert entre la platine de régulation et la platine bolomètres ne présentent pas une pente égale à -1 en échelle log-log, mais plutôt environ -0.5 . Par contre, on retrouve une pente égale à -1 pour la fonction de transfert entre la platine froide et la platine bolomètres. La fréquence de coupure est cependant plus faible que le calcul, environ 0.01Hz , ce qui augmente le filtrage. La capacité calorifique des plots en plomb négligée dans notre modèle, explique sans doute cette différence.

Résultats - Spectres de bruits

La configuration des voies de mesure a été la suivante:

- Platine de régulation: le thermomètre Th1 de Caltech/JPL.
- Platine bolomètres: le bolomètre "toile d'araignée" K34 de Caltech/JPL et une

résistance à couche métallique de $10M\Omega$ afin de contrôler les niveaux de bruit électrique.

Les variations de tension mesurées au niveau de ces charges ainsi que les spectres correspondants sont représentés figure 6.20. On constate à présent la disparition complète du pic

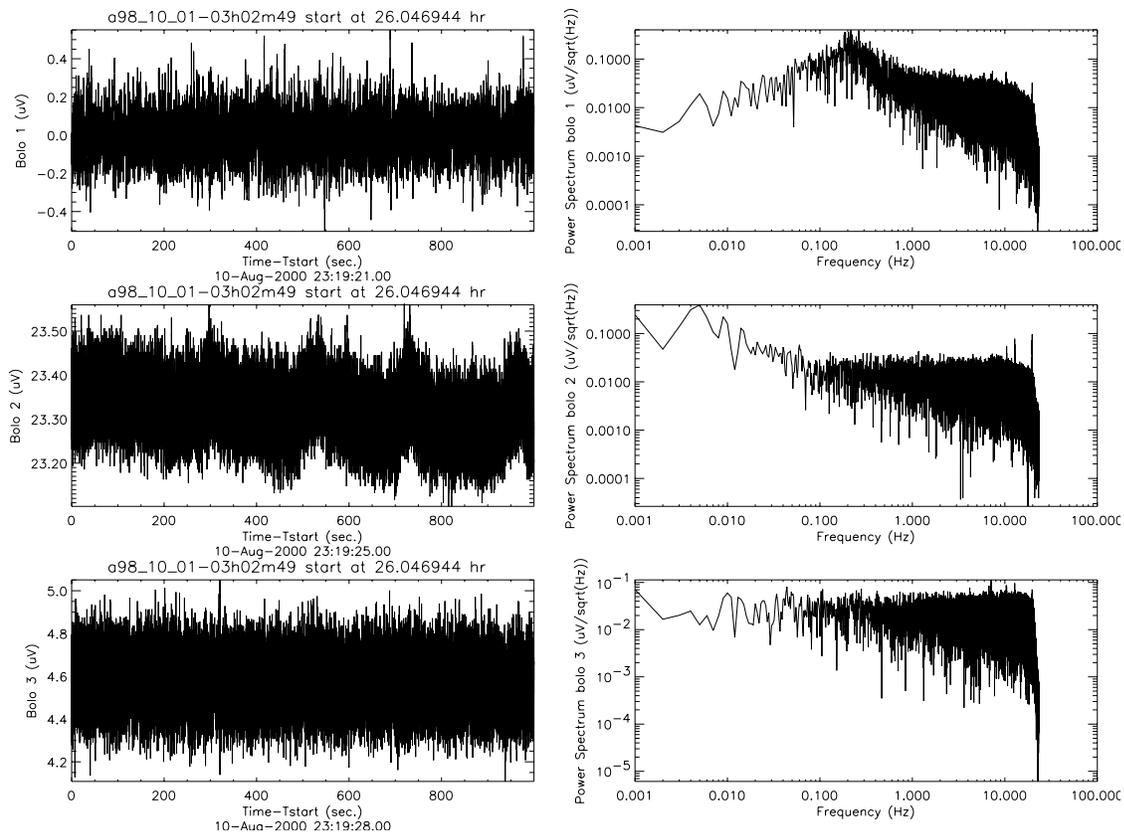


Figure 6.20: *Fluctuations de tension dans le domaine temporel (colonne de gauche) et fréquentiel (colonne de droite) mesurées à 100mK, de haut en bas, sur le thermomètre JB1 en régulation, le bolomètre "spiderweb" K34 et une résistance de 10MΩ. Les polarisations sont les suivantes: Thermomètre JB1: $R = 27.75M\Omega$, $I = 0.460nA$. Bolomètre K34: $R = 9.913M\Omega$, $I = 0.230nA$. Résistance 10MΩ: $R = 10.75M\Omega$, $I = 0.360nA$.*

de la régulation sur le bolomètre ce qui montre l'amélioration du filtrage par rapport à la version précédente. Le bolomètre présente une remontée de bruit aux basses fréquences dès $0.03Hz$ que l'on distingue également sur le signal temporel. Par ailleurs, le spectre de bruit sur la résistance est plat jusqu'à environ $1mHz$, avec un niveau supérieur d'un facteur 2 par rapport au bruit Johnson. La remontée aux basses fréquences présente au niveau du bolomètre est donc le plus vraisemblablement d'origine thermique. Nous avons attribué ces fluctuations à la présence de chemins thermiques pouvant contourner l'ensemble thermomètre/chauffage sur la platine de régulation.

Pour diminuer cet effet, nous avons réalisé deux entailles autour de la régulation, ce qui

définit la version 2.1 de l'architecture thermique. La mise en froid suivante nous a permis de vérifier l'amélioration. Le spectre de bruit traduit en NEP du bolomètre K34 est représenté figure 6.21. Celui-ci est quasiment plat jusqu'à $0.01 Hz$ et de niveau de NEP égale à $1.5 \cdot 10^{-17} W \cdot Hz^{-0.5}$ ce qui entre dans les spécifications Planck-HFI pour les canaux de fréquence supérieure à $217 GHz$ [Bhatia et al. 1999].

Toutefois, afin de vérifier le niveau de fluctuations de température obtenu, il a été nécessaire

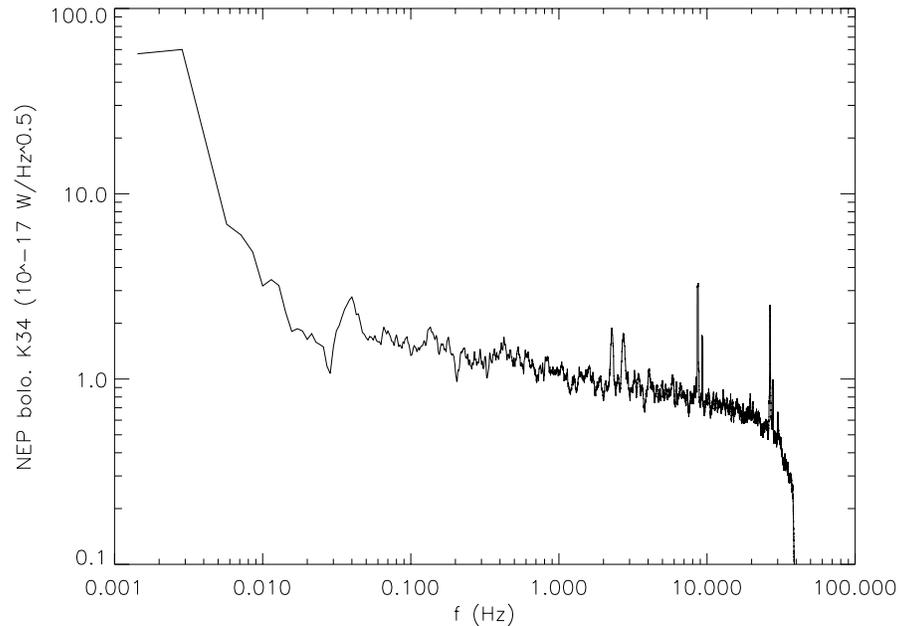


Figure 6.21: *Puissance équivalente de bruit électrique mesurée sur le bolomètre K34 à 100mK. La stabilité est obtenue grâce à l'architecture thermique Symbol V2.1. Ce spectre a été lissé afin d'éliminer les fluctuations statistiques. La polarisation est la suivante: $R = 9.602 M\Omega$, $I = 0.230 nA$. Le bolomètre K34 présente une responsivité égale à $4.4 \cdot 10^{-11} W/K$, ce qui donne environ $230 nK \cdot Hz^{-0.5}$ pour $NEP = 10^{-17} W \cdot Hz^{-0.5}$.*

d'utiliser des thermomètres plus sensibles avec un bruit en dessous de $20 nK \cdot Hz^{-0.5}$. Les thermomètres Haller-Beeman du type Ge NTD optimisés pour Planck-HFI (cf. chapitre 7) nous ont ainsi permis de réaliser une telle mesure. La configuration des voies de mesure a été la suivante:

- Platine froide: thermomètre G numéro 1.
- Platine de régulation: thermomètres H numéro 1 et 2, un seul étant utilisé dans la boucle de régulation.
- Platine bolomètres: thermomètre G numéro 2 et une résistance à couche métallique de $10 M\Omega$ afin de contrôler les niveaux de bruit électrique.

Les variations temporelles des mesures ainsi que les spectres correspondants sont représentés figure 6.22 et 6.23. Il apparaît que l'allure des fluctuations de température mesurées sur

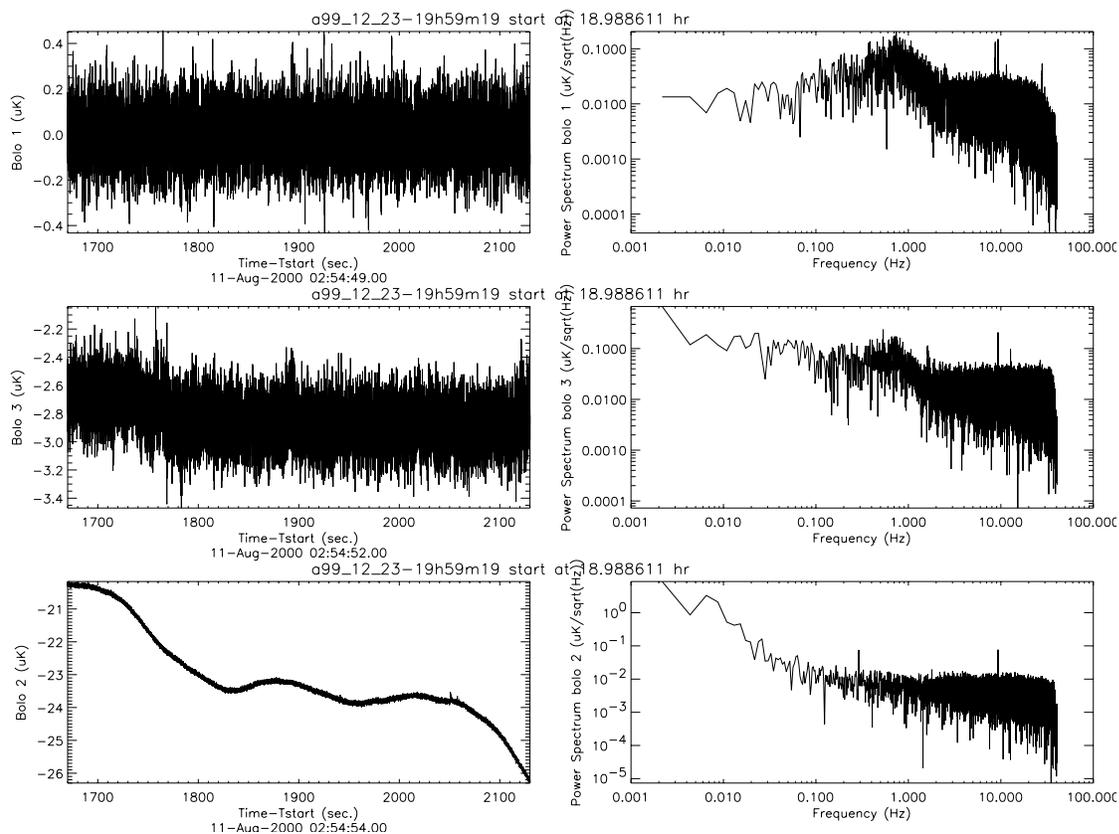


Figure 6.22: *Fluctuations de température dans le domaine temporel (colonne de gauche) et fréquentiel (colonne de droite) mesurées à 100mK, de haut en bas, sur les thermomètres Ge NTD H1 en régulation, H2 sur platine de régulation et G1 sur platine froide. Les polarisations sont les suivantes: Ge NTD H1: $R = 7.77M\Omega$, $I = 2.99nA$. Ge NTD H2: $R = 4.28M\Omega$, $I = 3.99nA$. Ge NTD G1: $R = 6.93M\Omega$, $I = 9.99nA$.*

la platine de régulation est différente pour les deux thermomètres placés sur cet étage. En particulier, le spectre du thermomètre n'entrant pas dans la boucle de régulation présente un plateau aux fréquences inférieures à environ 0.1Hz . Le spectre de la résistance de $10M\Omega$ est plat dans la bande explorée, ce qui indique que les spectres ne sont pas pollués par l'électronique. De plus les fluctuations de la platine bolomètres présentent une remontée en $1/f$ dès 0.1Hz . La figure 6.25 représente la Densité Spectrale d'Amplitude des fluctuations de température mesurées au niveau de la platine bolomètres. La remontée basse fréquence peut venir du bruit basses fréquences internes au thermomètre, ou des fluctuations de température. Il est intéressant de noter que le niveau aux fréquences les plus basses semble compatible avec le spectre obtenu sur le bolomètre K34 (cf. figure 6.21), malgré une faible sensibilité en température de ce dernier. Ceci favorise l'origine thermique de ces fluctuations basses fréquences. On peut cependant affirmer que les fluctuations de température

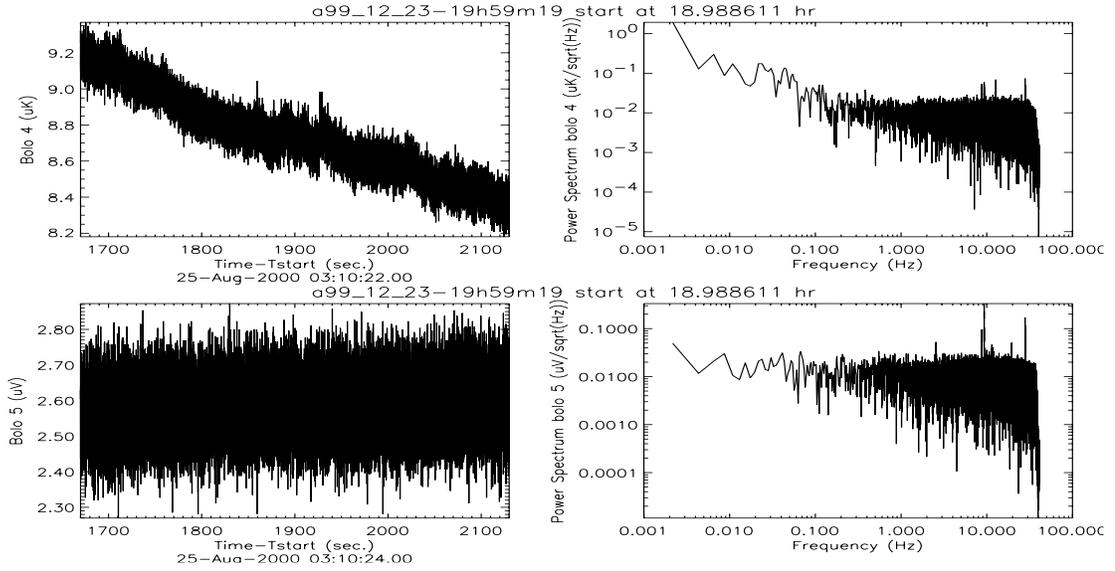


Figure 6.23: *Fluctuations de température ou de tension dans le domaine temporel (colonne de gauche) et fréquentiel (colonne de droite) mesurées à 100mK, de haut en bas, sur le thermomètre Ge NTD G2 et la résistance à couche métallique de 10MΩ sur platine bolomètres. Les polarisations sont les suivantes: Ge NTD G2: $R = 4.73M\Omega$, $I = 7.99nA$. $R = 10M\Omega$: $R = 9.94M\Omega$, $I = 0.99nA$.*

sont inférieures ou égales à ce bruit en excès. Le spectre obtenu sur ce thermomètre a été ajusté avec une fonction de bruit similaire à l'équation 6.21. On obtient ainsi les paramètres suivants, pour un χ^2 valant 0.99:

$$\begin{cases} NE\Delta T_{thermo} = 9.3nK.Hz^{-0.5} \\ f_{knee} = 0.25Hz \\ \alpha = 2.0 \end{cases} \quad (6.36)$$

Comme précédemment, la partie blanche du spectre correspond à la limite de sensibilité du thermomètre alors que la partie en $1/f^\alpha$ correspond à l'excès de bruit. Cet excès nous donne une valeur supérieure des fluctuations de température de la platine bolomètres. On constate que la puissance α du spectre est cependant identique, aux fluctuations statistiques près, à celle obtenue avec le bolomètre 184 sur la version 2.0 de ce filtre. Si l'on considère que cet excès de bruit provient des fluctuations de température, on obtient une fréquence caractéristique d'environ $0.1Hz$ ce qui est encore trop grand pour Planck-HFI, mais ce qui est mieux que les $0.6Hz$ obtenus avec la version 1.

Résultats - Atténuation obtenue

La figure 6.25 représente une valeur supérieure de l'atténuation obtenue avec cette architecture thermique ainsi que l'atténuation mesurée du filtre thermique seul. La régulation permet ainsi à $10mHz$ de diviser par 15 les fluctuations de température que l'on attendrait

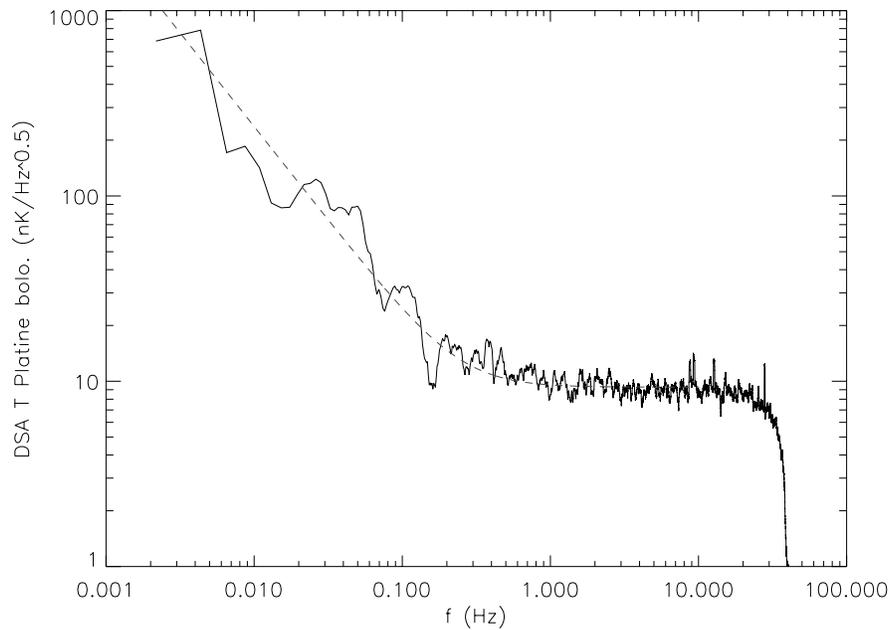


Figure 6.24: *Densité Spectrale d'Amplitude de la température de la platine bolomètres à 100mK mesuré par le thermomètre Ge NTD G2. Ce spectre a été lissé afin d'éliminer les fluctuations statistiques. La courbe en tirets représente l'approximation du spectre avec une composante continue associée à un spectre en $(1/f)^\alpha$. La polarisation du thermomètre est identique à celle de la figure 6.23.*

avec le filtre seul. L'atténuation globale atteint environ 50 à 10mHz. Il manque ainsi un ordre de grandeur pour entrer dans les spécifications Planck-HFI.

6.2.4 Conclusions: Applications à Planck-HFI

Principes

Les principes utilisés sur la version 2 de l'architecture thermique Symbol posent les bases des règles à suivre pour réaliser la version Planck-HFI et atteindre la spécification:

- La régulation doit se trouver sur un étage intermédiaire, relié par des filtres thermiques vers la platine de base et vers la platine qui supporte les bolomètres. Le filtrage vers les bolomètres doit être suffisant pour éliminer le pic de la régulation.
- Les chemins thermiques doivent être maîtrisés au maximum, en imposant un "goulot d'étranglement" au niveau de la régulation. Si cela n'est pas possible, il faut atténuer par filtrage passif les composantes contournant la régulation et se trouvant dans la bande de fréquence utile.
- Le filtre thermique passif doit être capable d'atténuer au maximum les fluctuations

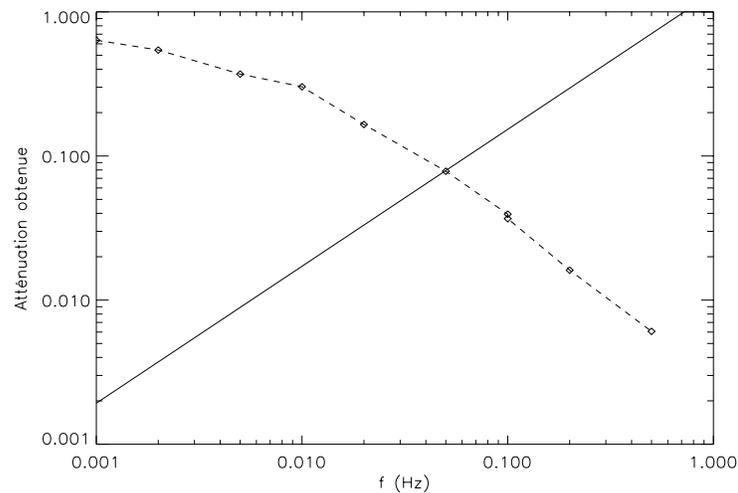


Figure 6.25: *Atténuation obtenue avec la seconde version d'architecture thermique réalisée sur Symbol. Ce résultat a été obtenu à partir de l'ajustement en $1/f^\alpha$ des spectres des figures 6.24 et 6.6. La courbe en tirets correspond à l'atténuation mesurée sur le filtre thermique seul.*

thermiques, sachant que la régulation de température ne permet de gagner qu'un peu plus d'un ordre de grandeur à la fréquence utile la plus basse, soit environ 10mHz .

Le principe de l'architecture Planck-HFI est représenté figure 6.26. Etant donné la masse de la platine bolomètres (environ 3kg), il est nécessaire d'avoir un support mécanique solide qui peut être le lien thermique lui-même. Ce cas est préférable du point de vue thermique car cela réduit les risques de court-circuits thermiques.

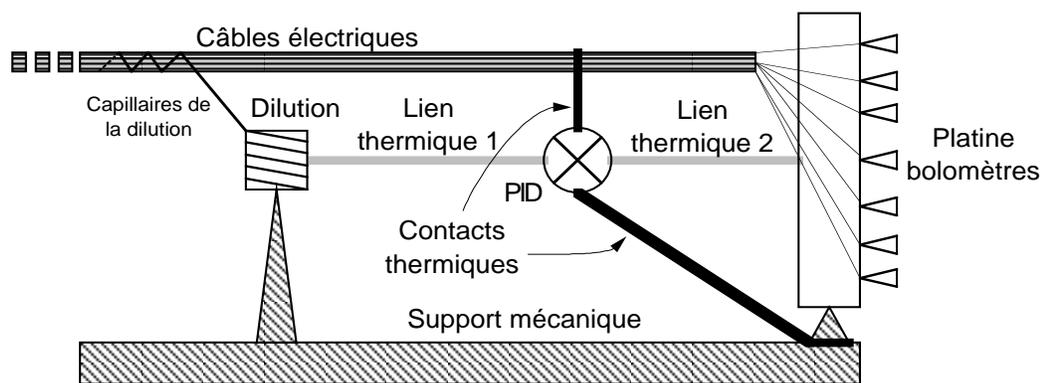


Figure 6.26: *Principe de l'architecture thermique prévue pour Planck-HFI.*

La régulation de température

Il est important de noter l'utilité de la régulation de température: celle-ci permet en effet d'assurer la stabilité thermique sur de longues périodes. Or la calibration des canaux hautes fréquences de Planck-HFI sera obtenue par comparaison avec les mesures de l'expérience COBE-FIRAS [Pajot 2000]. Cette dernière possède une résolution spatiale de 7° . Or la mesure de Planck-HFI ne couvrira une bande d'une telle largeur sur le ciel qu'en une semaine d'observation, ce qui nécessite une réponse stable de la chaîne de détection sur une telle période. Ceci n'est possible qu'avec une régulation de température.

Quelques ordres de grandeur...

Planck-HFI disposera d'une puissance de refroidissement totale d'environ $100nW$ à $100mK$. On estime à au plus $10nW$ la puissance totale dissipée au niveau de la platine bolomètres et $10nW$ pour la régulation de température. Si l'on admet une différence de température de $2mK$, cela conduit à un lien thermique global de conductance égale à $G = 10\mu W/K$. La capacité calorifique de la platine bolomètres est estimée à $C = 1mJ/K$ (3kg de cuivre) ce qui produit une constante de temps $\tau = C/G = 100s$ sans aucun effort complémentaire.

6.2.5 Architecture thermique Symbol: troisième version

Cette version 3 de l'architecture thermique Symbol est similaire dans son principe à la version 2. Elle a toutefois été réalisée de manière à obtenir des caractéristiques thermiques qui se rapprochent au mieux de HFI. On utilise de plus des matériaux de forte chaleur spécifique afin d'atténuer passivement au maximum les fluctuations de température. Cette version n'a pas encore été testée.

Les matériaux à forte capacité calorifique

Les matériaux ayant deux niveaux d'énergie accessibles présentent des capacités calorifiques qui ont un maximum aux basses températures [Chapellier 1999b, Garoche 1999b, Pobell]. C'est ce que l'on appelle l'anomalie de Schottky, qui peut être généralisée lorsqu'il y a plusieurs niveaux d'énergie accessibles.

Dans les métaux, cet excès de chaleur spécifique est attribué aux noyaux. Ces derniers vont être relaxés par les électrons avec un temps caractéristique τ_1 qui vérifie la loi de Korringa $\tau_1 \times T = \text{constante}$. Cet excès de chaleur spécifique n'est donc accessible que pour des périodes supérieures à τ_1 .

Jean-Pierre Torre est à l'origine de l'introduction de ces matériaux dans l'architecture thermique à 0.1K de Planck-HFI. Les matériaux de ce type a priori intéressants pour Planck-HFI sont l'holmium, le constantan et le manganin. La figure 6.27 représente les variations de chaleur spécifique de ces matériaux.

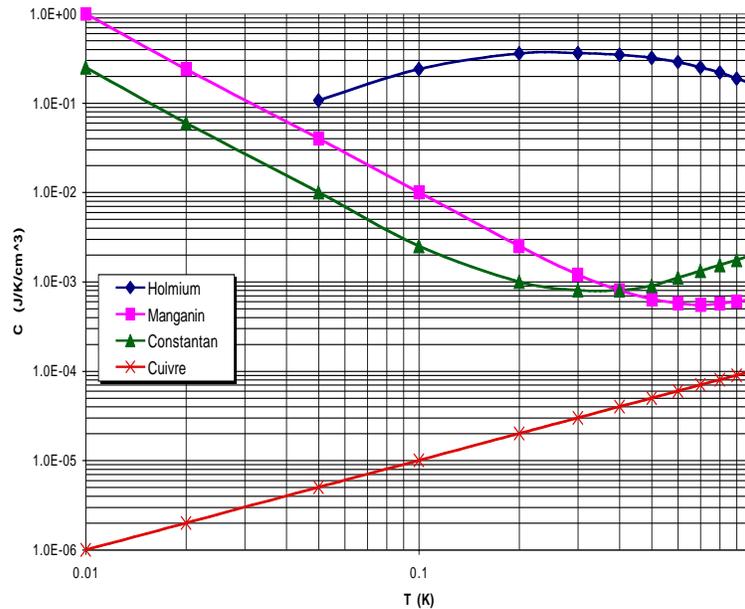


Figure 6.27: Chaleur spécifique de l'holmium, du manganin et du constantan comparée à celle du cuivre [Torre, communication personnelle]. Ces trois matériaux présentent une anomalie de Schottky.

Principe de l'architecture Version 3

Le schéma de montage de l'architecture thermique Symbol version 3 est représenté figure 6.28. La capacité thermique de la platine bolomètre a été augmentée par l'ajout d'une petite rondelle de manganin afin d'atteindre la valeur de Planck-HFI. Ce système s'apparente à la version 2 avec quelques différences:

1. Le principe des plots en plomb a été abandonné, au profit de tubes en inox "fine paroi" disposés pour une bonne tenue mécanique de l'ensemble. La conductance thermique par pied (ensemble de 2 tubes) est estimée à $300nW/K$ ce qui n'est pas totalement négligeable par rapport au lien qui doit faire environ $10\mu W/K$. Pour atténuer au maximum les fluctuations passant par le support, on insère une plaque en matériau de forte capacité calorifique sur la partie supérieure des supports. Avec une plaque en manganin, on obtient une constante de temps par pied qui atteint $3000s$ ce qui produit une atténuation de plus de deux ordres de grandeur à $15mHz$.
2. Une platine intermédiaire a été insérée entre la platine froide et la platine de régulation afin de pouvoir injecter des perturbations thermiques à l'entrée du système.
3. Il apparait un deuxième étage de régulation au niveau du lien thermique.

Une photographie de ce système est représentée figure 6.29. Il est actuellement en cours de montage sur Symbol afin d'effectuer les premiers tests durant le dernier trimestre 2000.

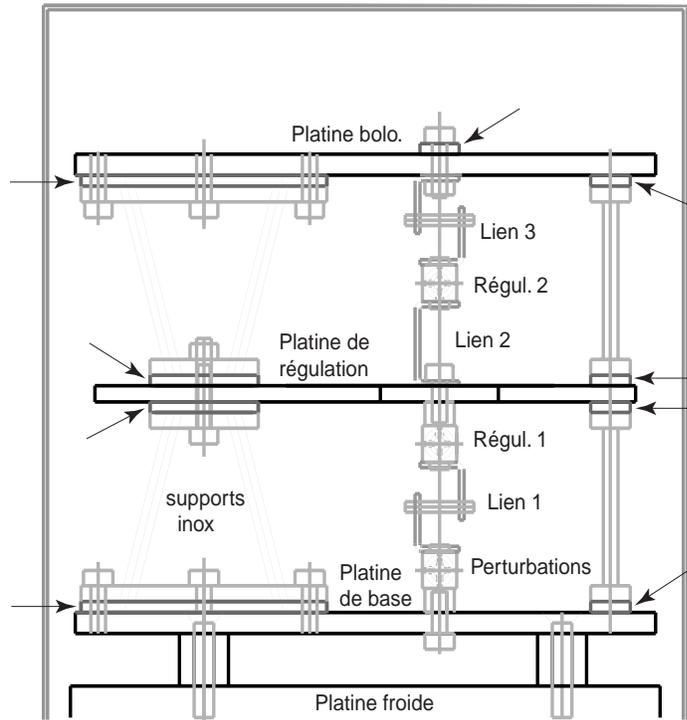


Figure 6.28: Schéma de la version 3 de l'architecture thermique de Symbol. Les flèches indiquent les pièces en matériau de forte capacité calorifique.

6.3 L'alliage YHo

L'idée de réaliser et d'utiliser cet alliage provient d'Alain Benoit et de Karine Madet du CRTBT.

6.3.1 Motivations

Le problème d'une architecture thermique réside principalement dans l'obtention d'un filtrage conséquent (que l'on peut obtenir par une isolation thermique) tout en assurant une tenue mécanique correcte. Les contraintes liées à une application spatiale ajoutent encore des marges de sécurité supplémentaires. L'idée consiste ici à utiliser le filtrage dû à la propagation thermique le long d'un matériau de faible diffusivité thermique (cf. 6.1.2). Pour obtenir une faible diffusivité, une forte capacité calorifique est nécessaire, d'où l'utilisation de l'holmium. Toutefois, ce matériau pur présente une conductivité thermique trop importante. Il a ainsi été ajouté de l'yttrium pour former un alliage [Madet, communication personnelle]. Ces deux éléments ont des caractéristiques physiques proches qui permettent de former l'alliage YHo pour des quantités égales d'holmium et d'yttrium [Heurtel & Piat 2000].

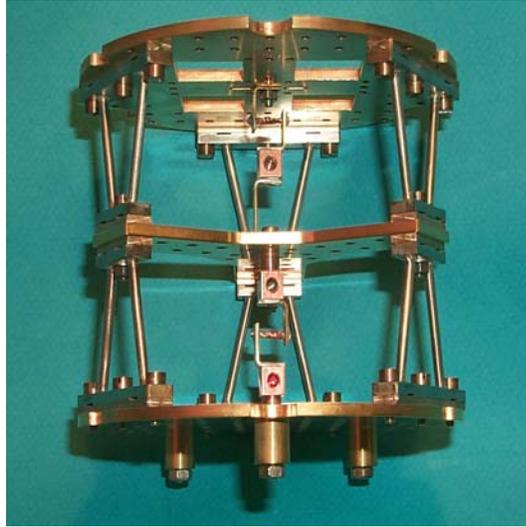


Figure 6.29: Photographie de l'architecture thermique de Symbol, troisième génération.

6.3.2 Caractéristiques thermiques à 100mK

Si l'on suppose la capacité calorifique de l'alliage YHo dominée par l'holmium, on obtient $C = 0.13 \text{ J/cm}^3/\text{K}$ qui est la capacité thermique des noyaux. La conductivité a été mesurée par Karine Madet et vaut environ $k = 25 \text{ mW/m/K}$. La fonction de transfert théorique de l'alliage YHo est représentée figure 6.30. Celle-ci dépend de la constante de Korringa de l'holmium qui est la principale inconnue, mais aussi de la capacité calorifique des électrons et des noyaux, C_e et C_n ainsi que de la conductivité thermique k du barreau. On constate qu'avec seulement 1cm d'alliage YHo, on peut espérer obtenir une atténuation d'au moins 4 ordres de grandeur pour des fréquences supérieures à 10mHz.

6.3.3 Premières mesures

Les premières mesures d'atténuation obtenue par un barreau de YHo ont été réalisées sur Symbol en collaboration avec le CRTBT.

Principe de mesure

La mesure consiste à imposer une oscillation de température à l'entrée du barreau YHo et à évaluer en différents points l'atténuation obtenue en température.

Montage

Le barreau de YHo testé faisait 20mm de long pour une section de 1mm par 2mm. Le principe du montage est représenté figure 6.31 et 6.32. La résistance de chauffage permet de réaliser une oscillation de température au niveau de la platine de cuivre. Les quatres thermomètres du type Matsushita mesurent les oscillations de température en quatre

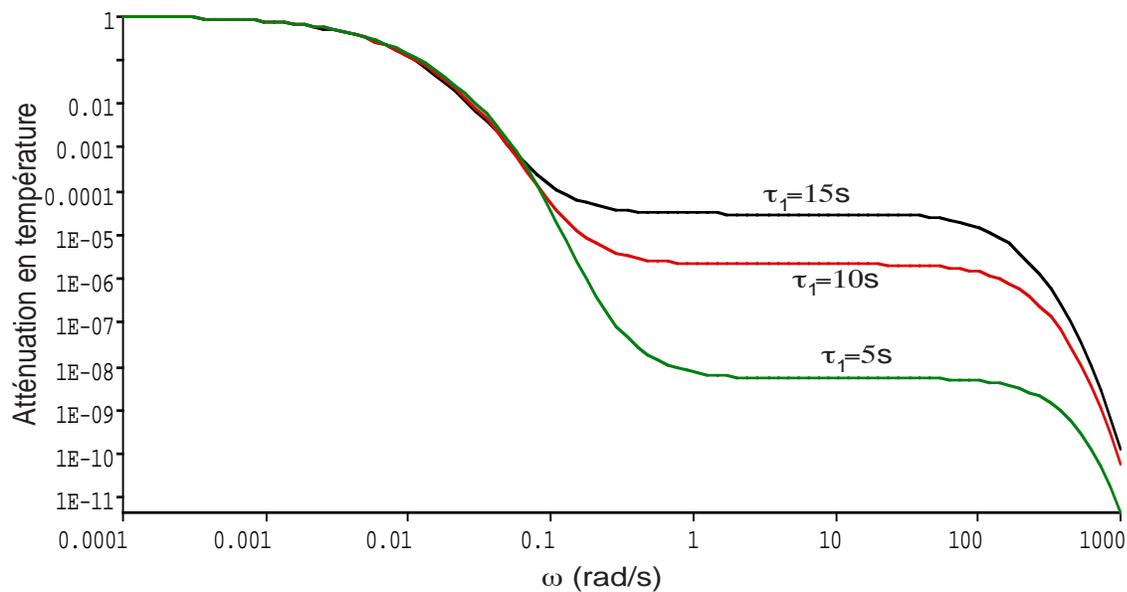


Figure 6.30: Atténuation théorique d'un barreau de YHo de 10mm de longueur à 100mK pour différentes valeurs de la constante de temps τ_1 de l'holmium. Les hypothèses sont les suivantes: $C_e = 6.32 \cdot 10^{-5} \text{J/cm}^3/\text{K}$, $C_n = 0.13 \text{J/cm}^3/\text{K}$, $k = 25.8 \text{mW/K/m}$ [Madet, communication personnelle]

points du barreau espacés d'environ 5mm. Ces thermomètres sont collés à la Stycast sur le barreau et sont lus par les électroniques MLPA où les capacités de polarisation ont été augmentées à 51.7pF afin d'obtenir des courants de polarisation plus importants. La chaîne thermométrique ainsi réalisée a été calibrée au préalable.

Afin de limiter au maximum les fluctuations de température qui pourraient remonter via les contacts électriques des thermomètres, la platine 100mK est régulée par un système de lecture du type ORPX distribué par Barras Provence [Barras Provence] et un thermomètre du type RuO_2 . Une jauge de contrainte de 350Ω est utilisée comme chauffage. Ce système permet de réguler la température de la platine 100mK à environ $100\mu\text{K}$ près. On espère ainsi pouvoir mesurer une atténuation de l'ordre de 10^{-4} au niveau du barreau si l'on suppose une oscillation de 10mK d'amplitude pic-pic et une contribution de 1% provenant des câbles électriques. Etant donné la bande de fréquence que l'on a couvert durant cette mesure, de 1mHz à 10Hz, il a été nécessaire d'ajuster les paramètres de la régulation de température à chaque fréquence.

Résultats

Les atténuations obtenues sont représentées figure 6.33. On constate plusieurs désaccords pour des longueurs de barreau pourtant identiques. Ceci peut s'expliquer par des mauvais contacts thermiques au niveau de certains thermomètres, ainsi que par leur sensibilité lim-

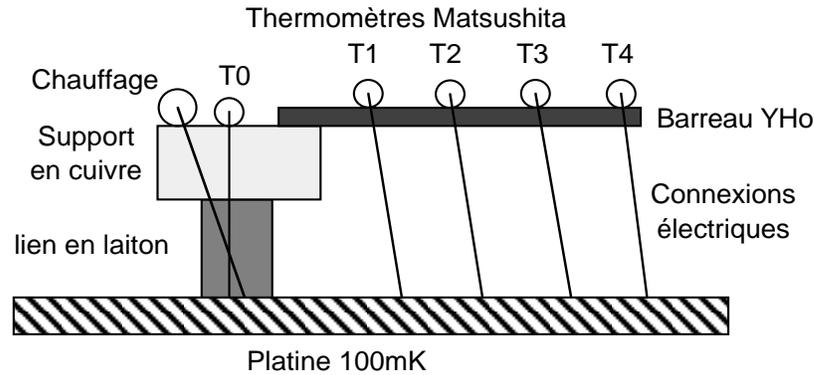


Figure 6.31: Montage du barreau de YHo dans Symbol.

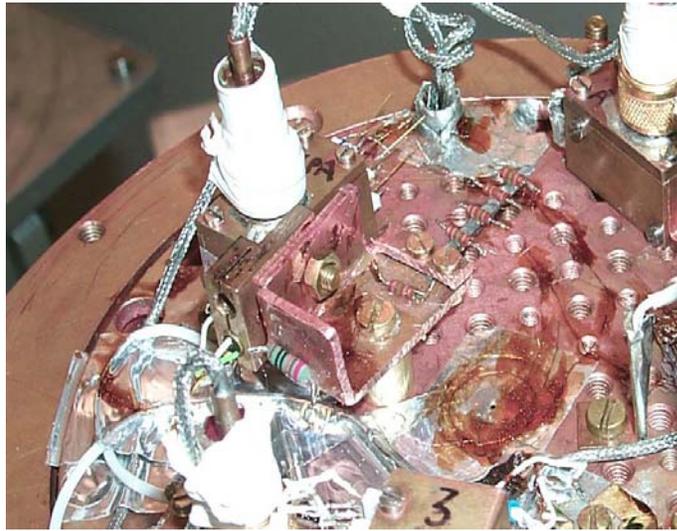


Figure 6.32: Photographie du montage du barreau de YHo dans Symbol. On distingue le barreau de YHo de couleur gris foncé, ainsi que le support en cuivre et une partie du plot en laiton.

ite. Une atténuation d'environ deux ordres de grandeur est cependant obtenue pour une longueur de barreau YHo d'environ 5mm et des fréquences supérieures à 10mHz, ce qui est remarquable.

Tentative de détermination des paramètres de l'alliage YHo

La difficulté d'une telle mesure réside d'une part aux basses fréquences où la régulation de température de la platine 100mK a des difficultés à compenser la forte amplitude. D'autre part, aux fréquences supérieures à environ 1Hz, la diaphonie entre thermomètres apparaît et devient dominante. Nous avons ainsi supprimé de l'analyse les fréquences supérieures à 1Hz, ainsi que les mesures faisant intervenir T_0 aux fréquences inférieures à $1mHz$. Par ailleurs, les atténuations où apparaissent T_3 et T_4 semblent marginales d'où leur suppression. Les

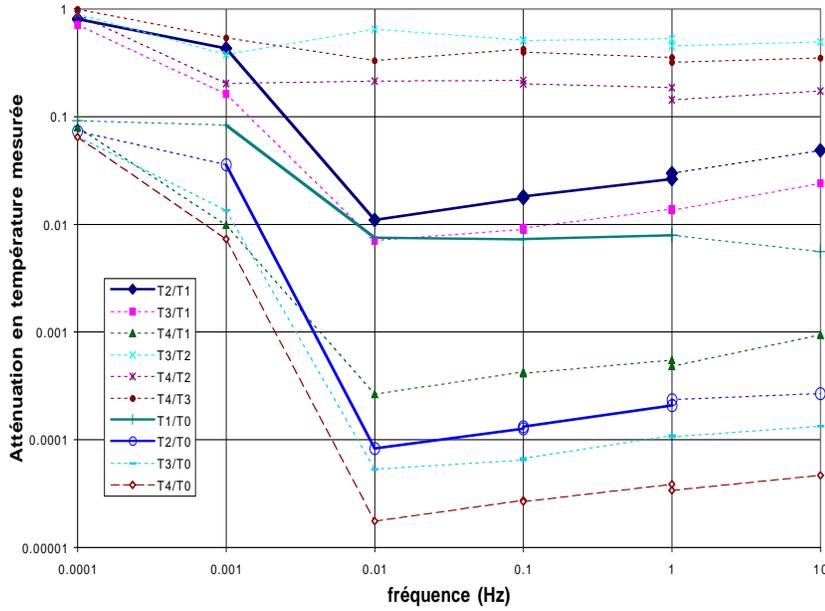


Figure 6.33: Mesure de l'atténuation en température obtenue en différents points du barreau de YHo. L'espacement entre chaque température est d'environ 5mm. Les courbes en pointillé sont supposées marginales (cf. texte).

mesures qui subsistent sont représentées en traits pleins figure 6.33. Grâce à la formule analytique de la fonction de transfert théorique d'un barreau de YHo, un ajustement sur les valeurs de T_2/T_1 a été obtenu et semble correspondre aux autres valeurs d'atténuation, particulièrement pour T_2/T_0 comme le montre la figure 6.34. Cet ajustement a été réalisé sur τ_1 et C_n en supposant $C_e = 6.32 \cdot 10^{-5} J/cm^3/K$ et $k = 25 mW/K/m$ connus. On obtient ainsi, en supposant 5% d'erreur sur les mesures:

$$\begin{cases} \tau_1 = (27 \pm 18) s \\ C_n = (0.7 \pm 0.3) J/cm^3/K \end{cases} \quad (6.37)$$

Ces valeurs donnent une première idée des caractéristiques de ce nouveau matériau qu'est YHo. Des mesures complémentaires sont toutefois nécessaires si l'on désire plus de précisions. On attend en particulier les mesures de l'expérience Archeops qui a intégré cet alliage à son architecture 100mK. Quoiqu'il en soit, une atténuation d'environ deux ordres de grandeur a été mesurée à 10mHz sur une longueur de 5mm ce qui démontre l'utilité de ce matériau. Pour l'étage 100mK de Planck-HFI, 10mm de barreau YHo permettent d'atteindre la spécification de fluctuation de température au niveau des bolomètres. Cet alliage est actuellement en cours de certification spatiale en vue de son utilisation sur Planck-HFI [Heurtel & Piat 2000].

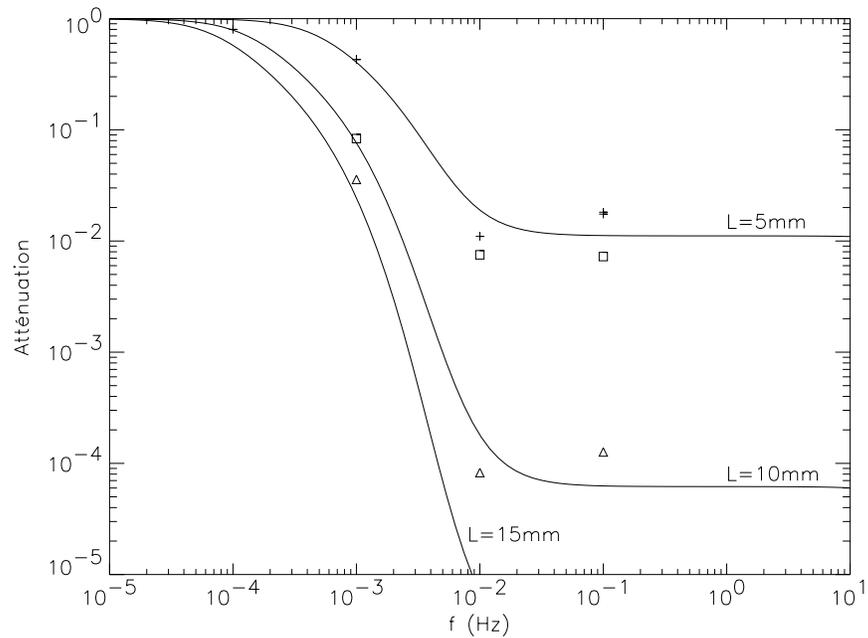


Figure 6.34: Ajustement par un modèle théorique de l'atténuation T_2/T_1 obtenue avec le barreau YHo mesuré sur Symbol. Les paramètres de l'ajustement sont décrits dans le texte. Les symboles représentent les mesures réalisées: les croix pour T_2/T_1 , les carrés pour T_1/T_0 et les triangles pour T_2/T_0 .

Conclusion

L'alliage YHo apparaît ainsi comme très prometteur pour Planck-HFI. Avec une constante de temps de l'ordre de $4000s$ sur seulement $10mm$ de longueur de barreau, il permet d'atteindre la spécification de stabilité de température de l'étage des bolomètres uniquement de manière passive.

Pour l'étalonnage de HFI, j'ai montré qu'il est nécessaire d'avoir un étage actif. Associé à l'alliage YHo, l'étage de régulation doit être placé à proximité de la dilution afin d'avoir une constante de temps de l'ordre de quelques dizaines de secondes. La régulation peut alors être très lente puisque le filtre passif atténue dès $40\mu Hz$. Dans ce cas, il faut faire particulièrement attention à la numérisation de la tension de chauffage. Le système correspondant à l'architecture Symbol version 3 apparaît comme une solution secondaire dans le cas où l'alliage YHo ne pourrait être spatialisé.

Tout ceci est actuellement en cours d'intégration dans le modèle numérique du cryostat HFI afin de vérifier la mécanique de l'ensemble.

Chapitre 7

La Thermométrie Planck-HFI

La spécification de stabilité de température de l'étage de Planck-HFI supportant les bolomètres pose le problème de la mesure de très petites fluctuations. De manière plus générale, la thermométrie pour HFI pose un double problème: comment obtenir à la fois la précision et la sensibilité requise? De plus, l'instrument sera lancé à chaud et il est nécessaire de contrôler le refroidissement de l'instrument entre 300K et 0.1K. Après avoir défini le cahier des charges de la thermométrie Planck-HFI, nous montrerons que les thermomètres du type Ge NTD (Neutron Transmuted Doping Ge ou Ge dopé par transmutation neutronique) permettent d'atteindre les spécifications de sensibilité les plus sévères après optimisation de leurs caractéristiques.

7.1 Définitions et cahier des charges

Un thermomètre est une résistance dont la valeur est dépendante de la température. Il se différencie d'un bolomètre par le fait qu'il doit être couplé thermiquement le mieux possible avec l'étage dont on veut déterminer la température.

7.1.1 Précision et stabilité

On définit la responsivité \mathcal{R} d'un thermomètre de la manière suivante:

$$\mathcal{R} = \frac{dV}{dT_{ph}} [V.K^{-1}] \quad (7.1)$$

où T_{ph} est la température de phonon du thermomètre. On définit le niveau de bruit d'un thermomètre par son $NE\Delta T$ (Noise Equivalent Temperature fluctuations) dont la définition est identique au NEP des bolomètres: il correspond au bruit du thermomètre exprimé en fluctuations de température et l'unité est $K.Hz^{-0.5}$. La relation entre la responsivité \mathcal{R} et le niveau de bruit en température $NE\Delta T$ est donné par:

$$NE\Delta T = \frac{DSAV}{\mathcal{R}} [K.Hz^{-0.5}] \quad (7.2)$$

où $DSAV$ est la Densité Spectrale d'Amplitude de la tension de sortie de la chaîne thermométrique ramenée aux bornes du thermomètre, exprimé en $V.Hz^{-0.5}$.

On se pose à présent la question de savoir d'où provient l'incertitude de mesure de température d'un thermomètre quelconque. On suppose que celui-ci a été calibré auparavant avec une électronique de lecture parfaitement étalonnée. Il y a alors principalement trois causes d'incertitude sur la température d'un thermomètre:

1. l'incertitude ΔV sur la mesure de la tension aux bornes du thermomètre,
2. l'erreur ΔI que l'on commet sur le courant de polarisation,
3. l'incertitude ΔT_{cal} que l'on a sur la calibration en température du thermomètre en question.

L'incertitude de mesure de la température T avec un thermomètre peut alors s'écrire comme la somme quadratique des différentes sources d'erreurs, en supposant qu'elles sont aléatoires et statistiquement indépendantes:

$$\Delta T^2 = \left(\frac{dT}{dV} \Delta V \right)^2 + \left(\frac{dT}{dI} \Delta I \right)^2 + \left(\frac{dT}{dT_{cal}} \Delta T_{cal} \right)^2 \quad (7.3)$$

Au premier ordre, on peut supposer que $\frac{dT}{dT_{cal}} = 1$. Les deux premiers termes peuvent de plus s'écrire en fonction de la responsivité et on obtient alors l'expression suivante:

$$\Delta T^2 = \frac{1}{\mathcal{R}^2} [\Delta V^2 + (R\Delta I)^2] + \Delta T_{cal}^2 \quad (7.4)$$

Les incertitudes ΔV et ΔI proviennent des bruits de tension et de courant de l'électronique de lecture, mais aussi des erreurs de calibration de cette électronique:

$$\begin{aligned} \Delta V^2 &= \Delta V_{bruit}^2 + \Delta V_{cal}^2 \\ \Delta I^2 &= \Delta I_{bruit}^2 + \Delta I_{cal}^2 \end{aligned} \quad (7.5)$$

La relation entre ΔV_{bruit} , ΔI_{bruit} et la densité spectrale d'amplitude de la tension de sortie de l'amplificateur, ramenée aux bornes du thermomètre, est la suivante:

$$\Delta V_{bruit}^2 + (R\Delta I_{bruit})^2 = \int_B DS AV^2(f) df \quad (7.6)$$

où B est la bande de fréquence utile. Finalement, après calcul, l'incertitude de mesure de température avec un thermomètre donné s'écrit:

$$\Delta T^2 = \int_B NE \Delta T^2(f) df + \frac{1}{\mathcal{R}^2} [\Delta V_{cal}^2 + (R\Delta I_{cal})^2] + \Delta T_{cal}^2 \quad (7.7)$$

Le premier terme est donc le terme de sensibilité alors que les deux termes suivants font apparaître la calibration de l'électronique pour le second et du thermomètre pour le troisième. On constate que sensibilité et précision ne sont pas du tout en contradiction. Il est toutefois préférable, dans un souci de simplification, de séparer ces deux fonctions, quitte à les regrouper après. C'est pourquoi nous définissons une thermométrie de sensibilité et une thermométrie de précision.

7.1.2 Thermométrie de précision

Une chaîne thermométrique de précision sert à mesurer la température de l'étage cryogénique où le thermomètre est ancré. Elle doit ainsi avoir une bonne calibration et une sensibilité relativement correcte afin de ne pas dégrader la calibration. Le terme de sensibilité doit donc être faible devant les termes de calibration qui eux, doivent être prioritairement optimisés pour la situation physique que l'on cherche à évaluer.

La thermométrie de précision pose le problème du vieillissement d'une chaîne de mesure: au bout de combien de temps est-il nécessaire de procéder à une nouvelle calibration? Pour des thermomètres qui subissent un cyclage fréquent, il est couramment admis qu'une calibration par an est nécessaire.

7.1.3 Thermométrie de sensibilité

Une chaîne thermométrique de sensibilité doit en priorité posséder une excellente sensibilité alors qu'une calibration médiocre est acceptable. Les termes de calibration dominent sur le terme de sensibilité, ce qui fait que l'erreur de mesure de la température peut être importante. Néanmoins, la mesure de fluctuations de température est très précise, ce qui permet d'utiliser ce type de thermomètre pour vérifier la stabilité thermique d'un étage cryogénique. Le vieillissement est un problème moins important dans ce cas puisqu'on ne s'intéresse qu'aux variations de la température, et non à sa valeur absolue.

7.1.4 Thermomètres de contrôle de refroidissement

Afin de contrôler le redressement de l'instrument depuis l'ambiante jusqu'à quelques Kelvin, on définit ce troisième type de thermomètre. Ceux-ci doivent d'abord avoir une grande gamme de mesure même s'ils présentent une sensibilité et une précision médiocres.

7.1.5 Cahier des charges de la thermométrie Planck-HFI

Nous allons présenter de manière succincte le cahier des charges de la thermométrie pour Planck-HFI, établi en collaboration avec Jean-Pierre Torre et Jean-Michel Lamarre [Torre Piat & Lamarre 2000].

Thermométrie de précision

Celle-ci permet d'évaluer la température des différents étages du cryostat. Le cahier des charges est résumé dans la table 7.1. La précision requise sur la température absolue

Table 7.1: *Cahier des charges de la thermométrie de précision Planck-HFI.*

| Etage | Gamme T. | Précision | Elec. |
|-------------|----------------------------|-----------|-------------------------------------|
| 4K | 4 – 6K | 20mK | bolo. ou dédiée |
| 1.6K | 1.6 – 2.5K | 5mK | bolo. ou dédiée |
| Dilution | 80 – 120mK étendue à 3K | 1mK | bolo. ou dédiée $RI^2 \leq 20pW$ |
| Régul. 0.1K | 80 – 120mK étendue à 3K | 2mK | bolo. ou dédiée $RI^2 \leq 1nW$ |
| Bolomètres | 80-120mK étendue à 3K | 1mK | bolo. ou dédiée $RI^2 \leq 1nW$ |

des différents étages de Planck-HFI n'est pas extrêmement grande, de l'ordre de quelques millièmes à un centième de la température que l'on cherche à mesurer. Pour les étages les plus froids, il est nécessaire que la calibration des thermomètres soit étendue jusqu'à environ

3K avec la précision que l'on pourra, ceci afin de rejoindre la gamme des thermomètres de contrôle du refroidissement.

Par ailleurs, il a été nécessaire de définir une contrainte sur la puissance dissipée au niveau de la dilution et des bolomètres afin de conserver le maximum de marge à la dilution. Etant donné les niveaux de précisions que l'on cherche à obtenir, cette contrainte devrait être aisément remplie.

Enfin, il est préférable d'utiliser une électronique de lecture à polarisation capacitive identique à celle des bolomètres afin d'assurer la compatibilité électromagnétique de l'ensemble. Cependant, si le niveau de précision requis n'est pas atteint, il est possible de se reporter sur une électronique plus classique. Il est alors nécessaire que celle-ci puisse être arrêtée à la demande. Elle devra de plus présenter des caractéristiques propres de compatibilité électromagnétique aussi bien dans le mode "marche" que dans le mode "arrêt" afin de ne pas perturber les chaînes de détection bolométriques.

Thermométrie de sensibilité

Cette thermométrie permet de contrôler la stabilité de température en fonctionnement des différents étages cryogéniques. La table 7.2 résume le cahier des charges de celle-ci pour chacun des étages cryogéniques de Planck-HFI. L'électronique de lecture de ces ther-

Table 7.2: *Cahier des charges de la thermométrie de sensibilité Planck-HFI.*

| Etage | Gamme T. | Sensibilité | Gamme R. | Elec. |
|-------------|------------|------------------------|-----------------------------|---------------------------|
| 4K | 4 – 6K | $5\mu K.Hz^{-0.5}$ | 1 – 10M Ω à 5K | bolo. |
| 1.6K | 1.6-2.5K | $15\mu K.Hz^{-0.5}$ | 4 – 20M Ω à 1.6K | bolo. |
| Dilution | 80 – 120mK | $\leq 100nK.Hz^{-0.5}$ | 3 – 15M Ω à 100mK | bolo. $RI^2 \leq 20pW$ |
| Régul. 0.1K | 80 – 120mK | $\leq 20nK.Hz^{-0.5}$ | 5 – 18M Ω à 100mK | bolo. $RI^2 \leq 1nW$ |
| Bolomètres | 80 – 120mK | $\leq 20nK.Hz^{-0.5}$ | 5 – 18M Ω à 100mK | bolo. $RI^2 \leq 1nW$ |

momètres est identique à celle utilisée pour les bolomètres, ce qui permet d'atteindre les niveaux de sensibilité requis tout en assurant la compatibilité électromagnétique avec les chaînes bolométriques. Les niveaux de sensibilité indiqués dans le cahier des charges proviennent directement des spécifications de stabilité de température des différents étages du cryostat HFI (cf. chapitre 5). On note à nouveau une contrainte sur les puissances dissipées au niveau des étages les plus froids. Toutefois, la puissance allouée au niveau de la régulation de température à 0.1K est très faible, ce qui rend la spécification de sensibilité difficile à atteindre. En réalité, il ne sera pas forcément nécessaire d'atteindre cette

spécification puisqu'on s'attend à avoir une atténuation provenant du filtre thermique en aval de cet étage. Sur les thermomètres les plus sensibles, i.e. ceux qui sont à 0.1K, les rayons cosmiques posent un problème de dimensions du thermomètre. En effet, la section efficace à ces particules d'un cristal semi-conducteur quelconque est dépendante de sa taille. Il est de plus extrêmement complexe de fournir une estimation du taux d'impacts que l'on attend. Ce nombre dépend en effet énormément de la géométrie globale de l'instrument puisque la plupart des impacts provient de particules secondaires. Il est donc préférable d'avoir des thermomètres le plus petit possible afin de ne pas être dominé pas les impacts de ce type.

Thermométrie de contrôle du refroidissement

En plus des chaînes thermométriques de précision et de sensibilité, il est nécessaire de pouvoir contrôler la descente en froid du cryostat. Ce type de thermométrie n'a pas besoin d'avoir une précision et une sensibilité importante. La table 7.3 résume le cahier des charges de Planck-HFI pour celle-ci. Ce type de thermométrie n'est plus utile en fonctionnement

Table 7.3: *Cahier des charges de la thermométrie de contrôle du refroidissement de Planck-HFI.*

| Etage | Gamme T. | Sensibilité | Précision | Elec. |
|----------|----------|-------------------------------------|----------------------------------|--------|
| 4K | 4 – 300K | 0.05K si $T \leq 20K$ 0.1K sinon | 0.5K si $T \leq 20K$ 2K sinon | dédiée |
| 1.6K | 1-300K | 0.05K si $T \leq 20K$ 0.1K sinon | 0.5K si $T \leq 20K$ 2K sinon | dédiée |
| Dilution | 2-300K | 0.05K si $T \leq 20K$ 0.1K sinon | 0.5K si $T \leq 20K$ 2K sinon | dédiée |

normal. Ainsi, les électroniques de lecture associées devront pouvoir être arrêtée lorsqu'on atteindra un régime continu. La compatibilité électromagnétique doit être extrêmement soignée pour ne pas perturber les chaînes bolométriques.

7.1.6 Solutions techniques envisagées

Concernant les thermomètres de précision et de sensibilité, nous nous sommes orientés vers la technologie bien connue des semi-conducteurs Ge NTD de chez Haller-Beeman Associates (H-B) [Haller-Beeman] (cf. table 7.4). Pour la themométrie de précision, les thermomètres de taille courante $(250\mu m)^3$ suffisent. Par contre, pour les thermomètres de sensibilité, une optimisation a été réalisée afin d'atteindre les spécifications, particulièrement pour l'étage 0.1K, ce qui a mené à des volumes supérieurs (on se reportera à la section suivante pour plus de détails).

Pour les thermomètres de contrôle du refroidissement, les résistances de type Cernox semblent être un bon compromis. Elles présentent en effet une impédance de quelques

Table 7.4: *Solutions technologiques envisagées pour les thermomètres de précision et de sensibilité. Les lettres majuscules correspondent au différents matériaux Ge NTD disponibles chez Haller-Beeman Associates (cf. figure 7.1).*

| Etage | Thermo. de précision | Thermo. de sensibilité |
|-------------|----------------------|------------------------|
| 4K | B ou Cernox | B |
| 1.6K | B ou Cernox | B |
| Dilution | H ou G | aucun |
| Régul. 0.1K | aucun | G grandes dim. |
| Bolomètres | H ou G | G grandes dim. |

10Ω à l'ambiante jusqu'à quelques $10^5\Omega$ à $0.1K$ et sont peu sensibles aux radiations [Handbook of cryogenic engineering, Lakeshore].

7.2 Optimisation de thermomètres semi-conducteurs de sensibilité aux basses températures

La spécification de stabilité de température sur l'étage 0.1K de Planck-HFI supportant les bolomètres a été déterminée et vaut $20nK.Hz^{-0.5}$ dans la bande de fréquence utile i.e. entre 15mHz et environ 100Hz. Afin de mesurer les fluctuations de température, au moins deux thermomètres seront installés sur l'étage 0.1K. Ceux-ci doivent donc être capables de vérifier si l'on atteint la spécification. L'objectif est ainsi d'obtenir des thermomètres ayant une sensibilité 2 fois meilleure que la spécification de stabilité, c'est à dire $10nK.Hz^{-0.5}$. Les thermomètres du type semi-conducteur Ge NTD semblables à ceux que l'on trouve sur les bolomètres HFI semblent un bon point de départ car ils ont fait l'objet de développements et d'un suivi important. Un bolomètre est cependant limité au moins par le bruit de phonons de sa conductance thermique. En termes de sensibilité de température, cette limite vaut:

$$NE\Delta T = \sqrt{\frac{4kT^2}{G}} \tag{7.8}$$

On obtient typiquement quelques $100nK.Hz^{-0.5}$ pour G de l'ordre de $100pW/K$ et $T = 0.1K$. Il faut donc gagner au moins un facteur 10 par rapport à un thermomètre de bolomètre. D'après l'équation 7.8, il faut pour cela dans un premier temps augmenter G d'au moins deux ordres de grandeur. De plus, pour augmenter la sensibilité du thermomètre supposé parfait, il faut augmenter sa responsivité et donc le courant de polarisation: $dV/dT = I \times dR/dT$. Toutefois, pour des puissances volumiques importantes il apparait des effets non-linéaires qui dégradent la sensibilité d'un thermomètre semi-conducteur.

7.2.1 Processus de conduction d'un semi-conducteur aux basses températures

On considère un semi-conducteur dopé par N_d donneurs et $N_a < N_d$ accepteurs par unité de volume.

A température ambiante, la conduction électrique est assurée par l'excitation thermique des électrons qui proviennent des donneurs passant dans la bande de conduction. De même, les électrons de la bande de valence passent dans les sites accepteurs.

A température suffisamment basse, les accepteurs ont tous capturé un électron et sont chargés négativement tandis que N_a donneurs sont vides et chargé positivement et $N_d - N_a$ donneurs sont occupés et neutres. Si la concentration des impuretés est faible, les fonctions d'onde ne se recouvrent que très peu et on a un isolant d'Anderson, caractérisé par un potentiel aléatoire d'Anderson. A l'opposé, si la concentration est supérieure à un seuil, on obtient un conducteur.

Dans le cas d'un isolant d'Anderson à température finie, les électrons ne peuvent passer d'un site à l'autre que par effet tunnel lié au recouvrement des fonctions d'onde localisées. C'est le concept du saut optimal à distance $L_h(T)$ variable (Variable Range Hopping ou VRH), où $L_h(T)$ augmente lorsque la température diminue. On montre alors que la résistance varie avec la température de la manière suivante:

$$R(T) = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^m \right] \quad (7.9)$$

où R_0 , T_0 et m sont les paramètres à faible polarisation. S'il existe un pseudo-gap de Coulomb provenant des interactions entre électrons, i.e. typiquement pour des températures inférieures à $1K$, on obtient $m = \frac{1}{2}$ [Keny et al. 1987, Marnieros 1998]. Sous forte polarisation, deux effets dégradent cette formulation:

- l'effet de champ électrique: cet effet provient du fait qu'au cours d'un saut à la distance L_h dans le sens qui contribue au courant, l'électron gagne l'énergie eEL_h où E est le champ électrique supposé uniforme appliqué à l'échantillon. On obtient alors, dans le cas de champ faible [Keny et al. 1987, Marnieros 1998, Dumoulin 1999]:

$$R(E, T) = R(E = 0, T) \exp \left(\frac{-eEL_h}{k_B T} \right) \quad (7.10)$$

où e est la charge de l'électron et k_B la constante de Boltzmann.

- le découplage électron/phonon: la puissance de polarisation P appliquée à un thermomètre est donnée aux électrons qui doivent l'écouler vers les phonons du matériau. On peut alors considérer qu'il s'établit un régime permanent où l'on peut définir, au sein du matériau thermométrique, une température T_e du bain d'électrons et une température T_{ph} du bain de phonons reliées par un couplage fini G_{e-ph} :

$$P = G_{e-ph} Vol (T_e^n - T_{ph}^n) \quad (7.11)$$

où Vol est le volume du thermomètre et n une constante expérimentalement égale à 5 ou 6 suivant le matériau.

La section suivante se propose de modéliser ces effets afin d'optimiser la sensibilité des thermomètres semi-conducteurs aux basses températures.

7.2.2 Modélisation

La résistance $R(E, T_e)$ d'un semi-conducteur aux basses températures dépend du champ électrique E qui y règne et de sa température électronique T_e . Les électrons réalisent des sauts par effet tunnel d'un site à l'autre. En présence d'un champ électrique, la résistance varie alors de la manière suivante, avec les notations identiques à la section précédente:

$$R(E, T_e) = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T_e} \right)^m \right] \exp \left(\frac{-eEL_h}{k_B T_e} \right) \quad (7.12)$$

où m est une constante généralement égale à $\frac{1}{2}$ s'il existe un pseudo gap de Coulomb. Afin de modéliser le comportement d'un tel thermomètre, on peut exprimer cette dépendance à l'aide d'observables comme la tension V aux bornes du thermomètre et le courant I qui le traverse. Si l'on pose l'hypothèse que le champ électrique est uniforme dans le thermomètre, la relation entre la tension V et le champ électrique E est la suivante:

$$E = \frac{V}{L} \quad (7.13)$$

La dépendance de la résistance du thermomètre avec le champ électrique peut ainsi s'écrire comme une fonction de la tension V et de la distance inter-électrodes L :

$$R(V, T_e) = R(0, T_e) \exp \left(\frac{-eVL_h}{k_B T_e L} \right) \quad (7.14)$$

où L_h dépend de la température par la relation suivante:

$$L_h(T_e) = \frac{L_{ho}}{T_e^m} \quad (7.15)$$

Cette expression n'est valide que pour un domaine de champs électriques vérifiant la condition suivante, qui définit le facteur de mérite FOM :

$$FOM = \frac{eVL_{ho}}{mk_B T_e L T_0^m} \ll 1 \quad (7.16)$$

L'erreur relative que l'on commet sur la valeur de la résistance en utilisant la formule 7.14 est de l'ordre de FOM^2 .

Si l'on se donne un ensemble de paramètres $\{T_e, L_{ho}, m, L\}$ ainsi qu'un courant de polarisation I , la tension V doit vérifier:

$$V - R(V, T_e)I = 0 \quad (7.17)$$

ce qui peut être résolu numériquement, par la méthode de Newton par exemple. Le facteur de mérite doit être évalué après convergence pour s'assurer de la validité du résultat.

Le découplage électron/phonon doit également être pris en compte afin de pouvoir utiliser la température de phonons T_{ph} que l'on suppose être une observable de notre problème. Ceci se fait aisément, en ajoutant simplement la contrainte suivante dans l'algorithme de résolution de l'équation 7.17:

$$T_e = \left(T_{ph}^n + \frac{P}{G_{e-ph} Vol} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (7.18)$$

où les notations sont identiques à celles utilisées dans la section précédente. Un thermomètre est ainsi caractérisé par l'ensemble des paramètres $\{T_{ph}, R_o, T_o, m, G_{e-ph}, n, L_{ho}, L, Vol\}$. Cet algorithme nous permet ainsi d'obtenir la tension aux bornes d'un thermomètre dont les paramètres et le courant de polarisation sont connus. A partir de cela, les caractéristiques du thermomètre peuvent être déterminées comme les courbes $V(I)$, $R(T)$ ainsi que les niveaux de sensibilité. Cet ensemble de procédures a été réalisé sous IDL.

7.2.3 Validations

Nous disposons de données sous forme de courbes $V(I)$ et $R(T)$ provenant de deux types d'isolants d'Anderson: les thermomètres Ge NTD de Haller-Beeman et les couches minces NbSi réalisées au Centre de Spectroscopie Nucléaire et de Spectroscopie de Masse (CSNSM) à Orsay par l'équipe de L. Dumoulin.

Données expérimentales

Les thermomètres Ge NTD standards de Haller-Beeman Associates (H-B) [Haller-Beeman] présentent une géométrie cubique dont le côté vaut $250\mu m$. Notre premier choix s'est donc tout naturellement porté vers des échantillons dont le dopage permet d'obtenir une impédance à $100mK$ proche de la valeur optimale de $10M\Omega$ de l'électronique de lecture Planck-HFI: les types G, H et I dans la désignation H-B (voir figure 7.1). Ces échantillons ont été mesurés par le Dr. Lothar Reichertz du Max-Planck-Institut für Radioastronomy (MPIfR) avec une électronique de lecture classique (résistance de polarisation, signal de polarisation continue). Le thermomètre couche mince NbSi utilisé pour valider les simulations (référence M3Af, communication personnelle de P. Camus) a été mesuré sur Symbol par une électronique de lecture à polarisation capacitive du type MLPA. Cette électronique n'est pas adaptée à la caractérisation d'échantillons. En effet, la capacité de polarisation possède une incertitude importante qui se reporte sur la valeur du courant de mesure. Cette incertitude a été réduite à environ 1% sur Symbol grâce à la calibration de la capacité de polarisation et de la chaîne de lecture à l'aide d'une résistance métallique de valeur connue. Pour ces mesures, la température de la platine supportant le thermomètre est contrôlé à mieux que $20nK.Hz^{-0.5}$ pour les fréquences supérieures à environ $0.1Hz$ grâce au système de filtrage des fluctuations de température présenté au chapitre 6.

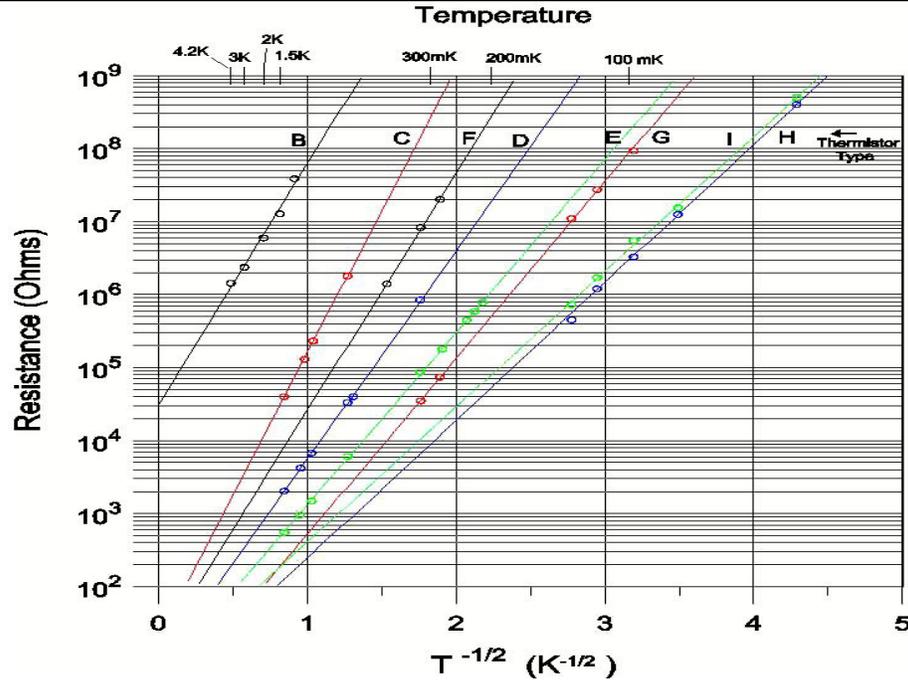


Figure 7.1: Courbes $R(T)$ des échantillons Ge NTD de $(250\mu\text{m})^3$ disponibles chez Haller-Beeman Associates [Haller-Beeman].

Méthode d'analyse

Pour un thermomètre donné, les paramètres à faible polarisation R_0 , T_0 et m sont ajustés par une méthode de minimisation de χ^2 sur la courbe $R(T)$ expérimentale. Ces paramètres ainsi que les dimensions de l'échantillon sont alors introduits dans le modèle numérique afin d'ajuster L_{ho} et G_{e-ph} pour obtenir la courbe $V(I)$ la plus proche de celle obtenue expérimentalement à une température T_{ph} donnée. Cet ajustement est à nouveau basé sur une méthode de minimisation de χ^2 . Lorsque le nombre de points expérimentaux est excessif et conduit à un temps de calcul trop important, les données sont ré-échantillonnées ce qui permet d'obtenir une incertitude réaliste. Si cela n'est pas le cas, les erreurs sont déterminées d'après les caractéristiques de l'électronique de lecture et de sa calibration. On obtient typiquement $\sigma_V \lesssim 0.1\mu\text{V}$ et $\sigma_I/I \simeq 1\%$.

Le facteur de mérite FOM est généralement inférieur à 10^{-2} ce qui implique une incertitude relative inférieure à 10^{-4} sur la valeur de la résistance déterminée.

Résultats

Les données expérimentales de quatre échantillons ont donc été utilisées:

- les courbes $R(T)$ et les caractéristiques $V(I)$ à 98mK ou 130mK de trois échantillons Ge NTD,

- la courbe $R(T)$ et les caractéristiques $V(I)$ à $90mK$, $100mK$ et $110mK$ d'un même échantillon NbSi.

Pour chaque thermomètre, trois versions du modèle ont été utilisées, en prenant en compte (i) uniquement le découplage électron/phonon, (ii) uniquement l'effet du champ électrique et (iii) la combinaison de ces deux effets. La valeur du χ^2 non réduit permet d'estimer la qualité de l'ajustement obtenu sur la caractéristique intensité-tension: un χ^2 inférieur ou environ égal au nombre de points expérimentaux indique un ajustement correct. La valeur des paramètres physiques (G_{e-ph} et L_{ho}) ainsi que les χ^2 obtenus sont répertoriés dans la table 7.5. Un exemple d'ajustement sur les données $V(I)$ de l'échantillon H-B H est représenté figure 7.2. La figure 7.3 représente les contours d'iso- χ^2 dans le

Table 7.5: *Résultat de l'ajustement des trois versions du modèle sur les caractéristiques $V(I)$ des quatre échantillons. La conductance thermique entre les phonons et les électrons est exprimée en $W/K^6/cm^3$ pour les thermomètres Ge NTD et en $W/K^5/cm^3$ pour l'échantillon NbSi.*

| Ref. | Type | T (K) | No. Pts | Fit sur G_{e-ph} | | Fit sur L_{ho} | | Fit sur G_{e-ph} et L_{ho} | | |
|------|--------|----------|------------|--------------------|----------|------------------|----------|--------------------------------|------------------|----------|
| | | | | G_{e-ph} | χ^2 | L_{ho} (nm) | χ^2 | G_{e-ph} | L_{ho} (nm) | χ^2 |
| HB-G | NTD Ge | 0.130 | 14 | 2.5 | 1530 | 38.0 | 228 | 11.9 | 27.9 | 8.1 |
| HB-H | NTD Ge | 0.098 | 17 | 9.0 | 2588 | 57.6 | 4710 | 18.8 | 24.7 | 6.1 |
| HB-I | NTD Ge | 0.098 | 18 | 7.7 | 4461 | 53.2 | 4470 | 20.5 | 27.7 | 7.9 |
| M3Af | NbSi | 0.090 | 17 | 55.0 | 5472 | 63.9 | 120300 | 69.1 | 9.93 | 70.0 |
| M3Af | NbSi | 0.100 | 17 | 55.0 | 1083 | 52.5 | 13940 | 73.5 | 10.9 | 15.8 |
| M3Af | NbSi | 0.110 | 17 | 55.7 | 201.6 | 44.2 | 3616 | 71.4 | 8.51 | 11.0 |

plan G_{e-ph}/L_{ho} . Ceci nous permet d'apprécier l'incertitude que l'on obtient sur ces deux paramètres: environ 4% sur G_{e-ph} et L_{ho} à 1σ . De plus, on constate que ces deux paramètres ne sont pas indépendants. On peut en effet échanger dans une certaine mesure de l'effet de champ électrique contre du découplage électron/phonon et inversement. Ceci est compréhensible puisque l'effet de champ électrique accélère les électrons ce qui est équivalent à un échauffement [Grannan et Richards 1997].

Conclusions et commentaires

Sur les trois versions testées du modèle, il apparaît clairement que seul celui prenant en compte les deux effets non-linéaires simultanément fournit un ajustement correct. La figure 7.2 démontre les erreurs que l'on commet si l'on ne prend en compte qu'un des deux effets non-linéaires. Les valeurs de χ^2 obtenues en considérant à la fois l'effet du champ électrique et le découplage électron/phonon indiquent que les ajustements sont compatibles avec les

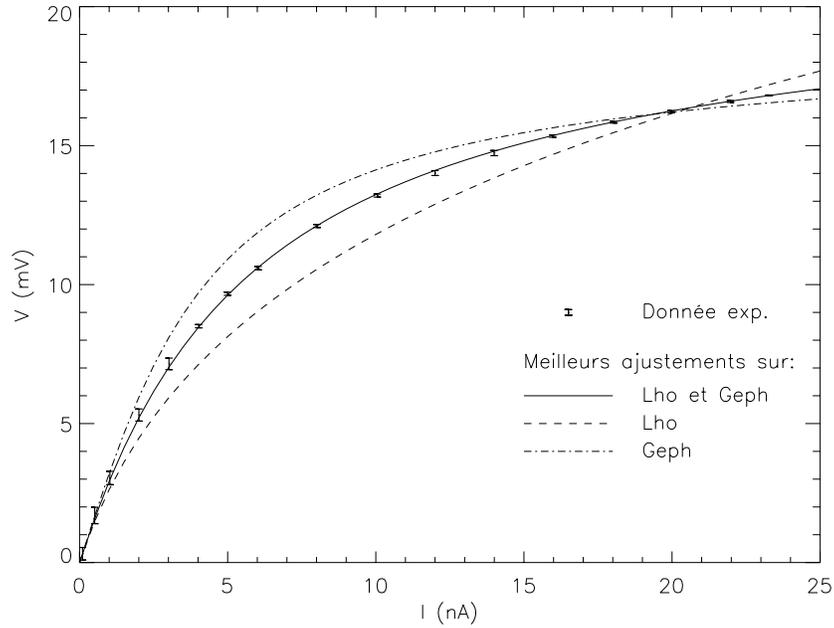


Figure 7.2: Exemple d'ajustement des trois versions du modèle sur la courbe $V(I)$ de l'échantillon H-B Ge NTD à 98mK. Les points représentent les données expérimentales avec leur barre d'erreur. La courbe en trait plein correspond au meilleur ajustement obtenu avec le modèle prenant en compte à la fois l'effet de champ électrique et le découplage électron/phonon. Si l'on prend en compte uniquement l'effet de champ électrique, on obtient la courbe en tirets, alors que pour le découplage électron/phonon seul, le meilleur ajustement est représenté en tiret-point.

données, aux erreurs de mesure près. Dans ce cas, les paramètres sont compatibles avec la littérature [Marnieros 1998, Keny et al. 1987, Wang et al. 1990]. De plus, la cohérence entre cette version du modèle et les données expérimentales est obtenue pour une grande gamme de courant de polarisation, à différentes températures et pour deux type d'isolants d'Anderson.

Tout ceci permet de valider ce modèle dans le domaine où il a été testé, et aussi de penser qu'il est valide pour tous les isolants d'Anderson aux basses températures. Toutefois, ces simulations peuvent être limitées par l'imprécision du modèle physique utilisé:

- La dépendance de L_{ho} avec Te^{-m} n'est généralement pas en accord avec les données expérimentales [Keny et al. 1987].
- Le facteur de couplage entre les électrons et les phonons G_{e-ph} a été considéré constant. Il est cependant connu qu'il croit lentement avec la température.
- On a supposé la température de phonons du thermomètre égale à celle de la platine où il est installé. Ceci n'est pas toujours vérifié en pratique, pour cause de résistance

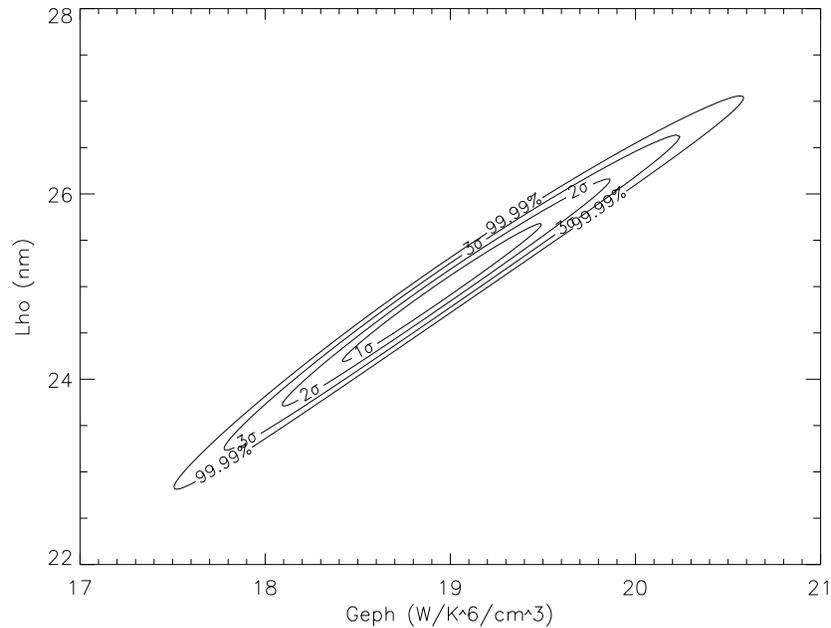


Figure 7.3: Courbes d'iso- χ^2 dans le plan G_{e-ph}/L_{ho} pour l'échantillon H-B Ge NTD à 98mK. Les contours correspondent, du centre vers la périphérie, respectivement à des écarts de 1σ , 2σ , 3σ et à 99.99% de probabilité.

thermique de contact (ou de Kapitza) qu'il peut y avoir entre l'échantillon et son support. La méthode de simulation est néanmoins très souple et il suffit d'intégrer une nouvelle contrainte dans la résolution numérique pour prendre en compte ce cas. Cette contrainte serait du type $T_{ph} = T_{base} + P/G_{contact}$ où T_{base} est la température du support et $G_{contact}$ la conductance de contact dépendant de la température.

- Etant donné que l'on ne s'intéresse dans un premier temps qu'à l'optimisation de la sensibilité de thermomètre du type isolant d'Anderson, la formulation de Grannan et Richards dont on a parlé en 7.2.1 n'a pas été utilisée.

Pour les deux premiers points, il est utile de noter que le domaine de variations de la température électronique qui nous concerne ici est relativement faible, typiquement moins de 50% de la température des phonons. Il en résulte que les erreurs sur les variations de L_{ho} et G_{e-ph} sont réduites, ce qui ne dégrade pas radicalement l'allure des courbes obtenues. La principale source d'erreurs provient de la détermination de la température des phonons d'un échantillon. Ainsi, pour une erreur de 0.1% sur la température de l'échantillon H-B NTD H à 98mK, il apparait des incertitudes égales respectivement à 1.6% et 2.4% sur les valeurs de G_{e-ph} et L_{ho} . Ceci donne une idée des incertitudes qu'il peut y avoir sur la détermination de ces paramètres. Celle-ci est par ailleurs très dépendante des paramètres à faible polarisation (R_0 , T_0 and m) qui doivent en conséquence être déterminés avec précision.

7.2.4 Optimisation de thermomètres Ge NTD pour l'étage 0.1K de Planck-HFI

On s'intéresse plus particulièrement au cas des thermomètres H-B du type Ge NTD car c'est un matériau largement utilisé dont les caractéristiques sont connues, ce qui est fondamental pour les applications spatiales. Il est obtenu par bombardement neutronique d'un cristal de Germanium, ce qui crée le dopage. Comme démontré précédemment, le modèle numérique développé est parfaitement valide pour ce type de thermomètre.

Principes d'optimisation

La responsivité \mathcal{R} varie en général plus rapidement que le bruit $DSAV$ en fonction des différents paramètres. Elle peut ainsi servir de guide pour le processus d'optimisation. Il y a principalement quatre paramètres à optimiser :

1. Le type de Ge NTD: on choisit un échantillon qui présente une impédance qui correspond à la gamme recherchée. Une impédance trop faible conduit à une faible sensibilité. En effet, à partir de l'expression 7.12 qui donne l'impédance d'un semi-conducteur à la température $T = T_e$ et pour un champ électrique nulle, il vient :

$$\mathcal{R} = -m \frac{R \times I}{T} \left(\frac{T_0}{T} \right)^m \quad (7.19)$$

où apparaît la résistance R du thermomètre. Cette impédance doit néanmoins ne pas être trop importante pour deux raisons: il faut s'assurer d'une part que le bruit global de la chaîne de lecture est dominé par le bruit du thermomètre. D'autre part, une impédance importante est beaucoup plus sensible aux parasites électromagnétiques.

2. La distance inter électrodes: si l'on augmente ce paramètre géométrique, cela conduit à une réduction de l'effet de champ électrique ce qui augmente la responsivité. On fait alors généralement face à un problème de fabrication. En effet, les tranches de Ge (wafers) réalisées chez H-B présentent une épaisseur inférieure à environ $450\mu m$ afin d'assurer l'uniformité du dopage.
3. Le volume: un grand volume d'échantillon permet de diminuer la puissance électrique volumique dissipée au sein du thermomètre, et décroît ainsi le découplage électron/phonon ce qui augmente la responsivité. La section efficace aux rayons cosmiques augmente également avec les dimensions du thermomètre, ce qui peut limiter ce degré de liberté.
4. Le courant de polarisation: pour de faibles courants de polarisation, le thermomètre est dans sa région ohmique où la responsivité croît linéairement avec le courant de polarisation, comme le montre l'équation 7.19. A l'opposé, pour de forts courants de polarisation, les effets non-linéaires de champ électrique et de découplage

électron/phonon dominant, ce qui implique une décroissance de la responsivité. Il existe ainsi un courant de polarisation optimal, qui doit par ailleurs induire une puissance électrique compatible avec l'étage cryogénique.

Comment obtenir la spécification de sensibilité?

A partir du modèle numérique, les sensibilités théoriques des thermomètres H-B Ge NTD testés ont été déterminées en prenant en compte le bruit de l'électronique de lecture ($e_n = 5 \text{ nV.Hz}^{-0.5}$, $i_n = 0.5 \text{ fA.Hz}^{-0.5}$) et le bruit Johnson de l'échantillon. La figure 7.4 représente la sensibilité théorique d'un thermomètre du type Ge NTD G ayant une géométrie cubique de $250\mu\text{m}$ de côté en fonction du courant de polarisation et pour différentes configurations, la plus probable étant $L_{ho} = 27.9\text{nm}$ et $G_{e-ph} \simeq 15\text{W/K}^6/\text{cm}^3$ d'après la table 7.5.

Il apparaît qu'un tel thermomètre ne peut atteindre la spécification Planck-HFI que de manière marginale, sans aucune marge de sécurité. Un tel échantillon est clairement limité par les deux effets non-linéaires. Pour décroître leurs effets, il faut à la fois augmenter la distance inter électrode et le volume de l'échantillon. Une géométrie réalisable est la suivante: distance inter électrodes égale à $400\mu\text{m}$ et un volume de $400 \times 1000 \times 1000 (\mu\text{m})^3$. Dans ce cas, les variations de la sensibilité théorique en fonction du courant de polarisation sont représenté figure 7.5. Un tel échantillon atteint théoriquement la spécification Planck-HFI avec une marge de sécurité supérieure à 2.

Un autre type de Ge NTD semble également capable d'atteindre la spécification Planck-HFI, avec une marge de sécurité un peu réduite par rapport à la version précédente: il s'agit de H-B Ge NTD H avec une distance inter électrodes égale à $400\mu\text{m}$ et un volume de $400 \times 250 \times 250 (\mu\text{m})^3$. Celui-ci permet en plus de réduire le volume du thermomètre, d'où une section efficace aux rayons cosmiques plus faible.

7.2.5 Fabrication et montage des échantillons

Le processus d'optimisation nous a mené au choix de deux types de Ge NTD avec deux géométries différentes:

- H-B Ge NTD H avec une distance inter électrodes égale à $400\mu\text{m}$ et un volume de $400 \times 250 \times 250 (\mu\text{m})^3$,
- H-B Ge NTD G avec une distance inter électrodes égale à $400\mu\text{m}$ et un volume de $400 \times 1000 \times 1000 (\mu\text{m})^3$.

Ces deux types d'échantillon ont été réalisé à notre demande par J.W. Beeman du Lawrence Berkeley Laboratory (Berkeley, USA) en trois exemplaires, chacun étant destiné à un des laboratoires suivant: Caltech/Jet Propulsion Laboratory (Pasadena, USA), Queen Mary College (QMW, Londres, Grande Bretagne) et l'IAS.

Le schéma de montage des cristaux de Ge NTD est représenté figure 7.6. L'échantillon a été

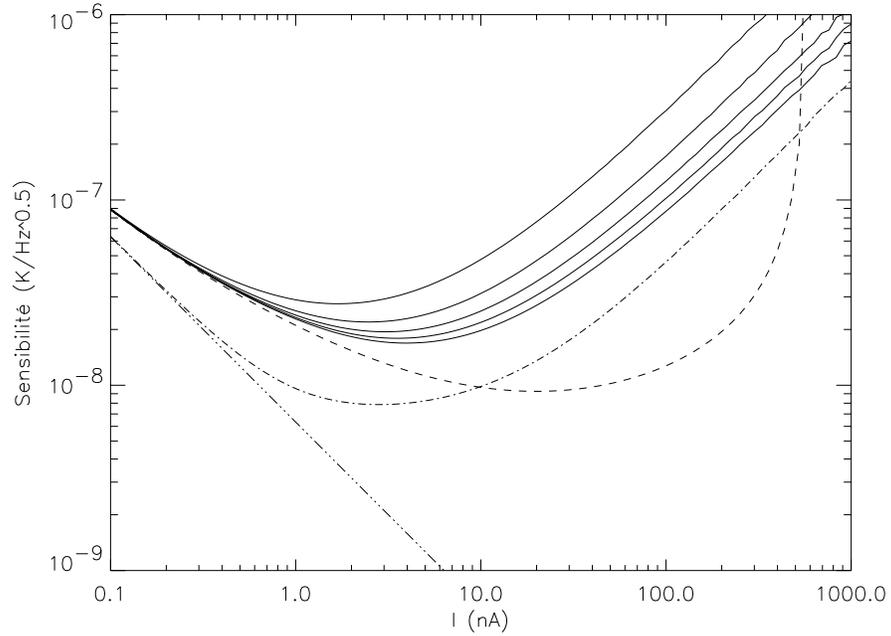


Figure 7.4: *Sensibilité théorique d'un thermomètre du type H-B Ge NTD G à 100mK en fonction du courant de polarisation et pour différentes valeurs G_{e-ph} . L'échantillon est cubique de 250 μ m de côté. On a considéré le bruit Johnson du thermomètre ainsi que le bruit de lecture caractérisé par $e_n = 5 \text{ nV.Hz}^{-0.5}$, $i_n = 0.5 \text{ fA.Hz}^{-0.5}$. Les courbes en trait plein correspondent au cas $L_{ho} = 27.9 \text{ nm}$ comme précédemment déterminé (table 7.5) et, de bas en haut, G_{e-ph} égale respectivement à 5, 10, 15, 20 et 25 $\text{W/K}^6/\text{cm}^3$. La courbe en tiret représente la sensibilité de cet échantillon en considérant uniquement l'effet de champ électrique alors que la courbe en tiret-point montre l'effet du découplage électron/phonon seul en supposant $G_{e-ph} = 25 \text{ W/K}^6/\text{cm}^3$. La sensibilité d'un tel thermomètre supposé parfait, sans aucun effet non-linéaire, est représentée en trait triple point-tiret.*

collé du côté de l'une de ses électrodes avec une colle époxy chargée en or ou en argent sur une petite plaque de saphir possédant une couche mince électriquement conductrice en or. Il s'est avéré que les échantillons du QMW collés avec l'époxy chargé en or présentaient des contraintes mécaniques importantes qui menaient au décollement après cyclage thermique. Ces thermomètres ont alors été collés à l'époxy chargée en argent, contrairement à ceux de l'IAS qui ne présentaient pas de tels symptômes. Ce type de colle est électriquement conductrice et fournit ainsi le premier contact électrique via un fil en aluminium collé sur la surface conductrice du support. Le second contact électrique est réalisé directement sur l'électrode restée libre de l'échantillon, également par collage. Le saphir a l'avantage d'être très bon conducteur thermique et isolant électrique, ce qui permet de thermaliser l'échantillon tout en lui assurant un excellent isolement électrique. Cet ensemble est alors collé avec une colle époxy sur le support en cuivre, qui est une vis représenté sur la figure 7.7. Une

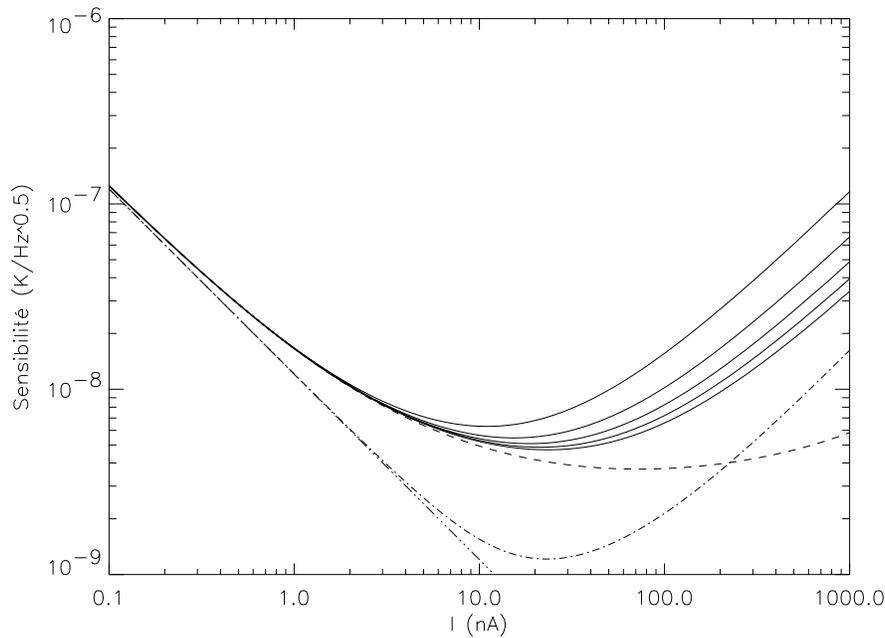


Figure 7.5: *Sensibilité théorique d'un thermomètre du type H-B Ge NTD G à 100mK en fonction du courant de polarisation, pour une distance inter électrodes égale à $400\mu\text{m}$ et un volume de $400 \times 1000 \times 1000 (\mu\text{m})^3$. La légende est identique à celle de la figure 7.4.*

photographie de l'ensemble vis et thermomètre est représentée figure 7.8. Ce type de support de thermomètre a été utilisé avec succès à bord du satellite ISO sur l'instrument LWS (Long Wavelength Spectrometer) à environ $2K$. Ce support présente plusieurs avantages:

- il est relativement petit,
- facilement installé: il suffit d'un trou taraudé pour l'installer,
- il permet de blinder efficacement le thermomètre: la vis étant installée, le thermomètre est entièrement enfermé dans une masse métallique.

Toutefois, on peut se demander si la thermalisation de la vis est suffisante à $0.1K$. En effet, le contact thermique se fait au niveau des filets de vis ce qui représente une faible surface. Dans le cas de ISO-LWS, ce type de problème était mineur puisque les températures étaient plus d'un ordre de grandeur supérieures (environ $2K$).

7.2.6 Résultats expérimentaux

Ces deux types de thermomètres (échantillons numéro 1) ont été testés pour la première fois sur le cryostat Symbol. Ils ont été installés sur la platine bolomètre du système de filtrage des fluctuations thermiques V2.1 (cf. chapitre 6) afin d'obtenir des fluctuations de température les plus faibles possible. Par ailleurs, les échantillons du QMW (portant le

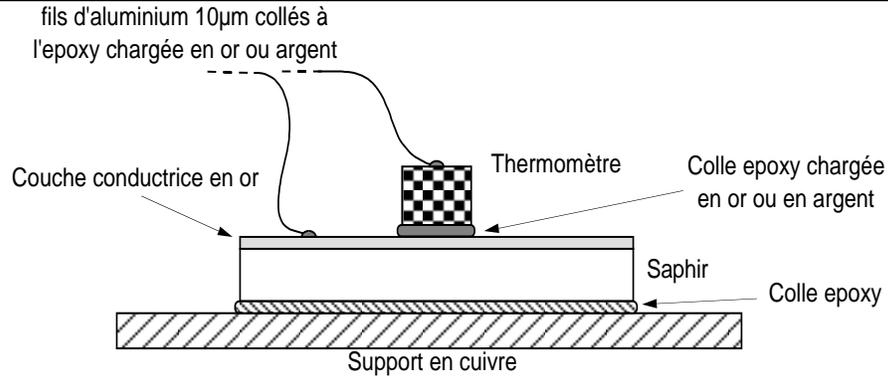


Figure 7.6: Schéma du montage des thermomètres testés.

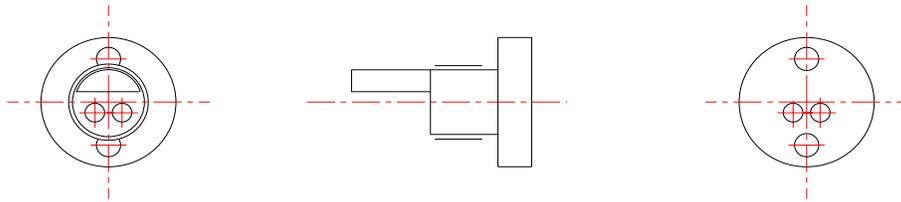


Figure 7.7: Schéma de la vis M_4 qui sert de support au thermomètre (d'après D.G. Vickers / R.S. Bhatia, communication personnelle, dessin aux conventions américaine). Sa longueur totale est égale à 8mm pour un diamètre de tête de 6mm. L'ensemble thermomètre sur saphir est collé sur la partie plate de la vis. Les contacts électrique passent à travers la vis par deux trous de diamètre 0.9mm. Les deux autres trous réalisés dans la tête de vis permettent le vissage et le dévissage de l'ensemble.

numéro 2) ont également été testés à l'IAS, à cause du manque de disponibilité du banc de test anglais.

Caractérisations

La caractérisation a consisté à mesurer une courbe $R(T)$ à basse puissance de polarisation et trois courbe $V(I)$ à des températures différentes, typiquement à $90mK$, $100mK$ et $110mK$. Un exemple de ces courbes est donné pour l'échantillon H-B Ge NTD G figures 7.9 et 7.10. On constate sur les courbes $V(I)$ que ce thermomètre n'est linéaire qu'à des courants de polarisation relativement faibles. Si l'on trace la résistance de l'échantillon en fonction du courant de polarisation en échelle logarithmique, un thermomètre parfaitement linéaire devrait présenter une résistance constante quelque soit le courant. Il apparait évident sur la figure 7.11 que la non-linéarité est présente dès les courants les plus bas. Cet effet apparait également sur les mesures des autres échantillons.

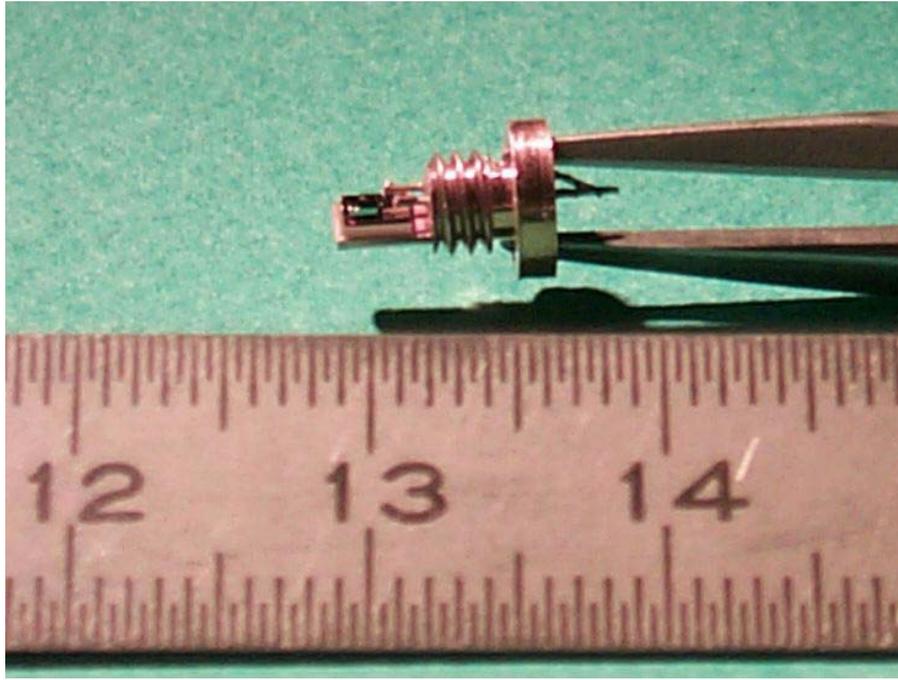


Figure 7.8: Photographie du thermomètre H-B Ge NTD G monté sur la vis M4.

Origine de la non-linéarité

D'après les simulations réalisées, ces échantillons ne devraient pas présenter de non-linéarités importantes avant quelques nA de courant de polarisation (cf. figure 7.5). L'effet de champ électrique est dominant aux bas courants. Par ailleurs, le modèle numérique ne permet pas d'obtenir de résultats satisfaisants dans 3 cas sur 4 si l'on essaye d'approximer les données obtenues à $100mK$. Le seul thermomètre où les simulations rendent compte des mesures réalisées est le H-B Ge NTD G numéro 1 à $100mK$ où l'on obtient les contraintes suivantes:

$$\begin{cases} L_{ho} = 25.4nm \\ G_{e-ph} = 2.65W/K^6/cm^3 \end{cases} \quad (7.20)$$

avec $\chi^2 = 5.5$ sur les 20 points de la courbes $V(I)$ expérimentale. On constate ainsi que le paramètre de découplage électron/phonon déterminé est un ordre de grandeur trop petit. Il semble donc qu'un autre phénomène physique provoque cette non-linéarité.

On pense alors aux problèmes de résistance thermique de Kapitza aux interfaces [Chapellier 1999a, Swartz & Pohl 1989]. Celle-ci provient principalement de la différence acoustique qui limite la transmission des phonons entre les deux milieux. La résistance thermique de Kapitza varie généralement en T^{-3} d'où une conductivité en T^3 , et est inversement proportionnelle à la surface de contact. Dans le cas présent, la surface de contact la plus petite est l'interface échantillon-époxy chargé en or ou argent. C'est donc elle qui domine les autres résistances thermiques de contact. Pour des températures supérieures au Kelvin, la conductivité thermique d'une époxy peut être améliorée si on la charge de

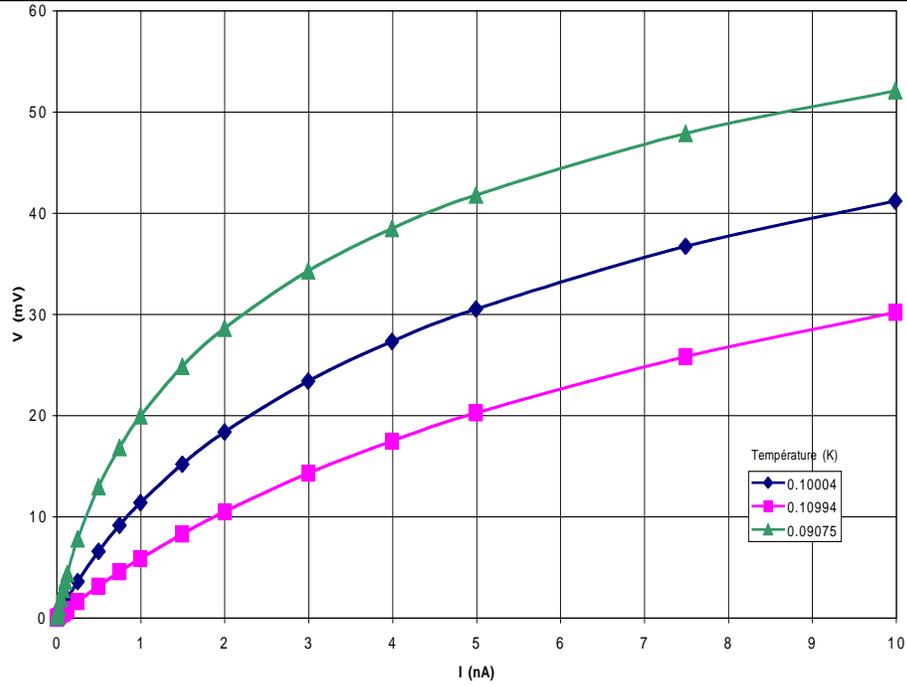


Figure 7.9: Courbes $V(I)$ à trois températures différentes de l'échantillon H-B Ge NTD G numéro 2 avec un volume égal à $495 \times 1050 \times 1050 \text{ } (\mu\text{m})^3$. On voit nettement apparaître des non-linéarités au dessus du nA.

poudre métallique d'or ou d'argent. Mais aux températures inférieures, la résistance de contact entre grains métalliques et époxy élimine l'essentiel de l'effet de conductibilité des grains [Chapellier 1999a, Anderson et Rauch 1970]. De plus, des contraintes mécaniques déjà observées peuvent dégrader l'interface entre l'échantillon et la colle, ce qui a pour effet de diminuer encore le couplage thermique. Prenons l'exemple de l'échantillon G numéro 2. Supposons que le comportement de l'échantillon soit dominé uniquement par l'effet de champ électrique jusqu'à quelques nA à 100mK comme le suggère la figure 7.5. Cet effet peut être corrigé au premier ordre en supposant la température de l'échantillon égale à celle de son support T_{sup} . Ceci nous permet alors de remonter à la température de l'échantillon T_{ech} via la courbe expérimentale $R(T)$. On peut ainsi déterminer la coefficient de contact g d'après la formule suivante:

$$g = \frac{RI^2}{A \times (T_{ech}^4 - T_{sup}^4)} \quad (7.21)$$

où A est la surface de contact. Dans le cas présent, on obtient $g \simeq 2 \cdot 10^{-4} \text{W/K}^4/\text{cm}^2$ qui augmente légèrement avec la température de l'échantillon. Cette valeur semble identique pour les autres échantillons à 100mK . Malheureusement, il n'existe pas de mesure de résistance de Kapitza avec des colles électriquement conductrice dans la littérature. On peut néanmoins comparer cette valeur avec le contact cuivre-epoxy où l'on trouve $g \simeq 1.7 \cdot 10^{-2} \text{W/K}^4/\text{cm}^2$ [Chapellier 1999a]. On constate ainsi que ces échantillons présentent un couplage environ

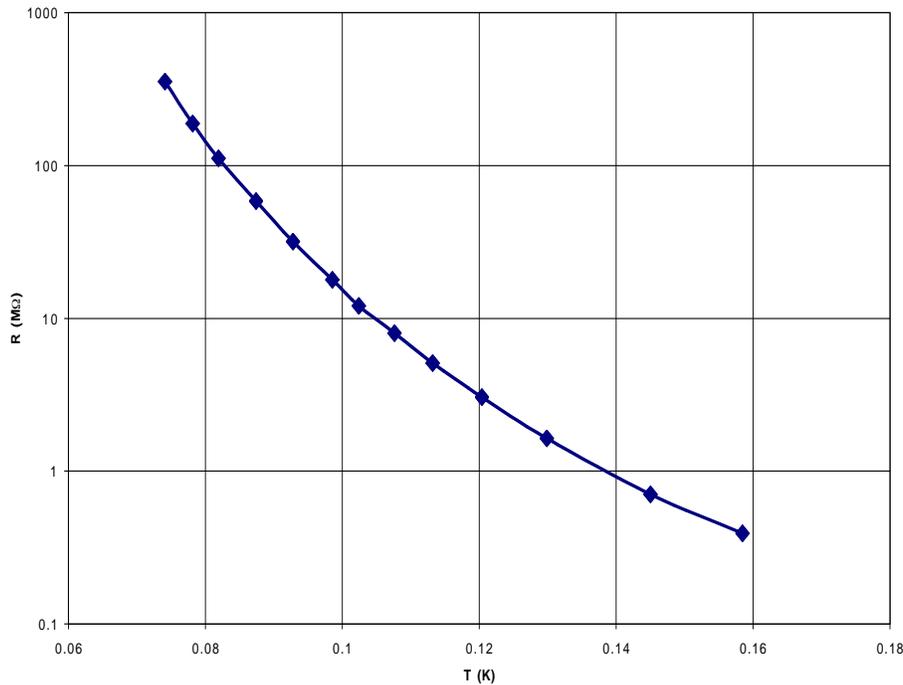


Figure 7.10: Courbe $R(T)$ à basse puissance de polarisation de l'échantillon H-B Ge NTD G numéro 2 avec un volume égale à $495 \times 1050 \times 1050$ (μm)³. L'échelle est logarithmique en résistance. Cette mesure est compatible avec une loi en $R_0 \exp \left[\sqrt{T_0/T} \right]$.

deux ordre de grandeur plus petit que dans le cas d'un collage avec de l'époxy pure.

Niveau de sensibilité

Malgré un découplage très important, des spectres de bruit ont pu être obtenus. La figure 7.12 représente la densité spectrale d'amplitude de la température mesurée avec le thermomètre NTD G numéro 1 à 100mK . On observe deux zones sur ce spectre: la première, pour des fréquences inférieures à environ 1Hz , présente le début d'une remontée qui est attribuée aux fluctuations de température du système thermique. Cette remontée est compatible, aux fréquences les plus basses, avec le spectre obtenu sur le bolomètre K34 (cf. figure 6.21). La seconde zone, aux fréquences supérieures à environ 1Hz , laisse apparaître la $NE\Delta T$ du thermomètre qui vaut environ $9\text{nK}\cdot\text{Hz}^{-0.5}$, ce qui est compatible avec les simulations réalisées.

7.3 Thermométrie de sensibilité pour les étages 1.6 et 4K

Après avoir démontré que les effets non-linéaires sont négligeables, nous présentons un choix de thermomètre qui répond au cahier des charges.

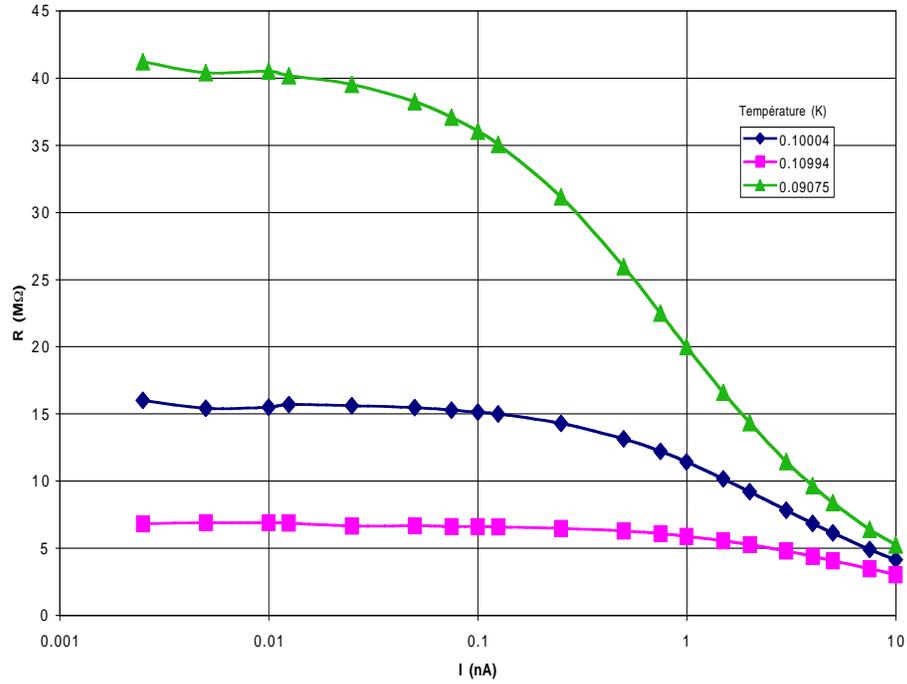


Figure 7.11: Courbes $R(I)$ à trois températures différentes de l'échantillon H-B Ge NTD G numéro 2 avec un volume égale à $495 \times 1050 \times 1050 \text{ } (\mu\text{m})^3$. L'échelle est logarithmique en intensité afin de faire apparaître les faibles puissances de polarisation. Les effets non-linéaires apparaissent pour des courants $I \gtrsim 0.1 \text{ nA}$ suivant la température.

7.3.1 Qu'en est-il des effets non-linéaires?

Le cas des thermomètres pour les étages 1.6 et 4K est grandement simplifié par le fait que les effets non-linéaires sont négligeable si l'on se cantonne à de faibles courants de polarisation. En effet, le découplage électron/phonon est négligeable du moment où la condition suivante est vérifiée:

$$\frac{T_e - T_{ph}}{T_{ph}} \ll 1 \quad (7.22)$$

Si l'on introduit la relation reliant la température électronique et la température phonique, cette condition est équivalente à:

$$\frac{P}{G_{e-ph} Vol T_{ph}^m} \ll 1 \quad (7.23)$$

Si l'on se place à $T_{ph} \geq 1 \text{ K}$, il suffit que $P \ll G_{e-ph} Vol$ pour que la condition 7.22 soit remplie. Dans le cas de thermomètres Ge NTD de taille standard (cube de $250 \mu\text{m}$ de côté) et pour une constante de découplage électron/phonon normale ($G_{e-ph} \simeq 15 \text{ W/K}^6/\text{cm}^3$), il vient $P \ll 200 \mu\text{W}$. Cette condition est vérifiée avec une résistance de $10 \text{ M}\Omega$ lorsque le courant de polarisation est tel que $I \ll 4 \mu\text{A}$ ce qui est le cas avec l'électronique à polarisation capacitive standard de Planck-HFI. Maintenant que l'on a $T_e = T_{ph}$, l'effet de

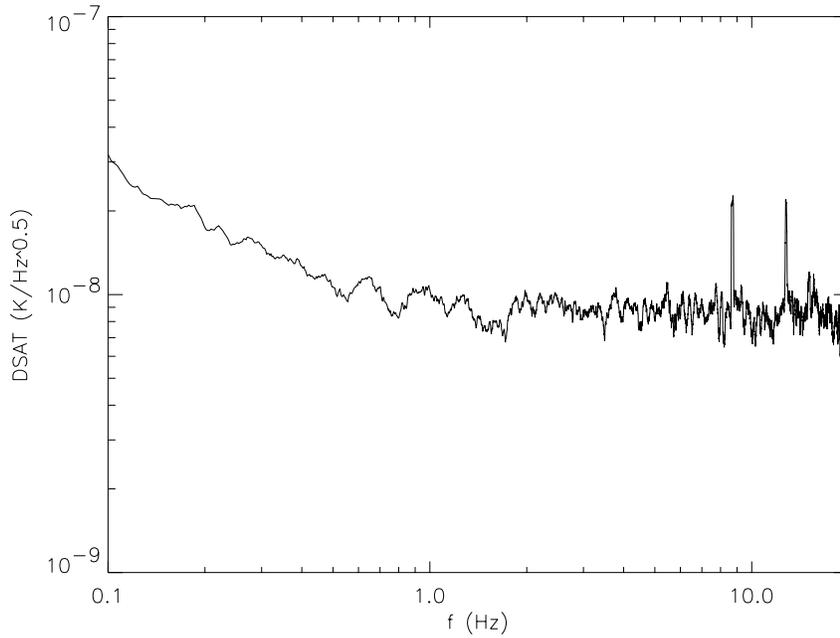


Figure 7.12: *Densité Spectrale d'Amplitude (lissée sur 60 points) de la température de la platine bolomètre à 102mK mesurée par un thermomètre H-B Ge NTD G avec un volume égal à $495 \times 1050 \times 1050 (\mu\text{m})^3$ ($R = 3.009M\Omega$, $I = 9.988nA$). L'augmentation aux basses fréquences est attribuée aux fluctuations de température du système de filtrage thermique.*

champ électrique peut être négligé si la relation suivante est vérifiée:

$$\frac{eEL_h}{k_B T_{ph}} \ll 1 \quad (7.24)$$

Pour $T_{ph} \geq 1K$, on a $L_h = L_{ho}/T_{ph}^m \leq L_{ho}$ et la condition précédente est alors vérifiée si l'on a:

$$E \ll \frac{k_B}{eL_{ho}} \quad (7.25)$$

Pour $L_{ho} = 25nm$, il vient $E \ll 3000V/m$. Ceci est vérifié dans un thermomètre cubique de côté égale à $250\mu m$ et de résistance valant $10M\Omega$ dès que le courant de polarisation est tel que $I \ll 75nA$ ce qui est le cas avec une électronique de lecture à polarisation capacitive identique à celle des bolomètres.

7.3.2 Choix d'un thermomètre

Parmi les thermomètres disponibles chez Haller-Beeman, seul l'échantillon B avec une géométrie cubique de $250\mu m$ de côté est compatible avec les spécifications. Il permet en effet d'obtenir respectivement environ $12.3M\Omega$ et $1.36M\Omega$ à $1.6K$ et $4K$, ce qui est compatible avec l'électronique de lecture à polarisation capacitive.

Le thermomètre est considéré en régime linéaire et sa responsivité est déterminé par la

relation 7.19. Pour calculer la sensibilité de la chaîne thermométrique, on a considéré le bruit Johnson du thermomètre ainsi que le bruit de l'électronique de lecture. Les résultats sont contenus dans la table 7.6. On rappelle la définition de la sensibilité sans dimension α :

$$\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (7.26)$$

On constate que ce type de thermomètre permet d'atteindre aisément la spécification de

Table 7.6: *Caractéristiques de la chaîne thermométrique basée sur l'échantillon H-B Ge NTD B ayant une géométrie cubique de 250 μ m et polarisé avec un courant égal à 10nA. L'électronique de lecture est à polarisation capacitive. Ses caractéristiques de bruit sont les suivantes: $e_n = 5 \text{ nV.Hz}^{-0.5}$, $i_n = 0.5 \text{ fA.Hz}^{-0.5}$.*

| Temp. (K) | R (M Ω) | α | Sens. $\mu\text{K.Hz}^{-0.5}$ |
|--------------|--------------------|----------|----------------------------------|
| 1.6 | 12.3 | -3.0 | 0.15 |
| 2 | 6.55 | -2.7 | 0.31 |
| 3 | 2.45 | -2.2 | 1.2 |
| 4 | 1.36 | -1.9 | 2.8 |
| 5 | 0.91 | -1.7 | 5.4 |
| 6 | 0.68 | -1.5 | 9.0 |

sensibilité des étages 1.6K et 4K avec respectivement un facteur 10 et 2 de marge de sécurité.

7.4 Est-il possible d'assurer sensibilité et précision à la fois?

On cherche ici à regrouper précision et stabilité sur une même chaîne thermométrique. Celle-ci doit forcément être basée sur une électronique de lecture de bolomètres afin de bénéficier de son faible niveau de bruit principalement pour la fonction sensibilité.

Dans l'hypothèse où la chaîne thermométrique permet d'atteindre le niveau de sensibilité requis, la précision sur la mesure de la température sera dominée par les termes de calibration. Si l'on suppose de plus que le thermomètre ait été parfaitement calibré au préalable, les termes de calibration de l'électronique dominent. Dans le cas de l'électronique à polarisation capacitive de Planck-HFI, l'incertitude sur le courant de polarisation est prépondérante car elle provient des incertitudes sur les capacités de polarisation mais aussi sur les capacités parasites (cf. 4.3.2). On peut ainsi tabler sur environ 5% d'incertitude au niveau du courant de polarisation si la capacité de polarisation est connue à mieux que 1%. Cette incertitude englobe également le vieillissement. Connaissant les caractéristiques théoriques des thermomètres de sensibilité, on peut remonter aux précisions de mesure de température en supposant une incertitude donnée sur le courant de polarisation. Les résultats obtenus pour les étages 1.6K et 4K sont représentés dans la table 7.7 et dans la table 7.8 pour la

dilution et l'étage bolométrique. On constate dans un premier temps que la spécification

Table 7.7: *Précisions théoriques sur la mesure de température avec une électronique à polarisation capacitive et un thermomètre du type H-B Ge NTD B ayant une géométrie cubique de $250\mu\text{m}$. La fréquence d'échantillonnage est égale à 10Hz et le courant de polarisation est supposé égal à 10nA avec une incertitude de 5% ou 1%. Les caractéristiques de bruit de l'électronique de lecture sont les suivantes: $e_n = 5 \text{ nV.Hz}^{-0.5}$, $i_n = 0.5 \text{ fA.Hz}^{-0.5}$.*

| Temp. (K) | R ($M\Omega$) | α | ΔT ($\Delta I/I = 5\%$) (mK) | ΔT ($\Delta I/I = 1\%$) (mK) |
|--------------|--------------------|----------|---|---|
| 1.6 | 12.3 | -3.0 | 26.7 | 5.3 |
| 2 | 6.55 | -2.7 | 37.4 | 7.5 |
| 3 | 2.45 | -2.2 | 68.6 | 13.7 |
| 4 | 1.36 | -1.9 | 106 | 21.1 |
| 5 | 0.91 | -1.7 | 148 | 29.5 |
| 6 | 0.68 | -1.5 | 194 | 38.8 |

sur l'incertitude de mesure de la température des étages 1.6K et 4K n'est atteinte que pour une erreur d'au plus 1% sur le courant de polarisation. Si l'on désire regrouper sensibilité et précision sur une seule chaîne thermométrique par étage 1.6K ou 4K , il est ainsi nécessaire de calibrer le courant de polarisation à mieux de 1%. Dans le cas des étages les plus froids,

Table 7.8: *Précisions théoriques sur la mesure de température avec une électronique à polarisation capacitive et un thermomètre du type H-B Ge NTD G ayant une distance inter électrodes égale à $400\mu\text{m}$ et un volume de $400 \times 1000 \times 1000 (\mu\text{m})^3$. La fréquence d'échantillonnage est 10Hz et le courant de polarisation est égal à 10nA avec une incertitude de 5%. Les caractéristiques de bruit de l'électronique de lecture sont les suivantes: $e_n = 5 \text{ nV.Hz}^{-0.5}$, $i_n = 0.5 \text{ fA.Hz}^{-0.5}$.*

| Temp. (mK) | R ($M\Omega$) | α | ΔT (mK) |
|---------------|---------------------|----------|--------------------|
| 80 | 6.25 | -1.5 | 2.6 |
| 90 | 4.94 | -2.5 | 1.8 |
| 100 | 3.57 | -3.7 | 1.4 |
| 120 | 1.48 | -5.9 | 1.0 |
| 1000 | $50 \cdot 10^{-6}$ | -2.8 | 21 |
| 3000 | $4.7 \cdot 10^{-6}$ | -1.6 | 640 |

on constate qu'une erreur de 5% sur le courant de polarisation suffit quasiment à obtenir la précision requise. La calibration du courant de polarisation n'est donc pas forcément nécessaire dans ce cas. Par ailleurs, l'incertitude sur la température à 3K reste convenable, ce qui permet le recouvrement avec les thermomètres de contrôle de refroidissement.

En conclusion, rien ne semble s'opposer à utiliser des thermomètres semblables pour la précision et la sensibilité. Le problème essentiel vient des électroniques de lecture, et en particulier de l'incertitude sur la valeur des capacités de polarisation. Cela concerne uniquement les étages 1.6K et 4K. Pour utiliser une seule et même chaîne pour les deux types de mesure, il faut élaborer une stratégie de calibration, ou plutôt de recalibration des chaînes de thermométrie sur l'instrument intégré, ce qui peut impliquer une séquence spéciale pendant la phase d'étalonnage.

Conclusion

La thermométrie Planck-HFI a donc été déterminé et optimisé pour entré dans le cahier des charges. Particulièrement au niveau de la mesure de sensibilité, les solutions techniques existent et ont été démontrées expérimentalement pour l'étage 0.1K. Le principal obstacle pour combiner sensibilité et précision sur une unique chaîne thermométrique est la calibration de l'électronique de lecture, particulièrement concernant les étages 1.6K et 4K. Ceci peut nécessité une stratégie de calibration à affiner.

Chapitre 8

Détection du dipôle du FDCS avec Planck/HFI

L'émission intégrée de l'ensemble des sources extragalactiques produit un Fond Diffus Cosmologique (FDC) qui s'étend des rayons gamma au domaine radio [Bouchet et al. 2000]. Ce fond diffus est dominé par le FCM qui contient environ 93% de l'énergie. La seconde composante, représentant environ 4-5% du FDC, se trouve dans l'infra-rouge et le sub-millimétrique. Elle provient de l'effet de l'expansion sur les sources lointaines et de l'échauffement des poussières par absorption de rayonnement X et ultra-violet provenant des étoiles et des noyaux actifs de galaxies. Ainsi, les sources les plus lointaines contribuent principalement au FDC dans le sub-millimétrique. La mesure du Fond Diffus Cosmologique Sub-millimétrique (FDCS) contient ainsi d'importantes informations concernant la physique de la formation et de l'évolution des galaxies. Comme le montre la figure 8.1, le FDCS est actuellement mieux connu que la composante visible du FDC, grâce au satellite COBE. Sa mesure est néanmoins difficile puisqu'elle nécessite la soustraction de l'émission des poussières de notre Galaxie, composante encore mal connue. Une détection différentielle de l'effet dipolaire du FDCS, en s'affranchissant à l'ordre 0 des avant-plans, permettrait une mesure de ce fond de manière indépendante. C'est cet effet dipolaire du FDCS que l'on se propose d'étudier dans ce chapitre, ainsi que sa détection par Planck-HFI.

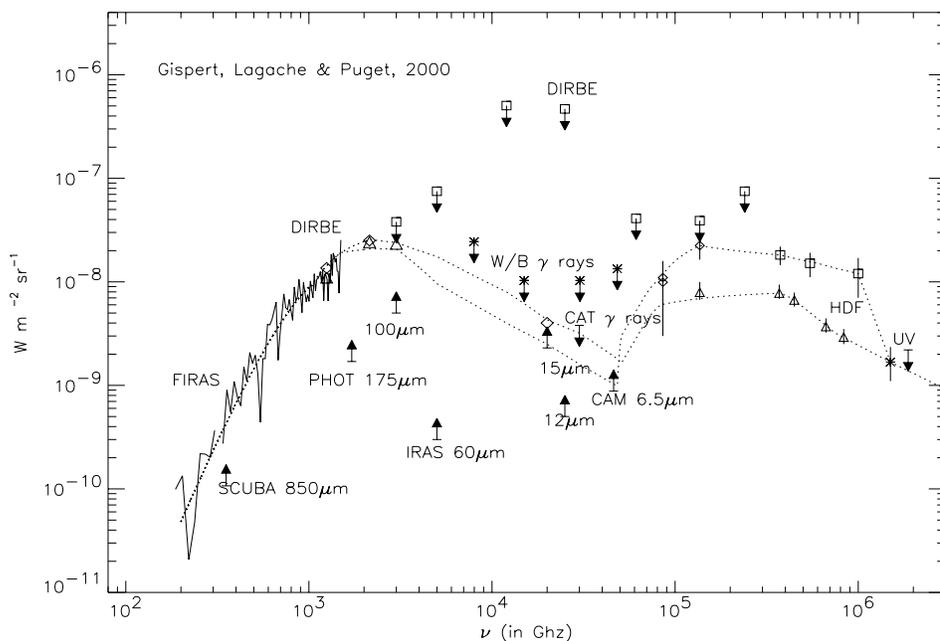


Figure 8.1: *Spectre du fond diffus depuis l'ultraviolet jusqu'au sub-millimétrique, d'après [Gispert et al. 2000]. Les deux traits en pointillés rejoignent les valeurs supérieures et inférieures.*

8.1 Effet du mouvement sur l'intensité d'un rayonnement

Considérons deux observateurs \mathcal{O} et \mathcal{O}' liés respectivement aux référentiels \mathcal{R} et \mathcal{R}' comme l'illustre la figure 8.2. Ces deux observateurs sont noyés dans un rayonnement homogène et le référentiel \mathcal{R}' s'éloigne de \mathcal{R} à une vitesse \vec{v} suivant l'axe x . Nous noterons par p' dans \mathcal{R}' le paramètre correspondant à p dans \mathcal{R} . \mathcal{O}' possède un détecteur au repos dans \mathcal{R}' dont la surface A' est perpendiculaire à l'axe x . Le rayonnement monochromatique de

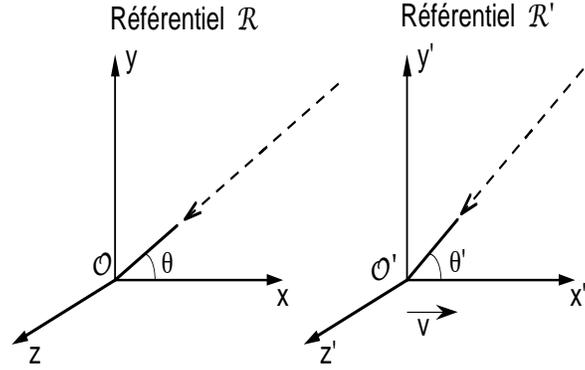


Figure 8.2: Représentation des deux référentiels \mathcal{R} et \mathcal{R}' .

fréquence ν' et provenant d'un angle θ' observé par \mathcal{O}' est vu par \mathcal{O} avec une fréquence ν et sous un angle θ . La transformation de Lorentz de la relativité restreinte permet de passer de \mathcal{R} à \mathcal{R}' et il vient alors:

$$\begin{cases} \nu' = \frac{\nu}{\gamma(1 - \beta \cos \theta')} \\ \cos \theta' = \frac{\cos \theta + \beta}{1 + \beta \cos \theta} \end{cases} \quad (8.1)$$

où $\beta = v/c$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-0.5}$.

La première formule correspond à l'effet Doppler relativiste et la seconde à l'aberration de la lumière. Un troisième effet vient perturber l'observation de \mathcal{O}' : dans son déplacement, il balaye un volume plus important que son homologue \mathcal{O} , et ceci d'un facteur ι qui vaut, pour un intervalle de temps dt dans \mathcal{R} :

$$\iota = \frac{v dt + c \cos \theta dt}{c \cos \theta' dt'} = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta')} \quad (8.2)$$

Les nombres de photons détectés par \mathcal{O} et \mathcal{O}' sont naturellement les mêmes. Ainsi, l'intensité $I'(\nu')$ mesurée par \mathcal{O}' s'écrit [Peebles]:

$$I'(\nu') = \frac{I(\nu)}{[\gamma(1 - \beta \cos \theta')]^3} \quad (8.3)$$

Le rayonnement provenant de la direction du déplacement apparaît donc plus intense que dans la direction opposée. En particulier, dans le cas où la source est un corps noir à la température T , l'observateur en mouvement mesure un rayonnement dont le spectre est également un corps noir à la température T' qui dépend de l'angle θ' :

$$T' = \frac{T}{\gamma(1 - \beta \cos \theta')} \simeq T[1 + \beta \cos \theta' + \beta^2 \cos^2 \theta' + o(\beta^2)] \quad (8.4)$$

Le terme en β représente le terme de dipôle. L'effet de l'aberration se manifeste avec un terme de quadrapôle qui a une amplitude en β^2

8.2 Effet dipolaire du FDCS

Une bonne approximation du spectre du FDCS dans le domaine $[100\mu\text{m}; 1\text{mm}]$ est donnée par l'expression suivante, d'après [Lagache 1998]:

$$I(\nu) = 8.8 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{1.4} P_\nu(T_0) \quad (8.5)$$

où $\nu_0 = 100\text{cm}^{-1}$ et $T_0 = 13.6\text{K}$. On considère cette expression comme étant le spectre du FDCS au repos car déterminée par moyenne sur un ensemble de points relativement homogènes sur le ciel [Puget et al. 1996]. La formule 8.3 permet de calculer l'effet du déplacement de la Terre par rapport au référentiel où le FDCS est isotrope. Comme $\beta = 1.23 \cdot 10^{-3} \ll 1$ [Kogut et al. 1993], il est possible d'effectuer un développement limité en $\beta \cos \theta'$ afin de faire apparaître le terme de dipôle. L'amplitude pic-pic du dipôle vaut ainsi:

$$\Delta I_{p-p}(\nu') = 2\beta I(\nu') \left(\frac{x e^x}{e^x - 1} - 1.4 \right) \quad (8.6)$$

où $x = h\nu'/(kT_0)$. Son allure est représentée figure 8.5.

8.3 Détection par Planck-HFI du terme dipolaire du FDCS

8.3.1 Cas idéal

Nous considérons ici le cas d'une chaîne de détection dont le bruit de mesure est blanc. La détection de l'effet dipolaire du FDCS par Planck-HFI est résumé dans la table 8.1. On constate que la détection de l'effet dipolaire du FDCS est possible pour les canaux à

Table 8.1: Valeurs du dipôle du FDCS dans les bandes de Planck-HFI et rapports signal sur bruit pour trois pixelisations. Les hypothèses sont les suivantes: durée de la mission égale à 1 an et 2 mois, pixels carrés, bruit du bolomètre égal au bruit de photon du canal considéré.

| | | | | | | |
|----------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| Fréquence (GHz) | 857 | 545 | 353 | 217 | 143 | 100 |
| Beam FWHM (arcmin) | 5.0 | 5.0 | 5.0 | 5.5 | 8.0 | 10.7 |
| Sensibilité à 1σ (MJy/sr) | $2.1 \cdot 10^{-2}$ | $1.1 \cdot 10^{-2}$ | $9.6 \cdot 10^{-3}$ | $3.0 \cdot 10^{-3}$ | $1.0 \cdot 10^{-3}$ | $9.0 \cdot 10^{-4}$ |
| Int. dipôle FDCS (MJy/sr) | $3.2 \cdot 10^{-3}$ | $6.9 \cdot 10^{-4}$ | $9.9 \cdot 10^{-5}$ | $2.2 \cdot 10^{-6}$ | $-2.5 \cdot 10^{-6}$ | $-1.4 \cdot 10^{-6}$ |
| Rapport S/B par pixel | 0.06 | 0.03 | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| Rap. S/B par pixel de 1° | 0.63 | 0.27 | 0.04 | 0.00 | 0.01 | 0.00 |
| Rap. S/B par pixel de 10° | 6.28 | 2.72 | 0.44 | 0.03 | 0.07 | 0.03 |

857GHz et 545GHz si l'on moyenne sur plus de 10° . Le signal dans les autres canaux est trop faible pour une détection optimale.

8.3.2 Cas du bruit basse fréquence

La remontée du bruit de la chaîne de détection dégrade la sensibilité de l'expérience aux bas ℓ . La meilleure détection de l'effet dipolaire du FDCS que l'on pourra obtenir avec Planck-HFI sera réalisée sur les cartes où un dipôle global pourra être ajusté en tenant compte de l'ensemble des données et en évitant le recouvrement (aliasing) des modes angulaires. Le spectre de puissance angulaire sur le ciel laissera alors apparaître un excès de puissance au niveau du multipole $\ell = 1$.

Aux basses fréquences, on s'attend à un bruit en excès provenant des dérives de l'instrument mais aussi de différentes sources vues dans les lobes lointains (la Galaxie, la Terre, la Lune et le Soleil) [Delabrouille 1998]. L'effet de cet excès de bruit sur les cartes finales est pour le moment difficile à estimer puisque le traitement des données en enlèvera une grande partie par des algorithmes de destriage [Delabrouille 1998]. On peut toutefois se faire une première idée en se plaçant dans le cas où ces dérives ne sont éliminées qu'en dehors de la bande de fréquences utile (entre 16mHz et 100Hz). Ces dernières peuvent être modélisées convenablement par une densité spectrale d'amplitude en $1/f$. La formule de Delabrouille et al. [Delabrouille et al. 1998] permet de passer du spectre de puissance angulaire C_ℓ au spectre de puissance Γ_m du mode m observé sur le cercle de rayon θ :

$$\Gamma_m = \sum_{\ell=|m|}^{\infty} C_\ell B_\ell \mathcal{P}_{\ell m}^2(\theta) \quad (8.7)$$

où B_ℓ est le spectre de puissance angulaire du faisceau de l'instrument qui vaut, dans le cas d'un faisceau gaussien de déviation standard σ_f (la largeur à mi-hauteur vaut $FWHM = 2.355\sigma_f$):

$$B_\ell \approx \exp\left(-\frac{\ell^2 \sigma_f^2}{2}\right) \quad (8.8)$$

$\mathcal{P}_{\ell m}(\theta)$ est donné par l'expression suivante qui fait intervenir les polynômes de Legendre associés $P_{\ell m}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\ell m}(\theta) &= \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} P_{\ell m}(\cos \theta), \quad \text{pour } m \geq 0, \\ &= (-1)^{|m|} \mathcal{P}_{\ell|m|}(\theta), \quad \text{pour } m < 0, \end{aligned}$$

L'objectif est d'inverser la formule 8.7 afin de connaître l'effet d'un bruit dont le spectre de puissance est connu sur le spectre de puissance angulaire.

La convergence de la série donnée par l'équation 8.7 est physiquement évidente. Il reste à connaître la valeur maximum de ℓ qui permet d'obtenir une bonne approximation de cette série. Or la décroissance rapide de B_ℓ avec ℓ permet d'envisager qu'une bonne approximation est obtenue avec $\ell \leq \ell_{max} \simeq \frac{3}{\sigma_f}$. En effet, l'échantillonnage sur le ciel à environ 2.4 points par FWHM ne permet pas d'atteindre les multipôles $\ell \gtrsim \frac{1}{2} \frac{2\pi}{FWHM/2.4} \simeq \frac{\pi}{\sigma_f}$. Dans ce cas, la formule 8.7 peut alors être vue de manière matricielle:

$$\Gamma = M \times C \quad (8.9)$$

où les vecteurs Γ et C contiennent respectivement les Γ_m et les C_ℓ pour $m, \ell \leq \ell_{max}$. La matrice M est carré de dimension ℓ_{max} . Elle a de plus l'avantage d'être triangulaire supérieure puisque Γ_m ne dépend que des C_ℓ pour $\ell \geq |m|$. Elle est donc aisément inversible, ce qui permet de remonter au C_ℓ à partir des Γ_m :

$$C = M^{-1} \times \Gamma \quad (8.10)$$

Les Γ_m s'obtiennent en remarquant que chaque mode sur le cercle possède une largeur de bande qui vaut $1/(2T_{spin})$ où T_{spin} est la période de rotation du satellite. De plus, le spectre de sensibilité sur les données temporelles $NEP(f)$ doit être projeté sur le ciel. Il vient:

$$NEP^2(f)B^2(f) = 2T_{spin}\Gamma_m \quad (8.11)$$

Un spectre de puissance sur les données temporelles de la forme $NEP^2 \times (1 + (fknee/f))$ donne alors un C_{1noise} . On peut alors calculer le niveau de sensibilité à 1σ de la mesure du dipôle du FDCS en dégradant la résolution ce qui revient à filtrer les hautes fréquences spatiales ($C_{\ell noise} = \sigma^2\Omega$). Les résultats sont données dans la table 8.2. On constate qu'il est nécessaire de supprimer environ 50% de l'effet des stries si l'on désire obtenir un rapport signal sur bruit d'environ 3 à 857GHz.

Table 8.2: Valeur du coefficient C_{1noise} pour un bruit de détection ayant une composante blanche donnée par le NEP et une composante en $1/f$ avec $f_{knee} = 0.01Hz$. L'angle entre l'axe de rotation du satellite et l'axe du télescope est égale à 90° . La valeur maximale de ℓ a été choisie à $\ell_{max} = 6000$.

| Fréquence (GHz) | 857 | 545 | 353 |
|--|---------------------|---------------------|---------------------|
| $C_{1noise} ((MJy/sr)^2 \cdot rad^2)$ | $1.5 \cdot 10^{-6}$ | $1.2 \cdot 10^{-6}$ | $5.8 \cdot 10^{-7}$ |
| Sens. sur C_1 à 1σ par pixel de 30° (MJy/sr) | $2.3 \cdot 10^{-3}$ | $2.1 \cdot 10^{-3}$ | $1.5 \cdot 10^{-3}$ |
| Int. dipôle FDCS (MJy/sr) | $3.2 \cdot 10^{-3}$ | $6.9 \cdot 10^{-4}$ | $9.9 \cdot 10^{-5}$ |

8.3.3 Effet relatif au dipôle global

Afin d'évaluer l'effet de la calibration et de la soustraction des composantes, il est nécessaire d'estimer le dipôle global que l'on observera avec Planck-HFI. Celui-ci est constitué du dipôle du FCM, du FDCS mais aussi d'un faux terme dipolaire provenant de la répartition des poussières de notre Galaxie.

Le dipôle du FCM

Le dipôle du FCM est bien connu depuis les mesures de COBE. Son spectre est donné par la dérivée première par rapport à la température de la fonction de Planck $P_\nu(T)$. En

effet, le spectre du FCM peut être développé au premier ordre d'après l'équation 8.4 pour faire apparaître le spectre du monopôle et du dipôle:

$$P_\nu(T') \simeq P_\nu(T[1 + \beta \cos \theta' + o(\beta)]) \simeq P_\nu(T) + T\beta \cos \theta' \frac{\partial P_{\nu u}(T)}{\partial T} + o(\beta) \quad (8.12)$$

La mesure de COBE du dipôle cinématique est $\beta T = 3.372 \pm 0.007 mK$ soit $\beta \simeq 1.23 \cdot 10^{-3}$ [Fixsen et al. 1996].

Repartition des poussières de la Galaxie

La répartition des poussières de notre Galaxie peut également engendrer un effet dipolaire. Afin d'évaluer cette composante, un terme de dipôle est estimé sur les cartes de COBE-DIRBE à $100\mu m$, $140\mu m$ et $240\mu m$ de longueur d'onde. La carte à $60\mu m$ a été éliminée du processus car contaminée par l'émission des poussières du système solaire (lumière zodiacale). La coupure optimale du plan galactique a été estimée à $\pm 15^\circ$ sur la carte à $240\mu m$ pour ne pas engendrer de fluctuations notables du terme dipolaire. La figure 8.3 représente

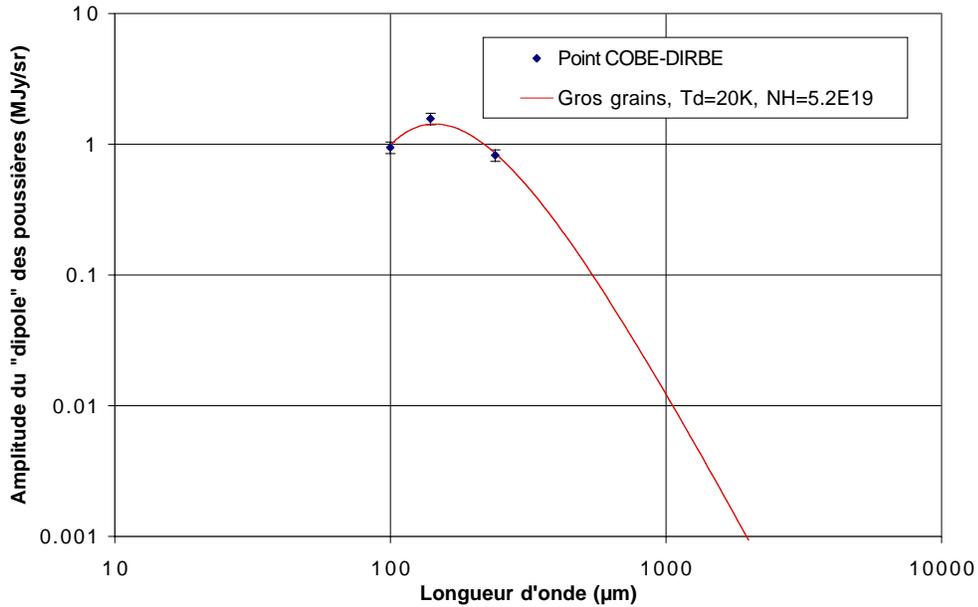


Figure 8.3: Spectre de l'amplitude de l'effet dipolaire induit par la répartition des poussières de notre Galaxie obtenu avec COBE-DIRBE. La courbe en traits pleins représente le meilleurs ajustement pour une émission du type gros grains (emissivité en λ^{-2}).

le spectre du dipôle ainsi mesuré. Il s'ajuste avec une loi d'émission du type gros grains à haute latitude galactique [Boulanger et al. 1996] avec une température de poussière de 20K relativement chaude et une densité de colonne d'environ $5 \cdot 10^{-19} cm^{-2}$ ($\chi^2=1.1$ sur les trois points DIRBE supposés entachés de 10% d'erreur). La direction du dipôle des poussières de notre Galaxie estimé avec DIRBE est représenté figure 8.4. Avec une incertitude de 10%, la longitude et la latitude galactique en fonction de la longueur d'onde s'ajustent

linéairement avec respectivement $\chi^2 = 3.7$ et $\chi^2 = 0.2$. L'approximation de la direction et de l'amplitude du dipôle des poussières de notre Galaxie avec COBE-DIRBE permet ainsi une extrapolation raisonnable aux canaux Planck-HFI adjacents.

Spectre du dipôle global et conséquences

Le dipôle global qui sera observé par Planck-HFI est la somme des différentes contributions que sont la poussière de notre Galaxie, le FDCS et le FCM. La figure 8.5 représente les spectres des différents dipôles projetés sur l'axe du dipôle du FCM ainsi que le dipôle global. On constate que dans les canaux à hautes fréquences de HFI, le dipôle du FDCS représente environ 1% du dipôle global. Les conséquences sont de deux ordres:

1. La détection de l'effet dipolaire du FDCS nécessite une séparation des composantes, et en particulier de l'émission des gros grains de notre Galaxie, à mieux que 1% (suppression de 99%). Actuellement, les meilleurs traceurs permettent une soustraction d'environ 90% des poussières galactiques.
2. L'étalonnage en réponse de l'instrument requiert une précision meilleure que le %. Les spécifications fixent ce chiffre à 3% pour les canaux hautes fréquences, étalonnage réalisé par comparaison avec les données de l'instrument COBE-FIRAS. Ces constatations doivent cependant être modulées avec le fait que la détection du dipôle du FDCS se fait sur de grandes échelles angulaires, ce qui diminue ces incertitudes si elles ne proviennent pas d'effets systématiques.

8.4 Conclusions

La détection de l'effet dipolaire du FDCS permettrait une mesure originale, indépendante et différentielle du FDCS. Sa détection par les canaux hautes fréquences de Planck-HFI se heurte essentiellement aux problèmes de soustraction des composantes et de précision d'étalonnage. Le niveau du dipôle du FDCS atteint en effet environ 1% du dipôle global à ces fréquences. Une étude complète de cette détection, prenant en compte les différentes émissions astrophysiques mais aussi les effets systématiques, est donc nécessaire. La précision de l'étalonnage et de la soustraction des composantes par rapport aux effets systématiques sera l'objet d'études qui seront réalisées dans le cadre du DPC (Data Processing Centre ou centre de traitement des données) dans les prochains mois.

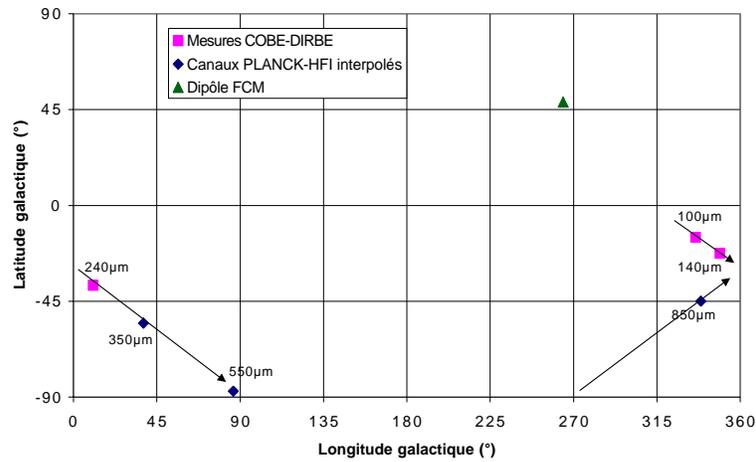


Figure 8.4: *Direction de l'effet dipolaire induit par la répartition des poussières de notre Galaxie, en fonction de la longueur d'onde. Les points pour Planck-HFI ont été obtenus par extrapolation des points COBE-DIRBE.*

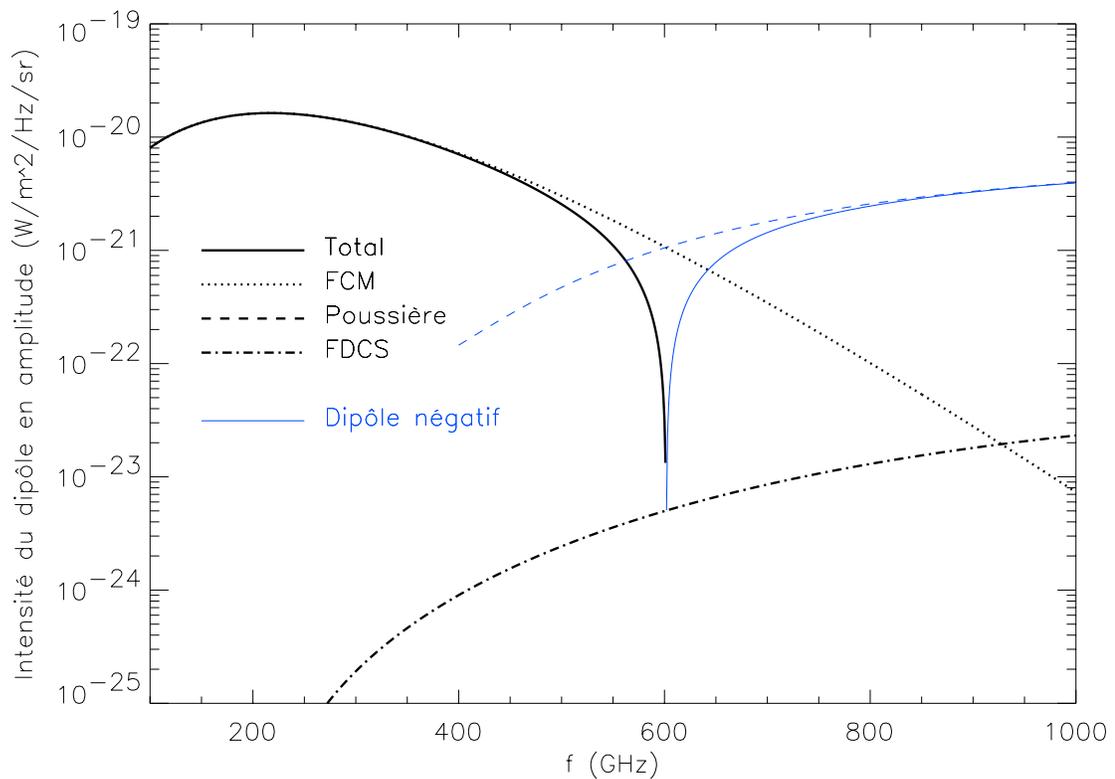


Figure 8.5: *Spectre des différents effets dipolaires projeté sur l'axe du dipôle du FCM. Un trait gras représente un dipôle positif alors qu'un trait fin correspond à un dipôle négatif.*

Conclusion

Une expérience d'observation astrophysique telle que Planck-HFI est une combinaison complexe qui fait intervenir l'objet à observer, la stratégie d'observation, l'instrument et le traitement des données. Le travail que j'ai effectué durant ma thèse m'a permis d'apprécier chacun de ces aspects, avec une prépondérance de la partie instrumentale.

Le ciel sub-millimétrique et millimétrique présente un intérêt particulier en astrophysique car il donne accès à la matière froide de notre Galaxie mais aussi à l'Univers plus chaud et lointain qui est décalé vers le rouge, en particulier au rayonnement du corps noir cosmologique (ou FCM) dont l'anisotropie permet d'accéder à la physique de l'Univers primordial. La mission Planck est plus particulièrement dédiée à l'étude de l'anisotropie de rayonnements diffus tel le FCM. La stratégie d'observation et les caractéristiques de la mission ont été optimisées dans ce sens.

Les contraintes sur l'instrument Planck-HFI que l'on déduit des objectifs scientifiques et de la stratégie d'observation sont nombreuses. La plus importante concerne la stratégie de gestion des bruits, ou stratégie du β . Les sources de bruit affectant la mesure HFI peuvent être classées en deux groupes: d'une part les bruits fondamentaux qui se déduisent des objectifs scientifiques (bruit de photon, bruits du bolomètre) et d'autre part, les autres sources de bruits additionnels (électronique de lecture, lumière parasite, fluctuations de température des différents étages cryogéniques, lobes parasites, etc...). La stratégie adoptée définit le niveau de bruit additionnel maximum tolérable conduisant à une augmentation du niveau de bruit global de moins de quelques pourcents (typiquement 5%) du niveau fondamental dans la bande de fréquence utile qui couvre le domaine $[16mHz; 100Hz]$. Cette stratégie doit être adaptée d'un sous-système à l'autre suivant les difficultés techniques rencontrées afin d'obtenir le meilleur compromis entre complexité et performances.

La définition d'un instrument comme Planck-HFI nécessite un banc de tests. J'ai ainsi réalisé l'installation complète du cryostat Symbol ce qui m'a permis de monter une chaîne de mesure bolométrique et d'appréhender les impératifs de microphonie, de thermique et de compatibilité électromagnétique que cela impose.

Le système de lecture des bolomètres Planck-HFI nécessite une modulation électrique afin d'échapper aux bruits basses fréquences provenant de l'amplificateur et d'être sensible à une large bande de fréquences. La solution retenue est un système à polarisation capacitive où le bolomètre est parcouru par un courant carré induisant ainsi une puissance électrique constante. La détection synchrone est à large bande et permet d'obtenir l'ensemble de

l'information comprise entre 1mHz et quasiment la fréquence de modulation, soit environ 100Hz. La première version de ce système réalisée par le CRTBT, le CESR et l'IAS a été implémentée et caractérisée sur Symbol. Dans le cadre de Planck-HFI, j'ai conçu, réalisé et testé une version symétrique de cette électronique, permettant d'avoir une réjection plus efficace des perturbations de mode commun. Ceci m'a conduit à analyser, modéliser et optimiser l'ensemble du traitement de l'information au sein de l'électronique de lecture des bolomètres pour Planck-HFI. Une version simplifiée et spatialisable de cette électronique constitue le système nominal pour Planck-HFI.

En analysant le problème de la lumière parasite interne au satellite, la stratégie du β m'a permis de déterminer le niveau maximum de fluctuations de température des différents étages de Planck-HFI. Les niveaux de fluctuations requis sont non-seulement très faibles, mais également exigés jusqu'aux très basses fréquences. L'étage 100mK supportant les bolomètres ne doit ainsi pas fluctuer de plus de $20nK.Hz^{-0.5}$ dans la bande $[16mHz; 100Hz]$.

Les processus physiques qui donnent naissance aux fluctuations de température de la dilution sont connus: bulles dans le circuit de la dilution, fluctuations de puissance des différents réfrigérateurs, des flux conduits et de la puissance du rayonnement incident. Ces processus donnent généralement naissance à des fluctuations de température basse fréquence présentant un spectre du type $1/f$ et sont difficiles à éviter. Pour faire face à ces fluctuations, une architecture thermique alliant filtrage passif et contrôle actif de la température est nécessaire afin d'atténuer les composantes se trouvant dans la bande utile. Deux prototypes d'un tel filtre thermique pour l'étage 100mK ont été réalisés et testés sur le cryostat Symbol et ont démontré la faisabilité d'un tel système. Avec la seconde version, un spectre de bruit plat jusqu'à 16mHz avec un niveau compatible avec les spécifications Planck-HFI a été obtenu sur un bolomètre du type toile d'araignée à 100mK. Les fluctuations de température ont été mesurées et sont inférieures à $20nK.Hz^{-0.5}$ aux fréquences supérieures à 100mHz. Une telle architecture thermique doit néanmoins être adaptée à l'expérience HFI avec les contraintes imposées par l'instrumentation spatiale. La dernière version de filtre thermique est actuellement en cours d'installation. Celle-ci se rapproche de HFI car elle dispose de deux étages de régulation et est entièrement compatible du point de vue des puissances cryogéniques disponibles. Cette architecture se base sur des matériaux à forte capacité calorifique (manganin, constantan, holmium) pour assurer le filtrage passif. Les premiers tests sont prévus pour le dernier trimestre 2000.

Parallèlement, le Centre de Recherche sur les Très Basses Températures (CRTBT, Grenoble) a développé un nouvel alliage à base d'Yttrium et d'Holmium, ce dernier élément exhibant une anomalie du type Schottky i.e. une forte capacité calorifique autour de 100mK. Ceci présenterait l'avantage, sous réserve de propriétés physiques et mécaniques convenables, d'utiliser le lien thermique comme support mécanique. J'ai ainsi réalisé en collaboration avec le CRTBT les premières mesures de cet alliage YHo sur Symbol. Ces mesures ont démontré l'intérêt thermique de cet amalgame: environ 5mm de ce matériau suffisent pour obtenir une atténuation en température d'environ deux ordres de grandeur pour des fréquences supérieures à 10mHz. Ceci m'a amené à participer, en collaboration avec le CRTBT et

A. Heurtel, responsable qualité du projet Planck-HFI, à la préparation de la qualification spatiale de cet alliage.

Le cahier des charges de l'ensemble de la thermométrie Planck-HFI a été déterminé du point de vue de la sensibilité et de la précision. La sensibilité de l'instrument Planck-HFI implique une grande stabilité de température. Il est donc nécessaire d'avoir des thermomètres permettant de lire de tels niveaux dans la bande de fréquence utile. Un thermomètre parfaitement linéaire voit sa sensibilité augmenter avec la puissance de polarisation. Toutefois, des problèmes de non-linéarité apparaissent sur les thermomètres semi-conducteurs aux basses températures : les effets de découplage électron/phonon et de champ électrique réduisent la sensibilité des thermomètres aux fortes polarisations. Les caractéristiques physiques du matériau et la géométrie de sa découpe permettent néanmoins de jouer avec ces effets. Conjointement avec Caltech et le Lawrence Berkeley Laboratory (LBL), j'ai réalisé des simulations numériques de thermomètres semi-conducteurs aux basses températures qui prennent en compte ces deux effets non linéaires. Ce modèle a été validé sur des données expérimentales de deux types de semi-conducteurs (couches minces NbSi, Neutron Transmutation Doping ou NTD Ge), mesures en partie réalisées sur Symbol. L'étape suivante a été l'optimisation de thermomètres NTD Ge afin d'atteindre la spécification de sensibilité pour l'étage 100mK de HFI, avec une marge de sécurité de 2. Le choix a porté sur une géométrie réalisable, un type de semi-conducteur Germanium NTD produit par Haller-Beeman Associates et une zone de polarisation compatible avec HFI. Cet échantillon a été mesuré pour la première fois sur le cryostat Symbol, et a confirmé son bon comportement avec une sensibilité de moins de $10nK.Hz^{-0.5}$ malgré la présence d'une résistance thermique de contact importante. La définition des thermomètres pour les autres étages cryogéniques a également été effectuée mais nécessite des tests complémentaires afin de confirmer leur bon comportement. Il a de plus été démontré que les spécifications de précision de la thermométrie Planck-HFI peuvent être atteintes avec les thermomètres optimisés pour la sensibilité si l'électronique de lecture est calibrée à mieux que 1% pour les étages 1.6K et 4K, et 5% pour l'étage 100mK.

La large couverture de ces activités m'a conduit à assumer des responsabilités au sein du groupe de modélisation de l'instrument Planck-HFI (MIG, Modelling the Instrument Group). Je suis chargé de mettre à disposition du groupe de modélisations scientifiques (SMT, Science Modelling Team) les données décrivant au mieux l'instrument à une date donnée. J'assiste ainsi régulièrement, en tant que représentant du responsable de l'instrument Planck-HFI, aux réunions du SMT. Je participe également aux réunions de travail de l'instrument (IWG, Instrument Working Group). Par ailleurs, ces connaissances m'ont été fort utiles pour l'analyse des données du vol Trapani 1999 de l'expérience Archeops, version simplifiée de HFI embarquée sous ballon stratosphérique. J'ai ainsi participé à l'analyse temps-fréquences des bruits parasites, à l'étude de l'effet de l'électronique de lecture et à l'analyse des impulsions et des sources ponctuelles. Ces travaux n'ont pas été présentés dans ce mémoire.

Enfin, j'ai démontré la faisabilité de la détection par Planck-HFI de l'effet dipolaire dans

le FDES, ce dernier provenant de l'émission intégrée des galaxies qui ne sont pas résolues. La contamination par les poussières et la précision de l'étalonnage de l'instrument limite la détection aux bandes à 545GHz et 857GHz. Bien que marginale, cette mesure sera probablement une des retombées de la mission Planck.

Comme nous l'avons vu, les solutions technologiques existent pour obtenir le niveau de sensibilité requis par Planck-HFI dans la bande de fréquence utile. Celles-ci sont délicates et demandent une approche "système" faisant intervenir les relations entre spécialités, ainsi qu'une véritable expertise dans plusieurs de ces spécialités. Il s'agit maintenant de tirer profit de ce travail et de mettre en oeuvre les solutions dans le cadre strict du développement de l'instrument spatial Planck-HFI.

Acronymes

| | |
|---------|--|
| Caltech | California Institute of Technology (Pasadena, USA) |
| CDM | Cold Dark Matter |
| CNR | Centro Nazionale della Ricerca |
| CSNSM | Centre de Spectroscopie Nucléaire et de Spectroscopie de Masse (Orsay) |
| COBE | COsmic Background Explorer |
| COBRAS | COsmic BackgRound Anisotropy Satellite |
| CRTBT | Centre de Recherche sur les Très Basses Températures (Grenoble) |
| DIRBE | Diffuse InfraRed Background Experiment (sur COBE) |
| DMR | Differential Microwave Radiometer (sur COBE) |
| DPC | Data Processing Center |
| DPU | Data Processing Unit |
| DSA | Densité Spectrale d'Amplitude |
| ECSS | European Community Space Standard |
| EMC | ElectroMagnetic Compatilby |
| EMC | ElectroMagnetic Interference |
| ESA | European Space Agency |
| FCM | Fond Cosmologique Micro-onde |
| FDC | Fond Diffus Cosmologique |
| FDCS | Fond Diffus Cosmologique Sub-millimtrique |
| FFT | Fast Fourier Transmform |
| FPU | Focal Plane Unit |
| FIRAS | Far InfraRed Absolute Spectrophotometer (sur COBE) |
| FIRST | Far InfraRed and Submillimetre Telescope |
| H-B | Haller-Beeman Associates |
| HEMT | High Electron Mobility Transistor |
| HFI | High Frequency Instrument |
| IAS | Institut d'Astrophysique Spatiale (Orsay) |
| ISW | Integrated Sachs-Wolf effect |
| JPL | Jet Propulsion Laboratory (Pasadena, USA) |
| JT | Joule-Thomson |
| LFI | Low Frequency Instrument |
| MLPA | Modulateur, Logique, Pré-amplificateur, Amplificateur |

| | |
|---------------|--|
| mm | millimétrique (domaine de longueurs d'onde) |
| MPIFR | Max-Planck-Institut für Radioastronomy |
| NASA | National Air and Space Administration (USA) |
| NE Δ T | Noise Equivalent Temperature fluctuations |
| NEP | Noise Equivalent Power |
| NTD | Neutron Transmuted Doping |
| OFHC | Oxygen Free Hexagonal Compact (Cuivre) |
| PI | Proportionnel-Intégral ou Principal Investigator |
| PID | Proportionnel-Intégral-Dérivée |
| PPLM | Planck Payload Module |
| PPM | Parties Par Million (10^{-6}) |
| QMW | Queen Mary and Westfield College (Londres, Angleterre) |
| RAL | Rutherford Appleton Laboratories (Oxfordshire, Angleterre) |
| RMS | Root Mean Square |
| SAMBA | SATellite for the Measurement of Background Anisotropies |
| SDD | Surface de Dernière Diffusion |
| SIN | Straylight Induced Noise |
| sub-mm | Sub-millimétrique (domaine de longueurs d'onde) |
| SVM | Service Module |
| SZ | Sunyaev Zeldovich (effet) |
| VRH | Variabe Range Hopping |

Publications

“A new readout system for bolometers with improved low frequency stability”
S. Gaertner, A. Benoit, J.-M. Lamarre, M. Giard, J.-L. Bret, J.-P. Chabaud, F.-X. Desert, J.-P. Faure, G. Jegoudez, J. Lande, J. Leblanc, J.-P. Lepeltier, J. Narbonne, M. Piat, R. Pons, G. Serra, G. Simiand, 1997, A&A Sup. Ser., 126, 151-160.

“Fast digital electronics for space bolometers modulation system”
S. Gaertner, M. Giard, A. Benoit, J.-M. Lamarre, M. Piat, 1996, Proc. 30th ESLAB Symp., “Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation”, 24-26 September 1996, Noordwijk, The Netherlands. ESA SP-388, 145-147.

“A new readout electronic for the Planck Surveyor bolometric instrument”
S. Gaertner, A. Benoit, M. Piat, M. Giard, J.-M. Lamarre, R. Pons, G. Serra, 1997, Proc. ESA Symposium, “The Far Infrared and Submillimetre Universe”, 15-17 April 1997, ENSIEG, Domaine Universitaire, Grenoble. ESA SP-401, 369-372.

“New readout system optimised for the Planck surveyor bolometric instrument”
S. Gaertner, A. Benoit, M. Piat, 1998, Proc. Astronomical telescopes and Instrumentation, Conf. 3354, SPIE Symposium, 20-28 March 1998, Kona, Hawaii, USA.

“New bolometer readout electronics for space borne observations”
M. Piat, J.-M. Lamarre, A. Benoit, S. Gaertner, J.-P. Torre, J. Delabrouille, 1997, Proc. 7th Int. Workshop on Low Temperature Detectors LTD-7, 27 July - 2 August 1997, Munich, Germany, pub. by MPI Physik, ISBN 3-00-002266-X, avail. from urg@mppmu.mpg.de.

“Thermal architecture design tests for the Planck/HFI instrument”
M. Piat, B. Leriche, J.-P. Torre, J.-M. Lamarre, A. Benoit, J.-P. Crussaire, 2000, Proc. 8th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-8, July 1999, Dalfsen, The Netherland, NIMA 444, 413-418, 2000.

“Modelling and optimising high sensitivity semiconducting thermistors at low temperature”
M. Piat, J.-P. Torre, J.-M. Lamarre, J. Beeman, R.S. Bhatia, accepté pour publication à JLTP.

Bibliographie

- [Aghanim 1996] AGHANIM N., *Contribution à l'étude des anisotropies secondaires du fond de rayonnement cosmologique*, Thèse, 1996.
- [Anderson et Rauch 1970] ANDERSON A. C., RAUCH R. B., *Journal of Applied Physics*, 41, 3648, 1970.
- [Archeops] <http://www-crtbt.polycnrs-gre.fr/archeops/general.html>
- [Balbi et al. 2000] BALBI A., et al., astro-ph/0005124, 2000.
- [Barras Provence] Barras Provence, ZI St Joseph, 04100 Manosque, France, tel. 00 33 (0)4 92 70 16 16.
- [Bersanelli et al. 1996] BERSANELLI M., BOUCHET F.R., EFSTATHIOU G., GRIFFIN M., LAMARRE J.M., MANDOLESI N., NORGAARD-NIELSEN H.U., PACE O., POLNY J., PUGET J.L., TAUBER J., VITTORIO N., VOLONTE S., *COBRAS/SAMBA: Report on the phase A study*, ESA report D/SCI(96)3.
- [Benoit 1996] BENOIT A., *Electronique de bolomètres pour la mesure d'une puissance de rayonnement*, 3ème Ecole d'Automne de Détection de rayonnements aux très basses températures, Aussois, 1996.
- [Benoit 1997] BENOIT A., Proc. of the ESA Symposium ESA SP-400, 1997.
- [Benoit 1999] BENOIT A., *Electronique de mesure pour bolomètres*, 4ème Ecole d'Automne de Détection de rayonnements aux très basses températures, Balaruc les Bains, 2000.
- [Benoit et al. 2000] BENOIT A. et al., *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 141, 523, 2000.
- [Benoit et al. 2000] BENOIT A. et al., accepté dans *Astropart. Phy.*
- [Bhatia 1998] BHATIA R.S., *The effect of closed cycle coolers on infrared detectors for space missions*, Thèse, 1998.
- [Bhatia et al. 1999] BHATIA R.S., *Memorandum of Understandings, Bolometers for the Planck Surveyor High Frequency Instrument, Draft version 8A*, document interne au projet Planck-HFI, 1999.

- [Birkinshaw et al. 1994] BIRKINSHAW M., HUGHES J. P., *A Measurement of the Hubble Constant from the X-Ray Properties and the Sunyaev-Zeldovitch Effect of Abell 2218*, ApJ, 1994, 420: 33-43.
- [Birkinshaw 1991] BIRKINSHAW M., *Measurement of the Sunyaev-Zeldovitch effect*, Physical Cosmology, A. BLANCHARD et al., ed. Frontières, 1991.
- [Bock et al. 1995] BOCK J.J., CHEN D., MAUSKOPF P.D., LANGE A.E., SP; Sci. Rev., 74, 229, 1995.
- [Bock et al. 1996] BOCK J.J., DEL CASTILLO H.M., TURNER A.D., BEEMAN J.W., LANGE A.E., MAUSKOPF P.D., Proc. 30th ESLAB Symp., 'Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation', 24-26 September 1996, Noordwijk, The Netherlands. ESA SP-388, 119-122, 1996.
- [Bond et al. 1997] BOND J.R., EFSTATHIOU G., TEGMARK M., MNRAS vol. 291, p. L33-L41, 1997.
- [Bouchet et al. 1996] BOUCHET F.R., GISPERT R., BOULANGER F., PUGET J.-L., Proceedings of the XVIth Moriond Astrophysics meeting, edited by F.R. Bouchet, R. Gispert, B. Guiderdoni and J. Tran Thanh Van, editions Frontières, p.481, 1996.
- [Bouchet et al. 2000] BOUCHET F.R., PUGET J.-L., LAMARRE J.-M., Cours des Houches, 2000.
- [Boulanger et al. 1996] BOULANGER F. et al. A&A 312, 256, 1996.
- [Bradshaw et Orłowska 1997] BRADSHAW T.W. et ORŁOWSKA A.H., Proc. of the ESA Symposium ESA SP-400, 1997.
- [Camus 1998] CAMUS P., *Analyse du fonctionnement d'un cryostat à dilution en cycle ouvert pour les applications spatiales*, Rapport de stage de DEA, CRTBT, Grenoble, 1998.
- [Camus et al. 2000] CAMUS P., CHARRA M., DUMESNIL C., FOURMOND J.J., LAMARRE J.-M., *0.1K Demonstrator tests results*, note interne, 2000.
- [Camus et al. 2000] CAMUS P., CHARRA M., FOURMOND J.J. *0.1K Demonstrator Final Report*, doc. ESA/CNES 0.1K-RP-100030-IAS, 2000.
- [Chanin et Torre 1984] CHANIN G., TORRE J.P., *Electrothermal model for ideal semiconductor bolometers*, JOSA, Vol. 1, No. 4, 1984.
- [Chapellier 1999a] CHAPPELLIER M., *Résistance thermique aux interfaces*, 4ème Ecole d'Automne de Détection de rayonnements à très basse température, Balaruc les Bains, 14-20 novembre 1999.

- [Chapellier 1999b] CHAPELLIER M., *Chaleurs spécifiques anormales*, 4ème Ecole d'Automne de Détection de rayonnements à très basse température, Balaruc les Bains, 14-20 novembre 1999.
- [Charoy a] CHAROY A., *Compatibilité électromagnétique*, ouvrages 1-4, ed. Dunod Tech.
- [Charoy b] CHAROY A., *Compatibilité électromagnétique*, formation CNRS.
- [Charra et al 2000] CHARRA M., CAMUS P., PIAT M., *0.1K Demonstrator tests #6*, note interne, 2000.
- [Combes et al. 1991] COMBES F., BOISSE P., MAZURE A., BLANCHARD A., *Galaxies et Cosmologie*, ed. du CNRS, 1991.
- [Coron et al. 1993] CORON N., DESERT F.X., LAMARRE J.-M., *Préparation du programme submillimétrique: modalité de livraison et de recette des bolomètres MOB à l'équipe de tests système.*, document interne, 1993.
- [de Bernardis et al. 1999] DE BERNARDIS P. et al., *New Astronomy Reviews*, 43, 289, 1999.
- [de Bernardis et al. 2000] DE BERNARDIS P. et al., *Nature*, v. 404, p. 955, 2000.
- [Delabrouille 1998] DELABROUILLE, J., *Simulation and analysis of cosmic microwave background anisotropy measurements*, Thèse, 1998.
- [Delabrouille et al. 1998] DELABROUILLE J., GORSKI K.M., HIVON E., *MNRAS*, 298, 445, 1998.
- [De Luca 1995] DE LUCA MAKSIMOVIC A., *Etude des anisotropies du fond diffus cosmologique micro-onde et de l'effet Sunyaev-Zeldovitch à l'aide du potomètre submillimétrique PRONAOS-SPM*, Thèse, 1995.
- [De Marcillac 1992] DE MARCILLAC P., *Les bolomètres pour la détection des particules*, 2ème Ecole d'Automne de Détection de rayonnements aux très basses températures, La Londe les Maures, 1992.
- [Desert et al. 1998] F.X. Desert et al., *New Astronomy*, 3, 655, 1998.
- [Devlin et al. 1993] DEVLIN M., LANGE A.E., WILBANKS T., SATO S., 1983, *IEEE Trans. on Nuclear Sc.*, 40, 2, 162-165.
- [Doucerain et al. 1995] DOUCERAIN C., LAMARRE J.M., TORRE J.P., *Workshop on Bolometers for millimetre and submillimetre space project*, 15-16 juin 1995, Orsay.
- [Dumoulin 1999] DUMOULIN L., *Isolants d'Anderson*, 4ème Ecole d'Automne de Détection de rayonnements à très basse température, Balaruc les Bains, 14-20 novembre 1999.

- [ECSS-M-30A] *Space Project Management*, European Cooperation for Space Standardization, document ECSS-M-30A.
- [Fixsen et al. 1996] FIXSEN D. J., CHENG E. S., GALES J.M., MATHER J. C., SHAFER R.A., WRIGHT E.L., ApJ, 473, 576, 1996.
- [Gaertner rapports d'activité] GAERTNER S., *Rapports d'activité*, Communication personnelle, octobre 1994 à Février 1996.
- [Gaertner et al. 1997] GAERTNER S. et al., A&A, 126, 151, 1997.
- [Gaertner 1997] GAERTNER S., *Système de lecture des bolomètres optimisé pour la mission spatiale Planck Surveyor*, Thèse de Doctorat de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1997.
- [Garoche 1999b] GAROCHE P., *Chaleurs spécifiques*, 4ème Ecole d'Automne de Détection de rayonnements à très basse température, Balaruc les Bains, 14-20 novembre 1999.
- [Gispert et Bouchet 1996] GISPERT R., BOUCHET F.R., Proceedings of the XVth Moriond Astrophysics meeting, edited by F.R. Bouchet, R. Gispert, B. Guiderdoni and J. Tran Thanh Van, editions Frontieres, p.503, 1996.
- [Gispert et al. 2000] GISPERT R., LAGACHE G., PUGET J.-L., A&A, 360, 1, 2000.
- [Glezer et al. 1992] GLEZER E.N., LANGE A.E., WILBANKS T.M., Applied Optics, 31, 34, 7214-7218, 1992.
- [Goldin et al. 1997] GOLDIN, A. B. and 9 colleagues 1997, ApJ, 488, L161
- [Grannan et Richards 1997] GRANNAN S.M., RICHARDS P.L., Proc. 7th Int. Workshop on Low Temperature Detectors LTD-7, 27 July - 2 August 1997, Munich, Germany, pub. by MPI Physik, ISBN avail. from urg@mppmu.mpg.de.
- [Griffin et Holland 1988] GRIFFIN M.J., HOLLAND W.S., International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 9, No. 10, 1988.
- [Haller-Beeman] <http://haller-beeman.cnchost.com/>
- [Handbook of cryogenic engineering] *Handbook of cryogenic engineering*, édité par J.G. Weisend II.
- [Hanany Jaffe & Scannapieco 1998] Hanany, S., Jaffe, A. H. & Scannapieco, E. 1998, MNRAS, 299, 653
- [Hanany et al. 2000] Hanany, S., et al., astro-ph/0005123, 2000.
- [Haslam et al. 1982] HASLAM C.G.T. et al., A&A Sup. Ser., 47, 1, 1982.

- [Heurtel & Piat 2000] HEURTEL A., PIAT M., *Planck-HFI 0.1K cooler HoY FPU struts: Product Assurance Specifications*, document interne Planck-HFI PA-PHDC0-100036-IAS, 2000.
- [HFI Proposal] *High Frequency Instrument for the Planck Mission*, Submitted in response to the ESA Announcement of Opportunity by the International HFI Consortium, Fvriier 1998.
- [HFI IIDB] *FIRST/Planck Instrument Interface Document, part B, Instrument HFI*, version 0-5, Document ESA SCI-PT-IIDB/HFI-04141.
- [Hu et al. 1997a] HU W., SUGIYAMA N., SILK J., *Nature*, 386, 37-43, 1997.
- [Hu et al. 1997b] HU W., WHITE M., *New Astron.*, 2, 323, 1997.
- [Kamionkowski et al. 1997a] KAMIONKOWSKI M., KOSOWSKY A., ALBERT S., *Phys. Rev. D* 55, 7368, 1997.
- [Kamionkowski et al. 1997b] KAMIONKOWSKI M., KOSOWSKY A., ALBERT S., *Phys. Rev. D* 78, 2058, 1997.
- [Keny et al. 1987] KENY T.W. et al., *Phys. Rev. B* 39, 8476, 1987.
- [Kittel] KITTEL C., KROEMER H., *Thermal Physics*, 2ème édition, ed. Freeman.
- [Knox 1995] KNOX L., *Phys. Rev. D* 52, 4307, 1995.
- [Kogut et al. 1993] KOGUT A. et al., *ApJ*, 419, 1, 1993.
- [Kogut et al. 1995] KOGUT A. et al., *ApJ*, 439, L29, 1995.
- [Lachieze-Rey 1992] LACHIEZE-REY M., *Initiation à la cosmologie*, ed. Masson, 1992.
- [Lagache 1998] LAGACHE G., *Emission en infrarouge lointain et sub-millimétrique: du milieu interstellaire aux galaxies lointaines*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, Orsay, 1998.
- [Lakeshore] <http://www.lakeshore.com/>
- [Lamarre 1986] LAMARRE J.-M., *Applied Optics*, 25, 6, p870-876, 1986.
- [Lamarre et Puget 1993] LAMARRE J.-M., PUGET J.-L., *Préparation des missions futures en astronomie: détection directe submillimétrique FIRST, SAMBA*, demande de budget CNES 1994-1996.
- [Lamarre et Torre 1993] LAMARRE J.-M., TORRE J.-P., *Système cryogénique à 0,1 Kelvin pour l'Institut d'Astrophysique Spatiale, cahier des charges techniques*, communication personnelle, 1993.

- [Lamarre et al. 1995] LAMARRE J.-M. , DESERT F.X., KIRCHNER T., Space Science Reviews, 74, p27-36, 1995.
- [Lamarre 1996] LAMARRE J.-M., *SAMBA, a new instrumental concept for sky mapping around one millimeter*, document interne, 1996.
- [Lamarre et al. 1998] LAMARRE J.-M. et al., ApJL, 507, L5, 1998.
- [Lamarre 1999] LAMARRE J.-M., *Planck-HFI Telemetry Rate*, document interne, 1999.
- [Lamarre Piat Recouvreur 2000] LAMARRE J.-M., PIAT M., RECOUVREUR G., *Quantization effects on Planck data*, version 1, note interne, 2000.
- [Lamarre 2000b] LAMARRE J.-M., Cours de l'école d'été d'Alpbach, Autriche.
- [Lang 1980] LANG K. R., *Astrophysical Formulae*, ed. Springer Verlag, 1990.
- [Lange et al. 1996] LANGE A.E., CHURCH S.E., MAUSKOPF P.D., HRISTOV V., BOCK J.J., DEL CASTILLO H.M., BEEMAN J.W., ADE P.A.R., GRIFFIN M.J., Proc. 30th ESLAB Symp., 'Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation', 24-26 September 1996, Noordwijk, The Netherlands. ESA SP-388, 105, 1996.
- [Lee et al. 1999] LEE A.T. et al, in "3K Cosmology", EC-TMR Conference, AIP conf. proc. 476, p. 224, 1999.
- [Léna 1995] LENA P., *Astrophysique, Méthodes physiques de l'observation*, Ed. InterEditions/CNRS, 1995.
- [LFI Proposal] *Low Frequency Instrument for the Planck Mission*, Submitted in response to the ESA Announcement of Opportunity by the International LFI Consortium, Fvriar 1998.
- [Madet 1999] MADET K., *Etude de la stabilité en température d'un cryostat à dilution en cycle ouvert. Application au cryostat de l'expérience Archeops*. Rapport de stage de DEA, Grenoble, 1999.
- [Marnieros 1998] MARNIEROS S., *Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température*. Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, Orsay, 1998.
- [Masi et al. 1999] MASI A. et al., in "3K Cosmology", EC-TMR Conference, AIP conf. proc. 476, p. 237, 1999.
- [Motchenbacher & Fitchen] MOTCHENBACHER C.D., FITCHEN F.C., *Low-Noise Electronic Design*, ed. Wiley-Interscience.
- [Mather 1982] MATHER J.C., AO, Vol. 21, No. 6, 1982.

- [Mather 1984a] MATHER J.C., AO, Vol. 23, No. 4, 1984.
- [Mather 1984b] MATHER J.C., AO, Vol. 23, No. 18, 1984.
- [Mather et al. 1990] MATHER J.C. et al., ApJ, 354, L37, 1990.
- [Mauskopf et al. 1997] MAUSKOPF P.D., BOCK J.J., DEL CASTILLO H., HOLZAPFEL W.L., LANGE A.E., AO, Vol. 36, No. 4, 1997.
- [Max 1987] MAX J., *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*, Tome 1 et 2, Ed. Masson, 1987.
- [Milotti 1998] MILOTTI E., Pour la Science, 246, p. 88-93, avril 1998.
- [Murray et al. 1996] MURRAY A.G., ADE P.A.R., BHATIA R.S., GRIFFIN M.J., MAFFEI B., NARTALLO R., BEEMAN J.W., BOCK J.J., LANGE A.E., DEL CASTILLO H., Proc. 30th ESLAB Symp., 'Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation', 24-26 September 1996, Noordwijk, The Netherlands. ESA SP-388, 127-130, 1996.
- [Necati Özişik 1993] NECATI ÖZİŞİK M., *Heat Conduction*, second edition, ed. Wiley-Interscience, 1993.
- [Ostertag] OSTERTAG P., *Cours d'automatique*, Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg.
- [Pajot 2000] PAJOT F., *HFI Calibration*, Planck-HFI Consortium meeting, 22 février 2000.
- [Peebles] PEEBLES P.J.E., *Principles of Physical Cosmology*, Princeton Series in Physics.
- [Piat 1996a] PIAT M., *Etudes instrumentales pour la mesure de l'effet Sunyaev-Zeldovich dans le domaine submillimétrique*, Rapport de stage de fin dtudes, 1996.
- [Piat & Gaertner 1996] PIAT M., GAERTNER S., *Compte-rendu de la mise en froid Symbol du 22/7 au 26/7/1996*, note interne, 1996.
- [Piat 1996b] PIAT M., *Compte-rendu de la mise en froid Symbol du 15/10 au 18/10/1996*, note interne, 1996.
- [Piat 1997a] PIAT M., *Tests de bruits sur Diabolo*, note interne, 1997.
- [Piat 1998a] PIAT M., *Câblage du démonstrateur 0.1K pour l'insertion d'une chaîne de mesure bolométrique capacitive MLPA*, note interne, 1998.
- [Piat 1998b] PIAT M., *Résultats de la mise en froid Symbol semaine 25 et 26 1998*, note interne, 1998.
- [Piat 1999a] PIAT M., *Résultats de la mise en froid Symbol semaine 40 et 43 1998*, note interne, 1999.

- [Piat 1999b] PIAT M., *Résultats de la mise en froid Symbol semaine 50 1998*, note interne, 1999.
- [Pobell] POBELL F., *Matter and Methods at Low Temperatures*, 2^{nde} édition, Ed. Springer.
- [Pointecouteau et al. 1998] POINTECOUTEAU E., GIARD M., BARRET D., A&A, 336, 44, 1998.
- [Pons et al. 2000] PONS R., NARBONNE J., CHABAUD J.C., MARTY C., GIARD M., *HFI readout electronics*, Planck-HFI Instrument Working Group meeting, 11-15 septembre 2000.
- [Projets CNES] *Guide pour les projets scientifiques*, document CNES.
- [Prunet 1998] PRUNET S., *Polarisation du ciel micro-ondes*. Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, Orsay, 1998.
- [Puget et al. 1996] PUGET J.-L., ABERGEL A., BERNARD J.-P., BOULANGER F., BURTON W.B., DESERT F.X., HARTMANN D., A&A, 308, L5-L8, 1996.
- [Reich & Reich 1988] REICH P. et REICH W., A&A Sup. Ser., 74, 7, 1988. J. Appl. Phys., 76, 1, 1994.
- [Richards 1994] RICHARDS P.L., J. Appl. Phys., 76, 1, 1994.
- [Rieke et al. 1989] RIEKE F.M., LANGE A.E., BEEMAN J.W., HALLER E.E., 1989, IEEE Trans. on Nuclear Sc., 36, 1, 946-949.
- [Rieke 1994] RIEKE G. H., *Detection of light from the UV to the submillimetric*, Ed. Cambridge University Press.
- [Rivoire] RIVOIRE M., *Cours d'Automatique*, Ed. Eyrolles.
- [Roos 1994] ROOS M., *Introduction to cosmology*, ed. Wiley, 1994.
- [Sachs & Wolf 1967] SACHS R.K., WOLF A.M., ApJ 147, 73, 1967.
- [Saporta] SAPORTA G., *Probabilité, Analyse des données et statistique*, ed. Technip.
- [Smoot et al. 1991] SMOOT G.F., et al. , ApJ 371, L1-L5, 1991.
- [Smoot et al. 1992] SMOOT G.F., et al. , ApJ 396, L1-L5, 1992.
- [Sudiwala et al. 2000] SUDIWALA R.V. et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 444 (2000) 408-412.
- [Sunyaev & Zeldovich 1970] SUNYAEV R.A., ZELDOVICH Y.B., Astro. Sp. Sci., 7, 3, 1970.

- [Sunyaev & Zeldovich 1972] SUNYAEV R.A., ZELDOVICH Y.B., *Comm. Astro. Sp. Sci.*, 4, 73, 1972.
- [Swartz & Pohl 1989] SWARTZ E. T., POHL R. O., *Review of Modern Physics*, 61, 3, 1989.
- [Tauber 2000] TAUBER J., HFI document ref. P-PS-DP-0000245, 2000.
- [Tegmark 1997] TEGMARK M., *Phys. Rev. D.*, 56, 4514-4529 (1997)
- [Torre 1992] TORRE J.P., *Les bolomètres pour la photométrie*, 2ème Ecole d'Automne de Détection de rayonnements aux très basses températures, La Londe les Maures, 1992.
- [Torre & Yvon 2000] TORRE J.P., YVON D., *Les bolomètres, des détecteurs thermiques en pleine évolution*, à paraître dans *Image de la Physique*, 2000.
- [Torre Piat & Lamarre 2000] TORRE J.P., PIAT M., LAMARRE J.-M., *HFI Thermometers and heaters specification*, HFI document ref. SP-PHAC0-100044-IAS, 2000.
- [Wade 1991] WADE L., *Adv. in Cryogenic Eng.*, Plenum Press, New York, 37, 1991.
- [Wang et al. 1990] WANG N. et al., *Phy. Rev. B*, 41, 6, 3761-3768, 1990.
- [White et al. 1994] WHITE M., SCOTT D., SILK J., *ARAA*, 1994, 32: 319-370.
- [Wilbanks et al. 1990] WILBANKS T. et al., *Improved low frequency stability of bolometric detectors*, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 37, no. 2, Avril 1990.