



**HAL**  
open science

# Mesure du rayonnement cosmologique : Préparation et étalonnage des instruments Archeops et Planck

Karine Madet

► **To cite this version:**

Karine Madet. Mesure du rayonnement cosmologique : Préparation et étalonnage des instruments Archeops et Planck. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2002. Français. NNT: . tel-00004190

**HAL Id: tel-00004190**

**<https://theses.hal.science/tel-00004190>**

Submitted on 16 Jan 2004

**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.

Numéro .....

# THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier  
Grenoble I

Discipline : Physique

présentée et soutenue publiquement  
par :

Karine MADET

le 26 Septembre 2002

---

Mesure du Rayonnement Cosmologique : Préparation et  
Étalonnage des Instruments Archeops et Planck

---

Composition du jury :

A. BENOIT	
P. de BERNARDIS	
B. CASTAING	(Président)
M. GIARD	(Rapporteur)
J.L. PUGET	
A. RAVEX	(Rapporteur)

Thèse préparée au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures  
CNRS - GRENOBLE



# Remerciements

Je tiens à remercier sincèrement tous ceux qui ont contribué à l'accomplissement de ce travail.

Je remercie Bernard Hebral, directeur du CRTBT pour s'être très régulièrement intéressé à mes travaux ainsi que son successeur Henri Godfrin.

Je remercie la société Air Liquide pour avoir financé cette thèse et plus particulièrement Philippe Viennot qui a lancé ce projet.

Je remercie Martin Giard et Alain Ravex d'avoir accepté de rapporter cette thèse, Jean-Loup Puget et Paolo De Bernardis de m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury et Bernard Castaing de l'avoir présidé.

Je tiens tout particulièrement à remercier mon directeur de thèse, Alain Benoit, pour m'avoir entraînée dans cette aventure avec son enthousiasme et sa gentillesse. Le travail fut un vrai plaisir grâce à ses qualités aussi bien scientifiques qu'humaines. Merci de m'avoir initiée à ce monde passionnant qu'est la recherche et d'avoir toujours pris le temps de répondre à mes nombreuses questions (et de continuer à le faire aujourd'hui...).

Je tiens à remercier les services techniques du laboratoire, Henri Rodenas, Maurice Grollier et Bertrand Gautier ainsi que le secrétariat pour sa disponibilité et Danièle pour son aide précieuse lors de la rédaction de cette thèse.

Toute ma reconnaissance à Xavier Désert pour m'avoir initiée à la bolumétrie et à l'analyse de données avec beaucoup de patience.

Je tiens à remercier chaleureusement Jean-Claude Vallier pour tous les services rendus : la fabrication des échangeurs à contre courant, les mises en froid qui se sont régulièrement prolongées dans le week-end et d'avoir accepté la lourde tâche d'être le premier à relire ma thèse.

Merci à Philippe Camus pour le dépouillement des expériences du cryostat de Planck.

Je remercie Michel Piat pour les mesures sur Symbol de l'alliage HoY puis pour la rédaction de l'article. Je tiens aussi à remercier le service de métallurgie du CRTBT (Pascale Lejay, Abdel et Joël) pour la fabrication de

l'alliage.

Je voudrais remercier très sincèrement toutes les personnes de la collaboration Archeops.

Sophie, pour les manips de nuit à Grenoble, les petites ficelles, les poses thé dans la petite pièce au fond du hall, les "films" d'Archeops réalisés pendant les longues mises en froid, les mesures de X-talk, merci surtout pour ton amitié et tous les bons moments partagés au boulot et ailleurs.

Mille merci à Cécile sans qui je n'aurais jamais réussi à finir cette thèse à temps. Merci aussi pour les nombreuses séances de pointage sur le Néron et surtout ton soutien permanent pendant ces années.

Merci à Nico pour son dévouement à la manip, son enthousiasme et son sérieux dans les corrections de ma thèse.

Merci à vous tous pour les bons moments passés à Kiruna.

Je tiens à remercier tous ceux qui sont venus au CRTBT faire des manip pour la calibration d'Archeops ainsi que ceux qui ont participé aux préparatifs à Kiruna : Stéphane Barget, Jean-Charles Vanel, François Couchot, Philippe Filliatre, Jean Kaplan, Jacques Delabrouille (merci aussi pour la superbe présentation du CMB qui a bien facilité l'écriture de mon introduction), Juan Macias-Perez (et aussi pour de nombreuses courbes présentées dans le chapitre d'analyse), Marian Douspis, Xavier Dupac, Bernard Fougère, Jean-Christophe Hamilton, Christophe Magneville, Frédéric Mayet, Federico Nati, Michel Piat et Cyrille Rosset. Quelle équipe !

Un grand merci à Emma et Florence pour les discussions à la cafétéria pendant les mois de rédaction et pour votre amitié. Merci à Laurine pour les cours de yoga sans oublier Manu et Samuel.

Je tiens enfin à remercier ma famille pour son soutien inconditionnel pendant toutes ces années. Mille merci à Denis sans qui je ne serais probablement pas arrivée jusque là.

Enfin, je remercie du fond du coeur Fred pour sa compréhension, sa patience et ses encouragements. Merci d'avoir affronté avec moi toutes les difficultés et les doutes de ces années. C'est en grande partie grâce à toi que j'ai réussi à finir ce travail.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>La cosmologie et le rayonnement fossile</b>	<b>4</b>
Le <i>Big-Bang</i> et l'expansion . . . . .	4
Les anisotropies du CMB et le spectre de puissance . . . . .	5
Les paramètres cosmologiques . . . . .	6
<b>Les différentes observations du CMB</b>	<b>7</b>
COBE . . . . .	8
Maxima . . . . .	9
Boomerang . . . . .	11
Les interféromètres . . . . .	11
Le satellite MAP . . . . .	11
<b>Récapitulatif des expériences actuelles</b>	<b>13</b>
<b>Les objectifs scientifiques de Planck et d'Archeops</b>	<b>13</b>
<b>I La dilution en cycle ouvert, application au satellite Planck/HFI</b>	<b>17</b>
<b>1 La mission Planck HFI</b>	<b>21</b>
1.1 L'instrument, description technique . . . . .	22
1.1.1 La chaîne optique . . . . .	22
1.1.2 La cryogénie sur Planck . . . . .	23
1.2 Déroulement de la mission . . . . .	25
1.2.1 Historique . . . . .	25
1.2.2 Etat actuel de l'instrument . . . . .	25
1.2.3 Déroulement prévu . . . . .	25
1.3 Sensibilité attendue . . . . .	26

<b>2</b>	<b>Principe de la dilution</b>	<b>27</b>
2.1	La dilution de l <sup>3</sup> He dans l <sup>4</sup> He . . . . .	27
2.1.1	La séparation de phase . . . . .	27
2.1.2	L'enthalpie $H$ . . . . .	28
2.1.3	La puissance disponible . . . . .	29
2.1.4	La dilution "classique" . . . . .	30
2.2	Spécificité du cycle ouvert . . . . .	31
2.2.1	Motivation . . . . .	31
2.2.2	La <i>Boîte de mélange</i> . . . . .	32
2.3	De 4 K à 100 mK . . . . .	33
2.3.1	La détente Joule Thomson et l'échangeur fritté . . . . .	33
2.3.2	L'échangeur à contre-courant . . . . .	35
2.3.3	L'échangeur à 100 mK, résistance de Kapitza . . . . .	36
2.4	Réalisation pratique de l'échangeur à contre courant . . . . .	37
<b>3</b>	<b>Etude expérimentale</b>	<b>39</b>
3.1	Etude des échanges thermiques . . . . .	39
3.1.1	Puissance disponible . . . . .	39
3.1.2	Analyse des pertes thermiques . . . . .	43
3.1.3	Gradient thermique dans l'échangeur . . . . .	45
3.2	Les différents échangeurs et leurs performances . . . . .	47
3.2.1	Panier de basket . . . . .	48
3.2.2	Support Inox . . . . .	49
3.3	Conclusion . . . . .	51
<b>II</b>	<b>Filtrage thermique à 100mK</b>	<b>53</b>
<b>1</b>	<b>Etude théorique et réalisation pratique du filtre HoY</b>	<b>57</b>
1.1	Principe d'un filtre thermique . . . . .	57
1.1.1	Analogie Thermique-Electrique . . . . .	57
1.1.2	Un filtre du premier ordre . . . . .	58
1.1.3	Objectif du filtre thermique . . . . .	59
1.2	Les limitations du filtre du premier ordre . . . . .	60
1.2.1	Résistance de contact . . . . .	60
1.2.2	Le choix d'un filtre continu . . . . .	61
1.3	Les caractéristiques de l'alliage . . . . .	61
1.3.1	Le choix des composants . . . . .	61
1.3.2	Capacité calorifique . . . . .	63
1.3.3	Conductivité thermique . . . . .	64
1.3.4	Constante de Korringa . . . . .	64

1.4	Modélisation du filtre HoY . . . . .	65
1.4.1	Les équations du système . . . . .	65
1.4.2	Solutions . . . . .	66
1.4.3	Fonction de transfert du système . . . . .	67
1.4.4	Solutions asymptotiques . . . . .	68
1.4.5	Profil de température . . . . .	69
1.4.6	Temps de mise en froid du système . . . . .	70
1.5	Réalisation pratique de l'alliage HoY . . . . .	71
1.5.1	Analyse aux rayons X . . . . .	71
1.5.2	Analyse au MEB . . . . .	72
<b>2</b>	<b>Détermination des paramètres du filtre</b>	<b>73</b>
2.1	Première estimation de la constante de temps du filtre . . . . .	73
2.1.1	Principe de la mesure . . . . .	73
2.1.2	Résultats . . . . .	76
2.1.3	Estimation de la conduction thermique . . . . .	78
2.2	Mesure de la fonction de transfert . . . . .	78
2.2.1	Principe de la mesure . . . . .	79
2.2.2	Dispositif expérimental . . . . .	80
2.2.3	Les limites de la mesure . . . . .	81
2.2.4	Analyse des données . . . . .	82
2.2.5	Résultats . . . . .	82
2.3	Conclusion sur le filtre HoY . . . . .	83
<b>3</b>	<b>Résultats expérimentaux et qualification spatiale</b>	<b>85</b>
3.1	Le filtrage sur le cryostat d'Archeops . . . . .	85
3.1.1	Mise en place sur le cryostat . . . . .	85
3.1.2	Résultats . . . . .	86
3.2	Mise au point des pieds en HoY pour l'instrument HFI du satellite Planck . . . . .	88
3.3	Qualification spatiale . . . . .	89
3.3.1	Motivations . . . . .	89
3.3.2	Mesure de dégazage . . . . .	89
3.3.3	Mesure de dureté et module de Young . . . . .	90
3.4	Conclusion . . . . .	90
<b>III</b>	<b>L'expérience Archeops</b>	<b>93</b>
<b>1</b>	<b>L'instrument Archeops</b>	<b>97</b>
1.1	Stratégie d'observation . . . . .	97

1.2	Description générale . . . . .	98
1.2.1	Le télescope . . . . .	99
1.2.2	Le bafflage . . . . .	100
1.2.3	L'optique froide . . . . .	101
1.2.4	Le détecteur d'étoiles . . . . .	102
1.3	La cryogénie embarquée . . . . .	102
1.4	Les détecteurs et leur électronique de mesure . . . . .	104
1.4.1	Les bolomètres . . . . .	104
1.4.2	L'électronique de mesure . . . . .	104
<b>2</b>	<b>Le cryostat à 0,1 K</b>	<b>107</b>
2.1	Le vase hélium et l'étage à 10 K . . . . .	108
2.1.1	Le vase Hélium liquide . . . . .	108
2.1.2	Le "10 K" . . . . .	108
2.1.3	Le prérefroidissement . . . . .	109
2.2	Circulation des gaz de la dilution . . . . .	110
2.2.1	La régulation des débits $^3\text{He}$ et $^4\text{He}$ . . . . .	110
2.2.2	Récupération du mélange . . . . .	112
2.2.3	L'échangeur 4 K - 0,1 K . . . . .	113
2.3	Les puissances parasites . . . . .	113
2.3.1	Puissance hors fenêtre . . . . .	113
2.3.2	Puissance due au rayonnement optique par la fenêtre d'entrée . . . . .	116
2.3.3	Les autres sources de puissance parasite . . . . .	117
2.4	Performances . . . . .	118
<b>3</b>	<b>Les bolomètres</b>	<b>123</b>
3.1	Généralités . . . . .	124
3.1.1	Historique . . . . .	124
3.1.2	Principe de fonctionnement . . . . .	124
3.1.3	Couplage avec le rayonnement . . . . .	125
3.1.4	Spécificité des bolomètres d'Archeops . . . . .	125
3.1.5	Limitations des bolomètres . . . . .	126
3.2	Modélisation d'un bolomètre . . . . .	127
3.2.1	Les puissances en jeu . . . . .	127
3.2.2	L'équation du bolomètre . . . . .	130
3.2.3	La fonction de transfert . . . . .	131
3.2.4	Sensibilité . . . . .	132
3.3	Étalonnage au sol . . . . .	134
3.3.1	Caractérisation des bolomètres "aveugles" . . . . .	134
3.3.2	Photométrie . . . . .	136

3.4	Analyse de la réponse du bolomètre . . . . .	137
3.4.1	Détermination de la puissance du ciel . . . . .	137
3.4.2	Détermination de la sensibilité instantanée . . . . .	138
3.4.3	Comportement du bolomètre en fonction de la température du bain cryogénique . . . . .	139
3.4.4	Comportement du bolomètre en fonction de la puis- sance incidente . . . . .	139
3.5	Étalonnage sur des données prises lors des vols scientifiques .	139
3.5.1	Étalonnage sur le Dipole . . . . .	140
3.5.2	Étalonnage sur la Galaxie et Jupiter . . . . .	140
3.6	Conclusion . . . . .	141
<b>4</b>	<b>Étude du bruit et électronique de mesure</b>	<b>145</b>
4.1	L'électronique de mesure . . . . .	145
4.1.1	Description générale . . . . .	145
4.1.2	Le préamplificateur à 4 K . . . . .	146
4.1.3	La BEBO . . . . .	146
4.1.4	L'ordinateur de bord, l'ordinateur de contrôle et le fil- trage . . . . .	147
4.1.5	La fréquence d'échantillonnage . . . . .	149
4.1.6	Le bruit de la chaîne de mesure . . . . .	149
4.2	Étude théorique du bruit . . . . .	149
4.2.1	Les bruits thermodynamiques . . . . .	150
4.2.2	Bruit intrinsèque à la mesure, le bruit de photons . . .	152
4.2.3	Les autres sources de bruit . . . . .	153
4.3	Analyse du bruit sur les données scientifiques . . . . .	154
4.3.1	Les bruits mesurés lors du premier vol . . . . .	154
4.3.2	Les bruits mesurés lors du deuxième vol . . . . .	155
<b>5</b>	<b>Analyse basse fréquence des données</b>	<b>159</b>
5.1	Les données brutes . . . . .	160
5.1.1	Présentation des données . . . . .	160
5.1.2	Fréquences analysées et signaux parasites . . . . .	161
5.2	Description des signaux parasites . . . . .	162
5.2.1	Les dérives lentes ( $F \ll F_{spin}$ ) . . . . .	163
5.2.2	Les signaux en phase avec la rotation de la nacelle ( $F$ $= F_{spin}$ ) . . . . .	165
5.2.3	Les signaux parasites à haute fréquence . . . . .	168
5.3	Soustraction des signaux parasites et résultats . . . . .	171
5.3.1	Méthode de décorrélation . . . . .	171
5.3.2	Décorrélation et étalonnage . . . . .	171

5.4	Discussion sur la différence entre les données du premier et du deuxième vol scientifique . . . . .	172
5.4.1	Amélioration de l'instrument . . . . .	173
5.4.2	Augmentation du temps d'observation . . . . .	173
5.5	Conclusion . . . . .	174
<b>6</b>	<b>Les résultats scientifiques</b>	<b>175</b>
6.1	Les deux vols scientifiques . . . . .	176
6.2	Cartes préliminaires . . . . .	177
6.3	Précision attendue sur les $C_\ell$ . . . . .	178
	<b>Conclusion</b>	<b>180</b>
	<b>Liste des figures et tableaux</b>	<b>184</b>

# Introduction



A ce jour, les observations du rayonnement cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) en sont à un point crucial. En 1964, A.A. Penzias et R.W. Wilson des laboratoires Bell ont mesuré pour la première fois un rayonnement homogène et isotrope autour de 3,5 K [Penzias and Wilson, 1965]. Depuis, une trentaine d'années se sont écoulées pendant lesquelles plusieurs expériences de différents types ont été réalisées : au sol, en ballon, ou embarquées à bord d'un satellite. Elles ont permis de mesurer toujours avec une meilleure précision ce rayonnement fossile témoin du *Big-Bang*.

Dans ce contexte, la motivation de cette thèse était de compléter ces mesures afin de déterminer avec une grande précision les paramètres cosmologiques que l'on peut déduire des mesures des anisotropies spatiales du CMB. J'ai travaillé sur la mise au point de deux instruments pour effectuer cette mesure.

Après une brève introduction sur les origines du CMB ainsi que sur les résultats obtenus par les expériences récentes, nous présenterons les objectifs des deux expériences qui nous importent : Planck (embarquée dans un satellite) et Archeops (en ballon stratosphérique).

Cette thèse comporte ensuite trois parties qui montreront comment nous avons amélioré les dispositifs expérimentaux de ces deux expériences. L'étude de la dilution en cycle ouvert permettant le refroidissement des détecteurs sera faite dans le cadre de l'expérience Planck en première partie. Ce refroidissement est nécessaire pour minimiser le bruit et optimiser la sensibilité des détecteurs. Dans une deuxième partie, un système de filtrage thermique original ayant pour but de stabiliser la température des détecteurs sera présenté. Enfin, nous terminerons par la description de l'expérience Archeops. Plusieurs aspects, tels que les problèmes liés à la cryogénie ou à l'étalonnage des détecteurs seront abordés.

## La cosmologie et le rayonnement fossile

Si l'on se place dans le cadre du modèle du Big-Bang, l'univers à ses débuts est constitué d'un plasma où la matière et le rayonnement sont intimement couplés et où les interactions sont si fortes que les photons ne peuvent pas se propager. L'univers est opaque.

Suite à une diminution de la température liée à l'expansion de celui-ci, l'univers devient transparent. Les photons peuvent se propager librement. A cette époque, l'univers a environ 300 000 ans et sa température est de 3000 K. Le rayonnement cosmologique (ou rayonnement fossile ou CMB) correspond aux photons qui ont pu se libérer du plasma que formait l'univers. On les observe aujourd'hui comme un rayonnement à 2,7 K. La figure 1 montre une simulation de ce rayonnement sur le ciel. Les petites inhomogénéités de température sont à l'origine de la formation des grandes structures. En mesurant le spectre de puissance de ces petites fluctuations nous pouvons remonter aux paramètres cosmologiques qui nous renseignent sur le contenu et la géométrie de l'univers.

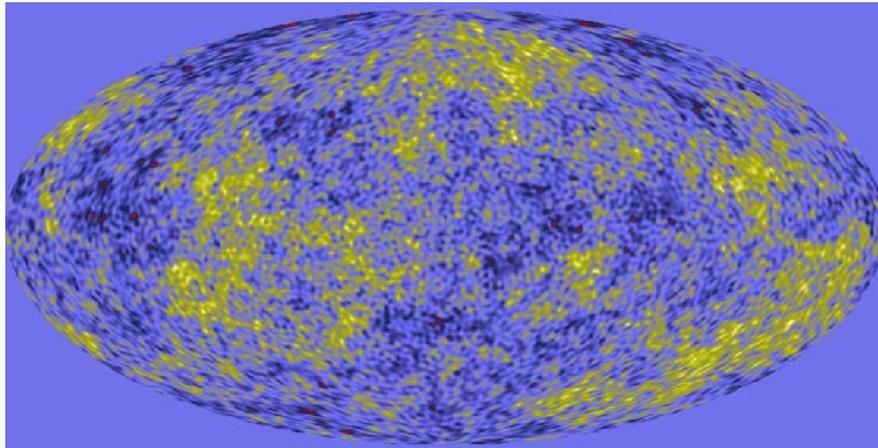


FIG. 1 – Simulation du rayonnement cosmologique [Revenu, 2000],[Revenu, 2001], la température moyenne est de 2,73 K et les fluctuations sont de l'ordre de  $\Delta T/T = 10^{-5}$ .

### Le *Big-Bang* et l'expansion

Le modèle de l'univers adopté par la majorité des physiciens aujourd'hui est celui du *Big-Bang chaud*. Le succès de ce modèle par rapport aux observations lui ont valu le nom de "modèle standard".

La théorie du *Big-Bang* repose sur trois hypothèses :

- L'univers est homogène et isotrope, c'est le principe cosmologique.
- Les équations d'Einstein de la relativité générale décrivent le contenu matériel de l'univers.
- La gravitation est la force dominante à grande échelle.

La première vérification du modèle du *Big-Bang* fut la mesure de l'expansion via l'étude des galaxies. En 1920, Edwin Hubble [Hubble, 1929] met en évidence le fait que les galaxies s'éloignent de nous à la vitesse  $v = H_0 d$  ( $d$  : distance) où  $H_0$ , la constante de Hubble est pour la première fois estimée (à une valeur environ 10 fois trop grande). C'est la première mesure qui va dans le sens du modèle du *Big-Bang*. Les premières mesures du CMB ont ensuite montré que l'univers était homogène à  $10^{-5}$  près [Smoot et al., 1992].

Nous sommes donc passé d'un univers chaud et dense à un univers froid et vide à travers l'expansion, et d'un univers homogène à un univers structuré.

L'extrême homogénéité de l'univers à ses débuts pose tout de même un problème. En principe, à cette époque, les régions de l'univers n'étaient pas connectées causalement, il est donc difficile de concevoir qu'elles aient la même température. Le mécanisme imaginé alors pour expliquer l'homogénéité observée fut *l'inflation* [Liddle, 2001], une période pendant laquelle la taille de l'univers aurait augmenté d'un facteur  $3.10^{43}$  en  $10^{-32}$  secondes. Un autre problème lié à cette homogénéité est la formation des structures : pour qu'elles puissent exister aujourd'hui il est nécessaire que de petites inhomogénéités soient présentes dans le rayonnement que l'on observe aujourd'hui. L'inflation, encore une fois, permet de répondre à ce problème. Elle prédit la présence de petites fluctuations de température ( $< 10^{-5}$ ) dues à des fluctuations quantiques avant la phase d'inflation, qui prennent des tailles macroscopiques pendant la période inflationnaire.

## Les anisotropies du CMB et le spectre de puissance

Les photons du CMB ont tous été émis environ au même moment, ils nous parviennent d'une coquille sphérique, appelée surface de dernière diffusion. Ce sont les anisotropies de cette surface qui nous intéressent.

Les fluctuations de température vont être décomposées en fonction de leur amplitude et de leur échelle angulaire. La décomposition se fait sur les harmoniques sphériques car ce que l'on observe se projette sur la sphère céleste. L'anisotropie de température en un point du ciel  $(\theta, \phi)$  va avoir comme expression :

$$\frac{\Delta T}{T_{CMB}}(\theta, \phi) = \sum_{\ell, m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi) \quad (1)$$

où  $a_{\ell m}$  est le coefficient de la décomposition,  $Y_{\ell m}$  l'harmonique sphérique,  $T_{CMB}$  est la température moyenne du CMB ( $\sim 2,7$  K) et  $\Delta T = T(\theta, \phi) - T_{CMB}$ . On parlera plus généralement du spectre de puissance angulaire,  $C_\ell$ , qui est la variance des  $a_{\ell m}$  pour représenter le spectre des fluctuations.

$$C_\ell = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle$$

La figure 2 représente une courbe schématique des  $C_\ell$ .

Deux articles récents rappellent ce formalisme : [White and Cohn, 2002], [Gawiser and Silk, 2000].

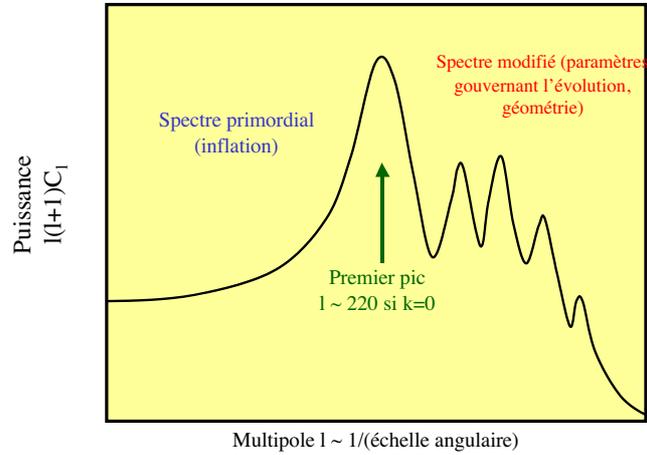


FIG. 2 – Schéma des  $C_\ell$  typique [Delabrouille, 2002], représentant  $\ell(\ell + 1)C_\ell$  en fonction du multipole  $\ell$ . La zone des bas  $\ell$  donne de l'information sur l'inflation alors que la position et l'amplitude des pics acoustiques donnent de l'information sur la géométrie et l'évolution de l'univers ( $k$  : courbure de l'univers).

Le spectre des  $C_\ell$  contient une grande quantité d'informations sur les paramètres cosmologiques tels que la courbure de l'univers, son âge où la quantité de matière noire. Il y a environ une douzaine de paramètres à ajuster sur un spectre et selon les hypothèses choisies.

## Les paramètres cosmologiques

Dans ce paragraphe nous présentons les paramètres cosmologiques et leur définition afin de mieux comprendre leur impact sur le spectre des  $C_\ell$ .

L'objectif est de mieux connaître notre univers et en particulier :

- son âge,
- son contenu,
- son avenir (expansion perpétuelle ou recontraction).

Plusieurs paramètres nous permettent d'avoir accès à ces informations. Les valeurs numériques proviennent d'un article récapitulatif [Lineweaver, 2001] dans lequel les différentes composantes et leur implication sont décrites.

$H_0$	la constante de Hubble	caractérise l'expansion	$72 \pm 8$ km/s/Mpc
$\Omega_\Lambda$	la constante cosmologique	l'énergie de vide	$0,7 \pm 0,1$
$\Omega_m$	densité de matière	noire + baryonique	$0,3 \pm 0,1$
$\Omega_{cdm}$	densité de matière noire froide		$0,26 \pm 0,1$
$\Omega_b$	densité de matière baryonique		$0,04 \pm 0,01$
$\Omega_\nu$	densité de neutrino		0,01 à 0,05
$\Omega_\gamma$	densité de photons		$4,8_{-0,9}^{+1,3} 10^{-5}$
$\Omega_k$	courbure	(= 0, plat; < 0, fermé; > 0 ouvert)	$0 \pm 0,06$
$t_0$	l'âge de l'univers		$13,4 \pm 1,6 10^9$ ans

et

$$\Omega_{tot} = \Omega_\Lambda + \Omega_m + \Omega_\nu + \Omega_\gamma + \Omega_k = 1 \pm 0,06$$

En fonction de la valeur des paramètres, la position et l'amplitude des pics dans le spectre des  $C_\ell$  vont être différentes. La mesure des anisotropies nous permet de calculer le spectre des  $C_\ell$ , et ainsi de remonter aux paramètres cosmologiques. Les courbes présentées dans la figures 3 montrent la dépendance de la forme du spectre avec la courbure, la matière noire, la quantité de matière baryonique ou la quantité de matière [Dodelson, 2001].

En utilisant les différentes mesures réalisées, il est ensuite possible, comme le montre la thèse de Marian Douspis [Douspis, 2000], de définir les contours dans lesquels les valeurs des paramètres cosmologiques sont les plus probables de se trouver.

## Les différentes observations du CMB

Plusieurs expériences complémentaires ont mesuré les anisotropies du rayonnement cosmologique. Ici, nous discuterons des premières observations par COBE puis, des résultats publiés de Boomerang et Maxima, deux expériences embarquées en ballon stratosphérique et enfin des expériences au sol

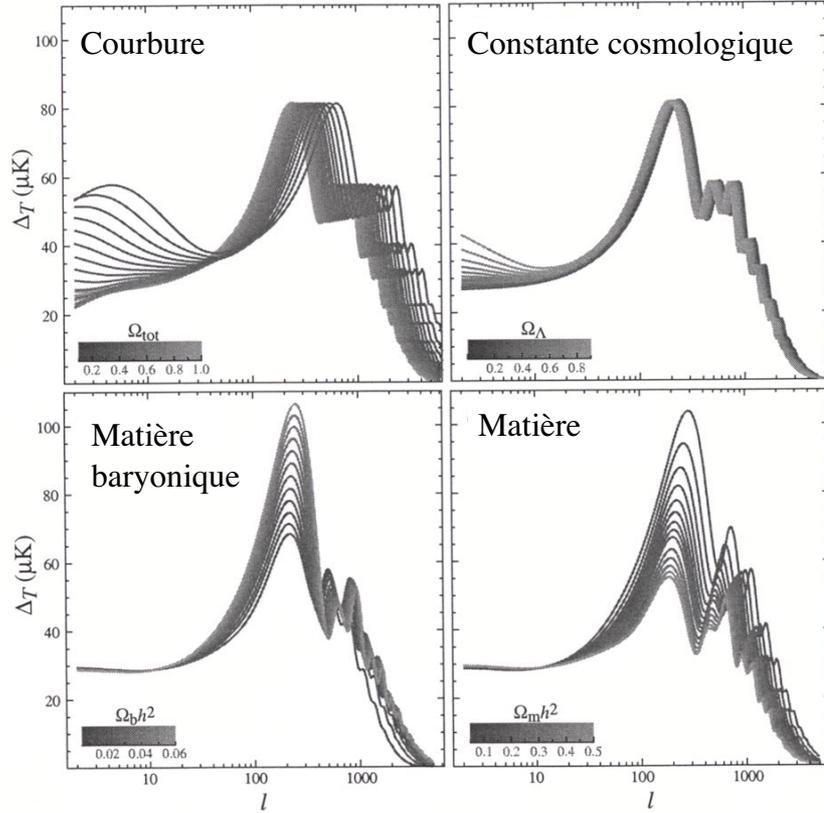


FIG. 3 – Influence des paramètres cosmologiques sur le spectre des  $C_\ell$ . En haut à gauche, on peut voir que la courbure a une grande influence sur la position du premier pic acoustique, en haut à droite, la constante cosmologique ne modifie le spectre qu'à très bas  $\ell$ , en bas à gauche, l'amplitude du premier pic donne de l'information sur la quantité de matière baryonique et en bas à droite on voit l'influence de la matière contenue dans l'univers [Dodelson, 2001].

telles que DASI, VSA et CBI qui viennent de publier leur premier spectre des anisotropies.

## COBE

Le satellite COBE<sup>1</sup> (COsmic Background Explorer) était constitué de trois instruments : DIRBE (Diffuse InfraRed Experiment) pour la mesure du

<sup>1</sup><http://aether.lbl.gov/www/projects/cobe>

fond infrarouge, DMR (Differential Microwave Radiometers) pour la mesure du fond micro-onde et FIRAS (Far-InfraRed Absolute Spectrophotometer) pour la mesure de la température du rayonnement micro-onde. Il a été lancé le 18 Novembre 1989.

FIRAS a mesuré un spectre de corps noir en mesurant entre 0,1 et 5 mm de longueur d'onde ( $\sim 28$  et 1500 GHz) comme le montre la figure 4 grâce à des bolomètres refroidis à 1K.

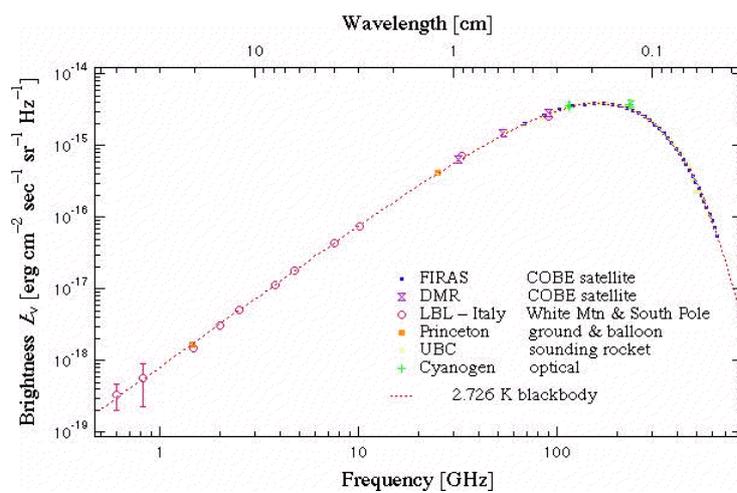


FIG. 4 – Spectre de corps noir à  $T=2,726\text{K}$  avec une précision de 0,03% [Mather et al., 1990]. (Figure extraite du site web).

L'instrument DMR a montré les premières anisotropies dans le rayonnement du corps noir (figure 5) grâce à des radiomètres différentiels visant deux points du ciel à  $60^\circ$  l'un de l'autre [Smoot et al., 1990]. L'instrument avait une résolution angulaire de  $7^\circ$  et une sensibilité de  $66 \text{ mKs}^{1/2}$ , il a mesuré des anisotropies de l'ordre de  $\Delta T/T \simeq 6 \times 10^{-6}$  [Smoot et al., 1992].

Depuis, la communauté scientifique a réalisé des mesures soit en ballon stratosphérique, soit avec des interféromètres au sol. Un satellite américain, MAP (Microwave Anisotropy Probe), a été lancé le 30 juin 2001, les résultats ne sont pas encore connus.

## Maxima

Maxima est une expérience embarquée en ballon stratosphérique qui est lancé aux Etats Unis. Les résultats présentés ici sont pour le vol d'août 1998, qui a permis de collecter 7 heures de données de nuit de façon à obtenir une carte de  $(122^\circ)^2$ , soit 0,3% du ciel, avec une sensibilité de 90 à 100  $\mu\text{Ks}^{1/2}$

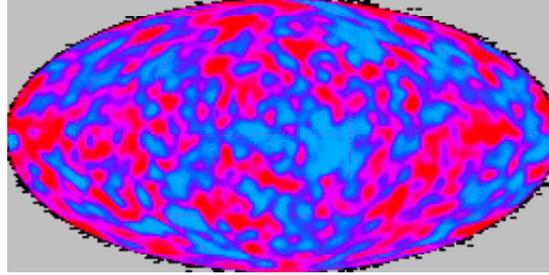


FIG. 5 – Anisotropies de température mesurées sur le ciel pour 2 ans d'intégration grâce à l'instrument DMR avec une résolution angulaire de  $7^\circ$ . Les anisotropies sont extrapolées dans la zone de la Galaxie.

[Lee et al., 1998]. L'instrument est constitué de 16 bolomètres refroidis à 100 mK grâce à une désaimantation adiabatique. Les bolomètres observent aux fréquences de 150, 240 et 410 GHz. La stratégie d'observation a pour but de limiter au maximum les effets systématiques tout en mesurant en puissance totale. Il y a trois différentes modulations sur l'instrument pour limiter ces effets : le miroir primaire, la rotation de la nacelle et la répétition de la mesure deux fois pendant la nuit.

Les résultats de l'expérience Maxima ont montré le premier pic acoustique autour de  $\ell \sim 200$  [Stompor et al., 2002] ce qui confirme une courbure nulle. La figure 6 montre une carte obtenue avec les données de Maxima. On distingue les deux balayages en bord de carte.

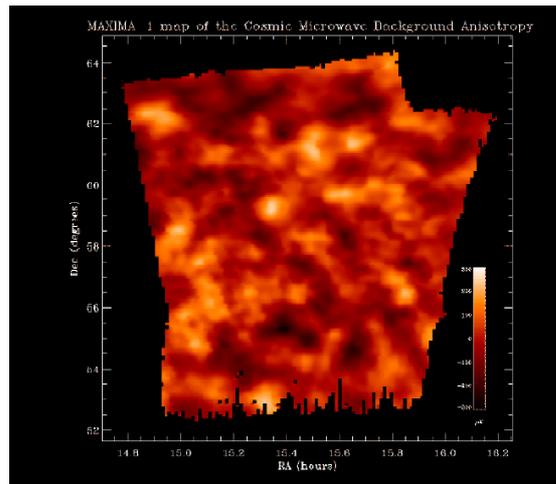


FIG. 6 – Cartes obtenues par l'expérience Maxima. Les petites inhomogénéités observées sont les fluctuations du rayonnement fossile.

## Boomerang

Boomerang est une expérience en ballon qui a volé 10 jours pendant l'été antarctique (décembre 1998) [Bernardis et al., 2000],[Masi et al., 2001]. La stratégie d'observation est de regarder une petite portion de ciel ( $\sim 1\%$ ) toujours dos au soleil en faisant des balayages à  $1^\circ\text{s}^{-1}$  et  $2^\circ\text{s}^{-1}$ . De cette façon chaque point du ciel est vu un grand nombre de fois afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. Les 16 détecteurs sont des bolomètres refroidis à 300 mK à 90, 150 et 240 GHz (avec une sensibilité de 140, 170 et 210  $\mu\text{Ks}^{1/2}$  respectivement). La résolution est comprise entre 10 et 18 minute d'arc en fonction des détecteurs. La figure 7 montre les cartes obtenues à trois longueurs d'onde ainsi que les cartes des différences. Boomerang a montré un premier pic acoustique autour du multipole  $\ell \sim 200$  ce qui impliquerait un univers à courbure nulle.

Les cartes présentées en figure 7 ainsi que la sensibilité des détecteurs ont été obtenues pour le vol du 29 Décembre 1998 où l'instrument a été lancé de McMurdo (Antarctique) et à volé pendant 259 heures.

## Les interféromètres

Ce sont des expériences qui vont pouvoir obtenir des points à très haut  $\ell$  mais qui ne pourront jamais mesurer les bas  $\ell$  à cause des effets systématiques provenant de la pollution atmosphérique. Les interféromètres mesurent une très faible portion du ciel avec une bonne résolution (comparé aux expériences en ballon).

DASI (Degree Angular Scale Interferometer) est un interféromètre qui mesure les anisotropies sur les échelles de  $\ell$  entre 100 et 900 [Halverson et al., 2002]. Les fréquences d'observation vont de 26 à 36 GHz, il s'agit de 16 antennes corruguées qui réalisent des cartes de  $3^\circ 4'$  sur le ciel. Les récepteurs sont des amplificateurs à HEMT (High Electron Mobility Transistor). Les observations ont lieu au pôle sud pendant l'été austral. Cette expérience a confirmé le premier pic acoustique à  $\ell \sim 200$  ainsi que deux autres pics à  $\ell \sim 550$  et 800 comme le prédit un modèle cosmologique avec une inflation adiabatique.

Une autre mesure est celle réalisée par VSA (Very Small Array) [Scott et al., 2002]. Les résultats sont en accord avec ceux de Boomerang, Maxima, et DASI et ils couvrent le spectre de  $\ell \sim 150$  à 900. L'instrument est une matrice à 14 éléments qui couvrent les fréquences entre 26 et 36 GHz.

CBI (Cosmic Background Imageur) a observé  $(40^\circ)^2$  dans le ciel et couvre les  $\ell$  allant de 300 à 3000 avec une résolution en  $\ell$  de 200. Ses résultats sont en accord avec les autres expériences [Pearson et al., 2002].

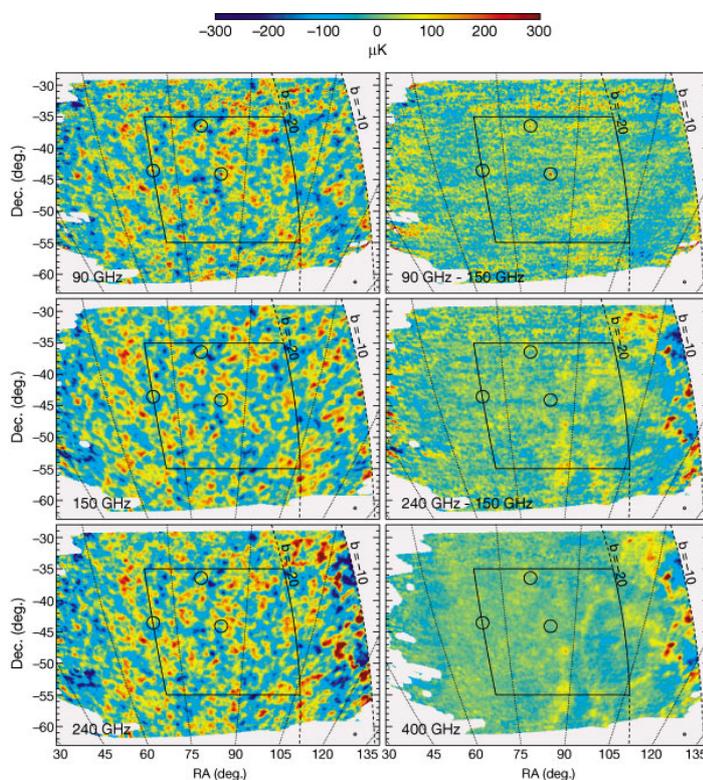


FIG. 7 – Cartes obtenues par l'expérience Boomerang pour trois fréquences (de haut en bas, 90, 150 et 240 GHz). Les cercles au milieu de la carte indiquent trois structures et le carré correspond à la portion du ciel utilisé pour calculer le  $C_\ell$ .

## Le satellite MAP

Le satellite MAP<sup>2</sup> (Microwave Anisotropy Probe) a été lancé le 30 juin 2001. Depuis le 1<sup>er</sup> avril 2002 il prend des mesures de grande qualité à partir du point L2 (voir chapitre 1 de la première partie). L'instrument est similaire à DMR sur le satellite COBE. La mesure se fait sur plusieurs canaux (de 23 à 94 GHz) grâce à des radiomètres type HEMT. Sa résolution théorique est de 15' et la sensibilité attendue est de 20  $\mu\text{K}$  par pixel de  $0,3^\circ \times 0,3^\circ$ .

Les cartes sur la figure 8 montrent l'amélioration qu'apportera MAP à la mesure de la carte du CMB par rapport à celle obtenue par COBE.

Le premier avantage d'une expérience satellite est que la totalité du ciel sera mesurée afin de donner de l'information à grande échelles angulaire (sur les bas  $\ell$ ). Après MAP, il faudra attendre les mesures du satellite Planck pour

<sup>2</sup><http://map.gsfc.nasa.gov>

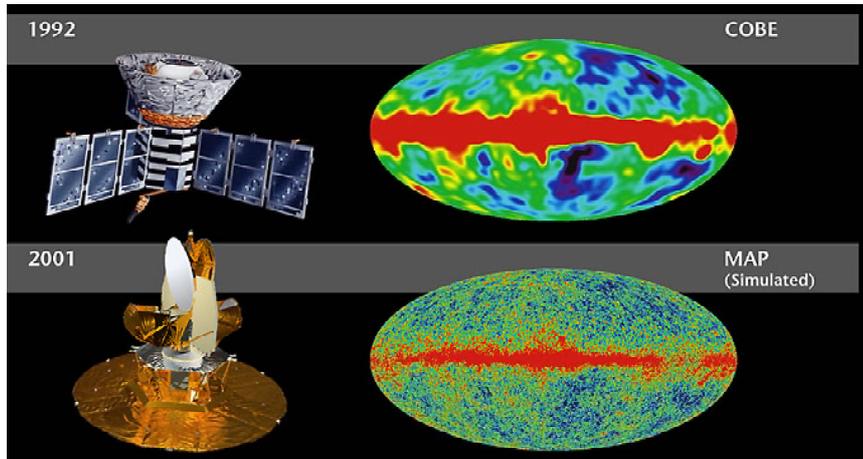


FIG. 8 – Comparaison des deux expériences satellite COBE et MAP. Sur les cartes à droite on voit l'amélioration de la résolution. Le rapport signal sur bruit a lui aussi gagné un facteur  $\sim 1000$ . La bande sombre au centre correspond à l'émission galactique.

connaître à nouveau une amélioration significative.

## Récapitulatif des expériences actuelles

Le tableau 1 présente le récapitulatif des résultats publiés. La figure 9 montre le spectre des fluctuations du CMB lorsque l'on combine toutes ces expériences.

Expérience	sensibilité ( $\mu\text{K s}^{1/2}$ )	proportion du ciel couvert	résolution angulaire
COBE	39 - 66 $10^3$	100 %	$7^\circ$
Boomerang	140 - 210	1 %	10 - 18'
Maxima	90 - 100	0,3 %	10'
Archeops	60 - 250	30%	9'

TAB. 1 – Récapitulatif des expériences qui on mesuré les anisotropies du CMB

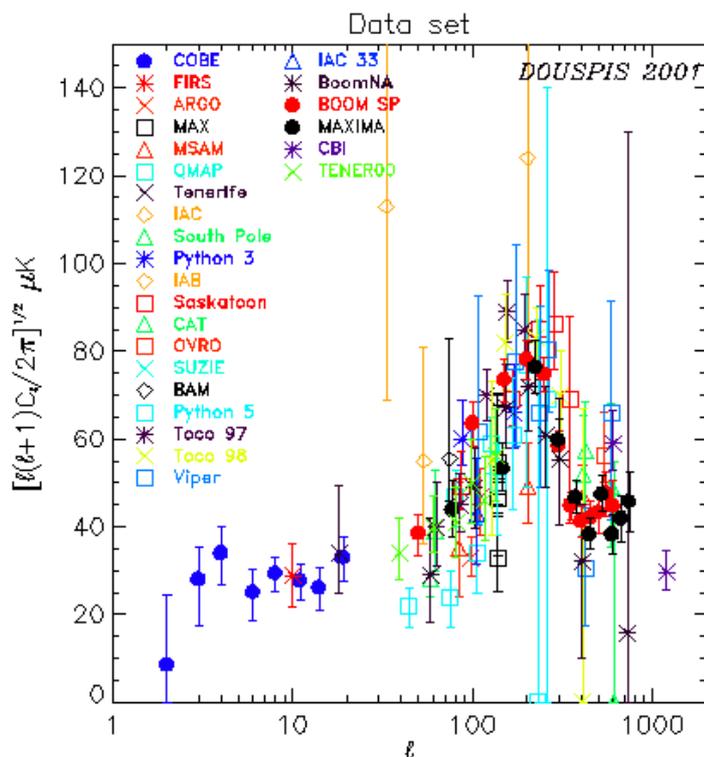


FIG. 9 – Les points obtenus par les différentes expériences couvrent assez bien le premier pic acoustique. Il faut encore mesurer le reste du spectre, entre COBE et Boomerang (ce qui devrait être réalisé par Archeops) et à très haut  $\ell$  (qui sera mesuré par le satellite Planck). Extrait de [Douspis, 2000].

## Les objectifs scientifiques de Planck et d'Archeops

**Archeops** est un instrument embarqué en ballon stratosphérique qui a réalisé deux vols scientifiques (en 2001 et en 2002) de 7h et de 12h pendant la nuit polaire. Ses objectifs sont de deux types :

- tester et valider la chaîne d'observation qui sera ensuite utilisée par l'instrument HFI du satellite Planck,
- mesurer les anisotropies du fond cosmologique à la fois sur les grandes et les petites échelles angulaires.

La stratégie d'observation (voir chapitre 1 de la troisième partie) adoptée par le télescope Archeops est de faire de grands cercles dans le ciel de façon à

couvrir les bas  $\ell$  et d'avoir une résolution suffisante pour mesurer les hauts  $\ell$  (jusqu'au troisième pic) : l'objectif est de couvrir le spectre des  $C_\ell$  de  $\ell = 20$  à  $\ell = 800$ .

**HFI** (High Frequency Instrument) sera embarqué sur le satellite Planck qui doit être lancé par Ariane V depuis Kourou (Guyane) en 2007. La figure 10 montre la précision attendue sur le spectre des  $C_\ell$  pour cet instrument qui devrait donner accès aux paramètres cosmologiques avec une précision encore inégalée (de l'ordre du %).

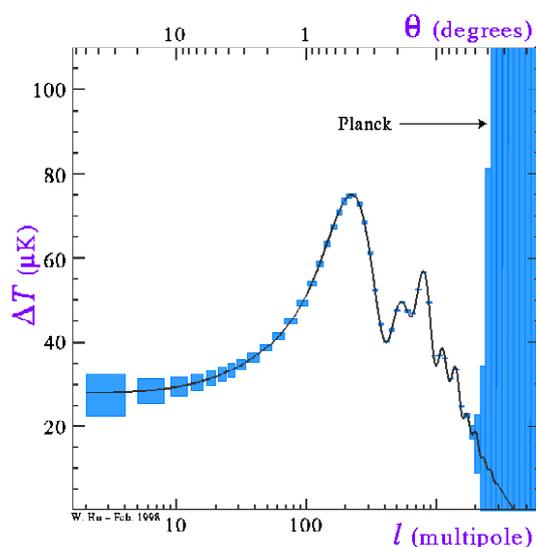


FIG. 10 – Les boîtes grises correspondent aux erreurs attendue sur les  $C_\ell$  en fonction de  $\ell$  avec les mesures qui seront prises par le satellite Planck (extrait de [Dodelson, 2001]).

Au cours de cette thèse, j'ai participé à la réalisation d'un cryostat à 0,1 K pour le satellite Planck qui sera présenté en première partie ; en deuxième partie nous verrons un moyen original d'atténuer les fluctuations de température que subissent les détecteurs refroidis à 0,1 K pour les instruments Planck et Archeops. L'expérience Archeops qui englobe plusieurs aspects de la mesure du rayonnement cosmologique est traitée en troisième partie.



## Première partie

# La dilution en cycle ouvert, application au satellite Planck/HFI



Le satellite de l'ESA, Planck, a pour objectif de mesurer les anisotropies du rayonnement fossile avec une précision encore inégalée ( $\Delta T/T \sim 2 \times 10^{-6}$ ). Son lancement est prévu en 2007 par un lanceur Ariane V. Il mesurera pendant 12 à 14 mois les anisotropies du CMB avec 48 bolomètres dont 25 polarisés à des fréquences allant de 90 à 1000 GHz pour HFI et de 30 à 100 GHz pour LFI (Low Frequency Instrument). En se plaçant au point de Lagrange L2 à 1 500 000 km de la Terre, le Soleil et la Terre sont toujours dans la même direction de telle sorte que l'axe de rotation vise à l'opposé, dans le but de limiter tout échauffement de l'instrument qui pourrait induire de nombreux effets parasites. Dans le cadre de ce projet, l'Air Liquide DTA (Division des Techniques Avancées) est chargée, en collaboration avec le CRTBT, de réaliser la partie 4 K - 0,1 K de l'instrument HFI du satellite. Il s'agit d'un échangeur à contre-courant dans lequel circule de l' $^3\text{He}$  et de l' $^4\text{He}$  qui, en se mélangeant, produisent du froid. Le travail effectué pendant ma thèse fut de tester les différentes configurations de cet échangeur pour optimiser son comportement en fonction des contraintes cryogéniques ainsi que des contraintes mécaniques exigées par la mission. Plusieurs types de structures ont été testées afin de définir le modèle de vol. Lors de ces essais, je me suis intéressée au processus de mélange de l' $^3\text{He}$  dans l' $^4\text{He}$ , à la minimisation des pertes thermiques ainsi qu'aux nombreux problèmes liés à la "spatialisation" de l'instrument (limitation du poids, tolérance aux vibrations, etc...).



# Chapitre 1

## La mission Planck HFI

Depuis les résultats de COBE en 1989 qui ont montré les premières anisotropies du CMB avec une résolution en température de  $\Delta T/T \sim 10^{-5}$  et une résolution angulaire de  $7^\circ$ , la communauté scientifique est désireuse d'obtenir des données plus précises pour mieux connaître les paramètres qui régissent notre Univers. La mission Planck a pour objectif de mesurer ces anisotropies avec une précision de  $\Delta T/T \sim 2 \times 10^{-6}$  et une résolution angulaire inférieure à 10 minute d'arc. Les observations qui seront réalisées par cette mission devraient permettre de connaître les paramètres cosmologiques avec une précision d'environ 1 %.

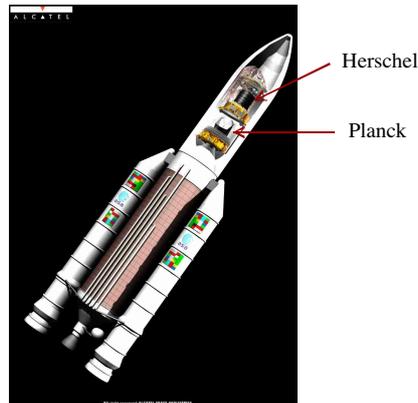


FIG. 1.1 – Planck et Herschel [Collaudin et al., 2000] dans le lanceur Ariane V

Le satellite Planck sera lancé par un lanceur Ariane V comme le montre le dessin de la figure 1.1.

## 1.1 L'instrument, description technique

- Pour atteindre ses objectifs, l'instrument est constitué de deux parties :
- **LFI** : Low Frequency Instrument qui utilise des HEMT (High Electron Mobility Transistor) refroidis à 20 K à des fréquences de 30 GHz à 100 GHz.
  - **HFI** : High Frequency Instrument qui utilise des bolomètres refroidis à 100 mK. Ils couvrent des fréquences comprises entre 100 GHz et 857 GHz. C'est à cette partie de l'instrument que nous allons nous intéresser.

La figure 1.2 montre une vue artistique du satellite Planck.

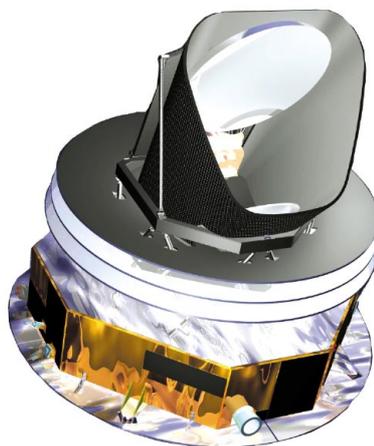


FIG. 1.2 – Vue artistique du satellite Planck. Les miroirs récoltent les photons pour les concentrer sur les détecteurs refroidis protégés par le bafflage.

### 1.1.1 La chaîne optique

La chaîne optique est constituée d'un miroir hors axe de 1.50 m de diamètre de façon à atteindre la résolution angulaire souhaitée. Les expériences Planck et Archeops utilisent la même optique. Etant donné que la chaîne optique ainsi que les détecteurs ont été étudiés dans le cadre d'Archeops, leur description se trouve dans la troisième partie de cette thèse.

Le cœur de HFI est représenté par le schéma de la figure 1.3.



FIG. 1.3 – Vue en coupe d’HFI. Les cornets à 4K visent le miroir secondaire. A l’intérieur on voit le support de l’échangeur 4 K - 100 mK en forme conique (c’est la version retenue pour l’échangeur).

### 1.1.2 La cryogénie sur Planck

Chaque étage cryogénique fonctionne indépendamment mais l’on comprendra que le dysfonctionnement de l’un d’entre eux entraîne l’échec de la chaîne entière. Etant donné que différents instituts sont responsables de différentes parties de l’instrument, chacun doit respecter des spécifications bien définies en terme de stabilité de température et de vibration.

La chaîne cryogénique complète est représentée par la figure 1.4 et utilise les différentes techniques cryogéniques suivante [Collaudin and Passvogel, 2000] :

- L’utilisation de radiateur passif type “honeycomb” au point L2 permet d’atteindre une température d’équilibre de 60 K. Il est possible d’obtenir de cette façon 1 W à 60 K, puissance nécessaire pour l’étage suivant.
- Une température entre 18 K et 20 K est atteinte grâce à une détente Joule-Thomson d’hydrogène. A cet étage, on dispose d’une puissance de 550 mW. Cet étage est commun à HFI et LFI.
- l’étage à 4 K est réalisé par une détente Joule-Thomson d’hélium, grâce à une paire de compresseurs mécaniques. Cet étage n’est utile que pour l’instrument HFI.
- L’étage à 1,6 K est obtenu par détente de Joule-Thomson du mélange  $\text{He}^3/\text{He}^4$ , la puissance disponible à ce niveau est de  $400 \mu\text{W}$
- La température de 100 mK est obtenue par dilution d’ $\text{He}^3$  dans de

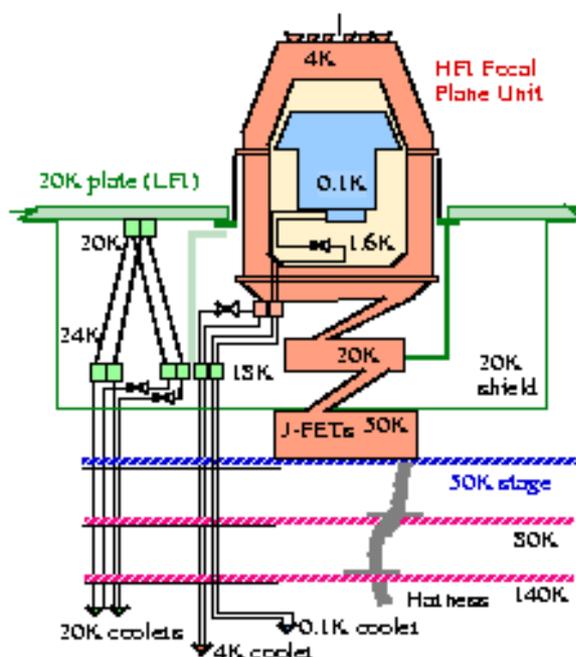


FIG. 1.4 – Cryogénie de l'entourage de l'instrument Planck/HFI.

l' $\text{He}^4$ . Les performances des étages à 1,6 K et 100 mK sont l'objet de cette partie. Les spécifications sont de  $400 \mu\text{W}$  à 1,6K et  $100 \text{nW}$  à 100 mK.

Le tableau 1.1 fait un récapitulatif des étages cryogéniques de l'instrument HFI.

Température	Puissance disponible	fonctionnement
50 K	1 W	radiateur passif
20 K	550 mW	machine $\text{H}_2$
4 K	20 mW	machine He
1,6 K	$400 \mu\text{W}$	détente Joule-Thomson
0,1 K	100 nW	dilution $\text{He}^3/\text{He}^4$

TAB. 1.1 – Tableau récapitulatif des étages cryogéniques de l'instrument HFI.

L'instrument sera lancé à la température ambiante. Sa mise en froid commencera avec le refroidissement passif des miroirs, puis chaque étage atteindra sa température d'équilibre. La température minimale de 100 mK sera

atteinte en à peu près deux mois, le temps pour que l'instrument atteigne le point L2. Dès le décollage, les gaz de la dilution circulent à leur débit nominal.

## 1.2 Déroulement de la mission

### 1.2.1 Historique

Le projet a commencé en France en 1993 avec l'idée de faire un petit satellite (SAMBA : Satellite for the Measurement of Background Anisotropies) pour mesurer le rayonnement cosmologique avec une grande précision et un bruit proche du bruit intrinsèque de photon.

Un instrument similaire, proposé par les italiens était en projet. Dénommé COBRAS (Cosmic BackgRound Anisotropy Satellite), il était destiné à mesurer le CMB à des fréquences plus basses. En 1994, l'ESA a pris la décision de réunir ces deux instruments. En 1997, le satellite COBRAS/SAMBA devient Planck, composé respectivement des instruments LFI et HFI.

Planck devrait être lancé avec Herschel [Collaudin et al., 2000] (observatoire infra-rouge pour la formation des galaxies et des étoiles) en 2007.

### 1.2.2 Etat actuel de l'instrument

Planck est actuellement dans une phase de définition et de finalisation. Toutes les spécificités seront bientôt figées (Phase C).

Pour la partie qui nous concerne, L'Air Liquide, en collaboration avec le CRTBT, vient d'achever la construction d'un premier prototype dit de qualification qui est actuellement testé au CRTBT. Le modèle de vol sera testé avec le reste de la chaîne cryogénique.

### 1.2.3 Déroulement prévu

Planck sera placé en orbite autour du point de Lagrange L2, comme le montre la figure 1.5.

Le point L2 présente plusieurs avantages :

- Les effets systématiques provenant du Soleil et de la Terre sont limités car ils sont toujours à l'opposé de l'axe de rotation.
- Le point L2 est à l'ombre du Soleil grâce à la Terre. Le satellite sera en orbite autour de ce point de façon à voir le Soleil en permanence pour alimenter les panneaux solaires. Le télescope pointera toujours à

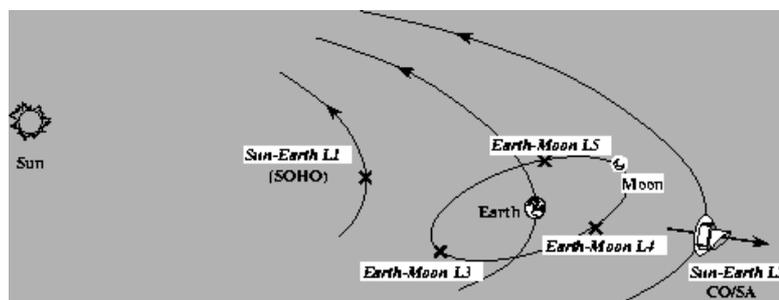


FIG. 1.5 – Le satellite Planck en L2 est en permanence protégé du soleil.

l'opposé et l'angle d'acceptance est de  $30^\circ$  de façon à ne jamais voir la Lune.

Les bolomètres vont regarder le ciel en décrivant des cercles à une vitesse d'un tour par minute à  $85^\circ$  de l'axe de rotation [Piat et al., 2002], pendant un an et demi.

### 1.3 Sensibilité attendue

Un récapitulatif des performances attendues pour la mission est donné dans le tableau 1.2 [Lamarre et al., 2000].

Fréquences (GHz)	100	143	217	353	545	857
Largeur à mi-hauteur du lobe (arcmin)	10,7	8,0	5,5	5,0	5,0	5,0
Nombre de détecteurs non polarisés	4	3	4	6	0	6
Nombre de détecteurs polarisés	0	9	8	0	8	0
Sensibilité ( $\Delta T/T$ en $\mu K/K$ )	1,7	2,0	4,3	14,4	147	6670
Sensibilité de flux par pixel	1,11	1,88	547	6,44	26	600

TAB. 1.2 – Récapitulatif des performances attendues pour Planck/HFI.

# Chapitre 2

## Principe de la dilution

Dans ce chapitre nous discuterons du principe de la dilution de l' $^3\text{He}$  dans l' $^4\text{He}$  et plus particulièrement de la dilution en cycle ouvert qui est étudiée dans cette thèse. Nous décrirons ensuite d'une façon générale l'échangeur 4 K - 100 mK et les processus physiques mis en jeu. Les points clefs de ce chapitre sont applicables aussi bien au cryostat d'Archeops qu'à celui de Planck.

Depuis quelques dizaines d'années, la dilution est le moyen le plus répandu pour obtenir des basses températures, comprises entre 0,5 K et 2 mK, en continu. L' $^3\text{He}$  et l' $^4\text{He}$  sont les deux seuls fluides quantiques stables à basse température. Lorsqu'ils se mélangent, ils absorbent de la chaleur (réaction endothermique).

### 2.1 La dilution de l' $^3\text{He}$ dans l' $^4\text{He}$ .

La thèse de Adriana Paragina-Sirbi [Paragina, 1997] contient une description très complète des différents types de dilution (réversible, irréversible).

#### 2.1.1 La séparation de phase

Le mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$  a la particularité de se séparer en deux phases lorsque l'on abaisse sa température. Le diagramme de phase est représenté sur la figure 2.1 [Radebaugh, 1967].

En dessous du point triple, le mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$  liquide se sépare en deux phases :

- Une phase riche en  $^3\text{He}$  , le *concentré*
- Une phase riche en  $^4\text{He}$  , le *dilué* qui aura  $\sim 6\%$  d' $^3\text{He}$  à 100 mK (et sera en saturation d' $^3\text{He}$  ).

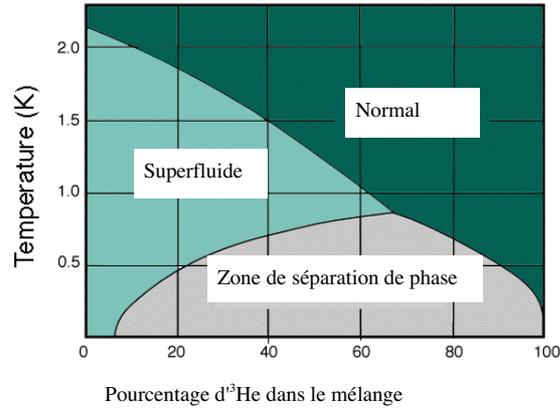


FIG. 2.1 – Diagramme de phase  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  . (Extrait de [Rembaum, 2002]).

Lorsque l' $^3\text{He}$  passe de la phase concentrée à la phase diluée (si il n'y a pas saturation d' $^3\text{He}$  dans la phase diluée), cela absorbe de la chaleur comme une évaporation. L' $^3\text{He}$  se dilue dans l' $^4\text{He}$  .

### 2.1.2 L'enthalpie $H$

Pour décrire l'absorption de chaleur, nous allons utiliser la grandeur thermodynamique la mieux adaptée, qui est l'enthalpie  $H$ .

Par définition, l'enthalpie est reliée à l'énergie interne ( $U$ ), au volume ( $V$ ) et à la pression ( $P$ ) dans un système ouvert.

$$H = U + PV \quad (2.1)$$

Elle ne dépend que de fonctions d'état, et donc de l'état initial et l'état final du système. La différence d'enthalpie est la somme de l'énergie, qu'elle soit sous forme thermique ou mécanique, gagnée ou perdue par un corps. En calculant la variation d'enthalpie entre le système  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  séparés et le mélange, on connaît la puissance perdue par le système. Nous avons ainsi l'information sur la "puissance de refroidissement".

Lorsque l'on travail à pression constante, on peut définir l'enthalpie comme l'intégration de la capacité calorifique sur la température :

$$H(T) = \int C_p dT \quad (2.2)$$

avec  $C_p$  la capacité calorifique à pression constante et  $T$  la température.

Si l'on étudie l'enthalpie des deux systèmes  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  séparément :

$^4\text{He}$  : C'est un boson, sa capacité calorifique tend vers 0 à basse température (pour  $l^4\text{He}$  , elle tend exponentiellement vers 0), il peut être considéré comme un milieu neutre.

$$H \simeq 0$$

$^3\text{He}$  : C'est un fermion, sa capacité calorifique est donc proportionnelle à  $T$ . La quantité ( $N$ ) d'électrons susceptibles d'échanger de l'énergie est définie comme :

$$N = N_{total} \times \frac{T}{T_f}$$

avec  $N_{total}$ , le nombre total d'électrons dans le système et  $T_f$  la température de Fermi. L'enthalpie, définie en terme d'énergie thermique s'écrit :  $H = N k_B T$  avec  $k_B$  la constante de Boltzmann. On pourra donc écrire l'enthalpie de  $l^3\text{He}$  :

$$H = N_{total} \times \frac{k_B T^2}{T_f}$$

Pour connaître la quantité d'énergie absorbée on regarde ce qui se passe si l'on mélange de  $l^3\text{He}$  dans de  $l^4\text{He}$  (milieu neutre).

L'enthalpie, ne dépend que de la température du niveau de Fermi ( $T_f \propto \sqrt{N}$ ). Donc, si on diminue le nombre de fermions, la température de Fermi diminue elle aussi et l'enthalpie augmente. Pour diminuer la température de Fermi, il suffit de diminuer la densité de fermions, c'est à dire, faire passer de  $l^3\text{He}$  de la phase concentrée vers la phase diluée.

Si  $H$  est restée constante et  $T_f$  a diminuée alors la température du système a diminué.

A la limite des basses températures, les capacités calorifiques de  $l^3\text{He}$  et de  $l^4\text{He}$  sont connues [Lounasmaa, 1974]. On peut donc calculer l'enthalpie du dilué et celle de  $l^3\text{He}$  :

$$H_{dilué} \simeq 96T^2 \quad (\text{J.mol}^{-1}) \quad (2.3)$$

$$H_{3He} \simeq 12T^2 \quad (\text{J.mol}^{-1}) \quad (2.4)$$

### 2.1.3 La puissance disponible

La différence entre (2.3) et (2.4) donne directement accès à la puissance absorbée par le système (et donc à la quantité de "froid disponible").

$$P = \dot{n} (H_{dilué} - H_{3He}) = 84\dot{n}T^2 \quad (\text{W}) \quad (2.5)$$

Où  $\dot{n}$  est le débit d' $^3\text{He}$  qui est passé du concentré vers le dilué (soit 6% du débit  $^4\text{He}$  à 100 mK). Pour une dilution classique (en cycle fermé), il suffit de mettre un peu plus de 6% d' $^3\text{He}$  pour produire du froid. Dans un cycle ouvert, il est nécessaire de fonctionner avec un excès d' $^3\text{He}$  ( $\sim 1/3$  du débit d' $^4\text{He}$ ) de façon à produire des bulles. Le cycle ouvert est détaillé dans le paragraphe 2.2.

### 2.1.4 La dilution “classique”

La dilution “classique” ou en cycle fermé est une méthode très utilisée en laboratoire pour produire des températures entre 300 mK et 2 mK [Lounasmaa, 1974].

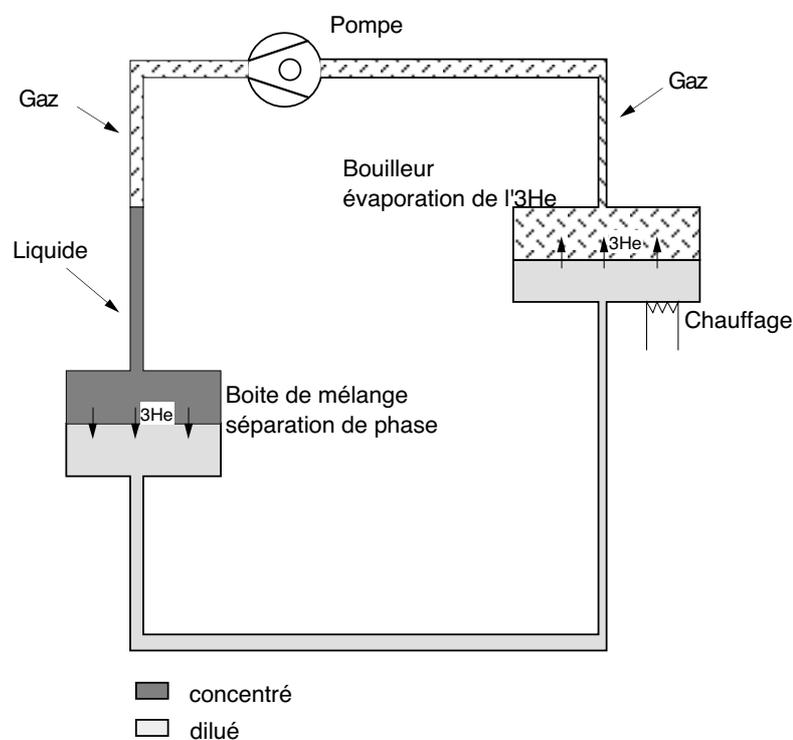


FIG. 2.2 – Schéma d’une dilution classique. L’ $^3\text{He}$  circule en circuit fermé pour produire du froid.

La figure 2.2 montre un schéma de principe de la dilution en circuit fermé. L’absorption d’énergie se fait quand l’ $^3\text{He}$  passe du concentré vers le dilué au niveau de la séparation de phase dans la *boîte de mélange*. Or, le dilué ne peut contenir que 6% d’ $^3\text{He}$ . Pour continuer le processus il faut diminuer la concentration d’ $^3\text{He}$  dans le dilué. Pour ce faire, nous utilisons le fait que la

pression de vapeur de l' $^3\text{He}$  est beaucoup plus grande que celle de l' $^4\text{He}$ . De cette façon lorsque l'on pompe sur le *bouilleur*, on récupère essentiellement de l' $^3\text{He}$ .

L'équilibre, et donc la température minimale, sera atteint lorsque les pertes thermiques extérieures seront à l'équilibre avec la puissance froide disponible grâce à la dilution.

## 2.2 Spécificité du cycle ouvert

La dilution en cycle ouvert a été développée de façon à réaliser une dilution capable de fonctionner en apesanteur.

### 2.2.1 Motivation

Aujourd'hui, le seul moyen de réaliser des très basses températures (en dessous de 300 mK accessibles avec un cryostat à  $^3\text{He}$  pompé) dans l'espace est d'utiliser un cryostat à désaimantation adiabatique. Cette méthode a pour inconvénient de ne pas pouvoir fournir une source de froid continue. Pour une expérience en satellite, la durée d'une mission est souvent de l'ordre de l'année et un cyclage de la désaimantation est forcément nécessaire. L'architecture thermique de l'instrument HFI est telle qu'un réchauffement de l'étage à 100 mK demanderait plusieurs dizaines d'heures pour refroidir à nouveau et attendre que les températures des différents écrans soient stables. Une solution envisageable est d'utiliser deux désaimantations en alternance de façon à garder une température stable. Cela apporte une grande complexité à l'expérience. De plus, les amenées de courants nécessaires pour faire fonctionner la bobine de désaimantation demandent une puissance très importante à 4 K, ce qui est difficile à réaliser avec des machines dans un satellite.

Une solution est donc de réaliser un cryostat à dilution qui fonctionne en apesanteur. Pour cela il faut s'affranchir du bouilleur, qui, par définition a besoin de la pesanteur pour séparer l' $^3\text{He}$  de l' $^4\text{He}$ . Cela a été réalisé par Alain Benoit et Serge Pujol en 1988 [Benoit et al., 1994]. Un autre point important est la position de la séparation de phase qui doit se faire dans la *boîte de mélange* pour une dilution classique. Cela devient délicat en apesanteur. La solution consiste en la création de bulles de dilué dans un milieu concentré qui se maintiennent grâce à la tension superficielle dans les capillaires ( $\sim 300 \mu\text{m}$  de diamètre) lorsqu'ils sont suffisamment petits.

Pat R. Roach de la NASA [Roach and Helvensteijn, 1999b],[Roach and Helvensteijn, 1999a] développe actuellement un cryostat à dilution en cir-

cuit fermé spatialisable, qui utilise les forces de capillarité pour maintenir la séparation de phase. Ce type de cryostat n'a pas encore été complètement testé ; son inconvénient majeur est qu'il présente une forte dissipation thermique sur l'étage à 4 K.

### 2.2.2 La Boîte de mélange

La solution proposée est de fonctionner en cycle ouvert et donc le mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$  est "perdu"<sup>1</sup>. La séparation de phase se fait par la production de bulles de concentré en sortie de boîte de mélange, comme le montre la figure 2.3.

Au niveau de la rencontre entre les deux capillaires, l' $^3\text{He}$  se dissout dans l' $^4\text{He}$ . Etant donné la particularité du mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$  qui se sépare en deux phases, il se produit des bulles. Pour qu'elles restent à l'état de bulles, il faut qu'elles soient maintenues par la tension superficielle dans un capillaire suffisamment petit. La dilution se produit à l'interface (comme pour une dilution "classique") entre la phase diluée et la phase concentrée au niveau de la bulle.

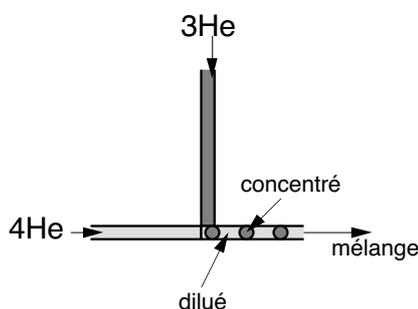


FIG. 2.3 – Schéma de principe de la dilution en cycle ouvert (la *boîte de mélange*). L'absorption de chaleur se fait à la séparation de phase entre la bulle de concentré et le milieu dilué.

Le cryostat à dilution se présente sous la forme de trois capillaires : deux capillaires d'injection  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  et un capillaire de mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$ . Les capillaires sont thermiquement liés de façon à ce que les injections soient prérefroidies par le mélange. La difficulté se trouve dans l'optimisation de l'utilisation de la puissance froide entre 1,6 K et 100 mK ; cette partie est décrite dans le paragraphe suivant.

<sup>1</sup>Par cycle ouvert, on comprend que l' $^3\text{He}$  n'est pas recyclé comme dans une dilution classique.

## 2.3 De 4 K à 100 mK

L'échangeur, représenté schématiquement par la figure 2.4 peut être décomposé en plusieurs parties :

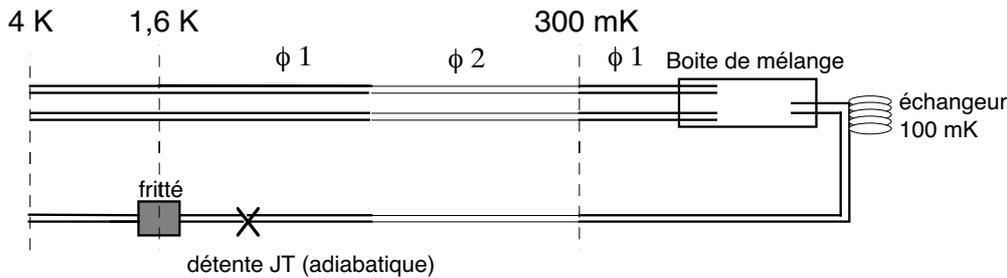


FIG. 2.4 – Schéma du cryostat 4 K-100 mK. Les deux injections  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  se rencontrent dans la boîte de mélange. Les bulles se propagent ensuite dans un troisième capillaire.

- Un échangeur de cuivre fritté à 1,6 K.
- Une détente Joule-Thomson (JT).
- L'échangeur à contre-courant qui contient une section avec des capillaires fins et deux sections avec des capillaires de plus gros diamètre.
- Un échangeur à 100 mK.

### 2.3.1 La détente Joule Thomson et l'échangeur fritté

L'effet Joule-Thomson (JT) fut une des premières méthodes utilisées pour liquéfier les fluides cryogéniques. Il s'agit de faire une détente adiabatique à enthalpie constante à travers une restriction.

Le principe d'une détente JT peut s'observer sur un diagramme pression-enthalpie (figure 2.5). Dans sa thèse Adriana Sirbi [Paragina, 1997] a montré que les températures obtenues par une détente JT du mélange étaient équivalentes à celles obtenues par détente Joule Thomson de l' $^4\text{He}$ . Nous utilisons donc les valeurs connues de l' $^4\text{He}$  pour déterminer la température et la puissance disponible lors de la détente du mélange.

#### Dispositif

En sortie de l'échangeur il y a un petit capillaire (entre 10 et 20  $\mu\text{m}$  de diamètre) de quelques centimètres de long. En série est placé un échangeur fritté (en cuivre ou en argent) pour augmenter la surface d'échange. C'est

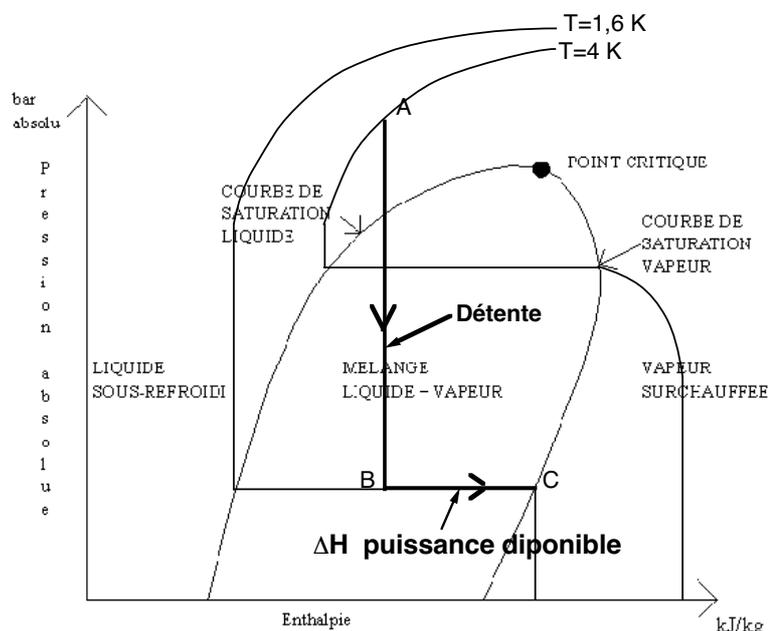


FIG. 2.5 – Diagramme enthalpique schématisé. Le détente se fait de A vers B ce qui fait passer la température de 4 K à 1,6 K. L'absorption de chaleur se fait de B vers C et elle est égale à la variation d'enthalpie.

grâce à l'échangeur fritté que la puissance parasite à cette température est absorbée.

### Température d'équilibre

La température que pourra atteindre la JT n'est fonction que de la pression après la détente. Grâce à la courbe de pression de vapeur saturante on connaît la température. La pression est définie par le débit de pompage et la perte de charge dans le capillaire. Pour amorcer la dilution, une température de 2 K est suffisante, il n'est donc pas très important d'avoir une pression d'aspiration très faible, le capillaire de pompage peut-être relativement petit.

Pour un débit typique de  $25 \mu\text{mol}\cdot\text{s}^{-1}$ , un tube de 2 m de long et de 3 mm de diamètre la pression d'aspiration est de 750 Pa, ce qui correspond à une température de 1,5 K [Ecole-d'Aussois, 1999].

### Puissance disponible

Sur la courbe pression-enthalpie de l' $^4\text{He}$  on peut voir que la valeur de la variation d'enthalpie sera d'environ 19 J/g. La puissance frigorifique dispo-

nible est donc de :

$$Q = \dot{n} (H(C) - H(B)) = \dot{n} * 19 \quad \text{W} \quad (2.6)$$

La puissance disponible est directement proportionnelle au débit injecté dans la JT. Pour un débit typique de  $25 \mu\text{mol.s}^{-1}$ , la puissance disponible à 1,6 K est de 1,9 mW.

La dilution a besoin d'une température d'amorçage qui est autour de 2 K [Paragina, 1997]. A partir de cette température la puissance frigorifique de la dilution devient suffisamment importante pour qu'il y ait production de froid. Toutes les pertes provenant d'une température supérieure à 1,6 K sont absorbées par le fritté à cette température.

### 2.3.2 L'échangeur à contre-courant

L'échangeur à contre courant constitue l'essentiel du cryostat. Il s'agit de trois capillaires de quelques mètres de long dont la température passe de 1,6 K à une extrémité (juste après la détente JT) à 100 mK à l'autre extrémité (figure 2.6).

L'échange thermique est réalisé en soudant ensemble les trois capillaires de la dilution.

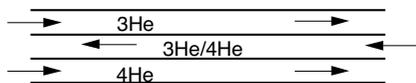


FIG. 2.6 – Echangeur à contre courant.

Il existe deux autres moyens de réaliser un échange thermique entre deux fluides : soit avec un échangeur concentrique soit avec un échangeur fritté. Les points critiques à vérifier sont :

- viscosité minimale pour limiter les pertes thermiques,
- grande surface d'échange pour optimiser l'échange entre les deux fluides,
- section minimale pour former des bulles,
- vitesse maximale pour être au dessus de la vitesse critique, afin que  $^4\text{He}$  ne diffuse pas à contre courant, ce qui produirait un court circuit thermique ( $^4\text{He}$  est super fluide) sur l'échangeur.

Si l'on utilise un échangeur concentrique, le section du tube de mélange n'est plus ronde, les bulles auront du mal à se former et la viscosité serait plus importante que dans un capillaire simple.

Si on utilise un échangeur fritté, il faut réaliser une section ronde à l'intérieur. Il s'agit certainement d'une très bonne solution pour améliorer

l'échange et gagner de la puissance froide afin de descendre à de plus basses températures. La fabrication d'un tel échangeur serait plus compliquée que la solution adoptée pour l'instrument HFI.

L'efficacité de l'échangeur va déterminer les performances du cryostat. Les éléments à respecter sont les suivants :

- Il faut maximiser l'échange entre le liquide "chaud" des injections  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  et le mélange "froid"  $^3\text{He}/^4\text{He}$ . Pour cela, il faut que la surface d'échange soit maximale de façon à limiter la résistance de Kapitza (voir paragraphe 2.3.3). Les deux injections sont donc soudées avec le circuit de retour.
- Il faut limiter les pertes thermiques du support de l'échangeur entre 4 K et 100 mK.
- Les fils électriques doivent être montés de façon à limiter leur apport thermique. Les 48 bolomètres sont mesurés par deux fils de mesure et un blindage. Nous avons étudié le meilleur moyen de les thermaliser pour limiter les pertes thermiques. Nous avons mesuré la conduction thermique de ces fils à  $k = (3.3 \pm 0.1) \times T$  (W.K<sup>-1</sup>). Un montage en hélice des fils sur le support de l'échangeur permet de les thermaliser en plusieurs points et ainsi de limiter les apports à 100 mK.

Différentes configurations de l'échangeur ont été étudiées de façon à optimiser le cryostat, elles sont présentées dans le paragraphe 3.2. En dehors des contraintes cryogéniques, nous avons aussi respecté des contraintes mécaniques qui ont défini la forme cônica du model de vol.

### 2.3.3 L'échangeur à 100 mK, résistance de Kapitza

La résistance de Kapitza est une résistance thermique à l'interface entre deux matériaux de propriétés thermiques très différentes [Van-Sciver, 1968]. Elle est négligeable à haute température, mais devient importante à basse température. C'est typiquement le genre d'échange que l'on aura entre un liquide et un solide tel que l'hélium et le capillaire dans lequel il circule. La résistance de Kapitza induit une différence de température importante entre le liquide qui circule et la paroi solide qui échangera ensuite avec la paroi d'un autre capillaire comme le montre schématiquement la figure 2.7.

La résistance de Kapitza ( $R_K$ ) est fonction de la température. Elle aura une valeur bien particulière en fonction du solide et du liquide en contact. Pour des capillaires en CuNi et à une température entre 10 et 100 mK, la résistance de Kapitza pour le dilué est donnée par [Lounasmaa, 1974] :

$$R_K T^3 = 0,01 \quad (\text{K}^4 \text{m}^2 \text{W}^{-1})$$

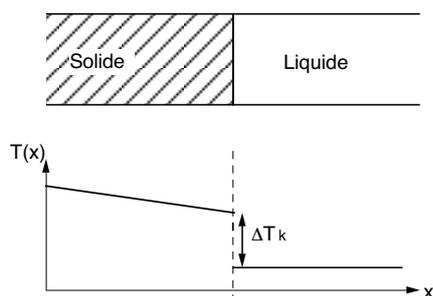


FIG. 2.7 – Illustration de la résistance de Kapitza à la surface d'échange entre un solide et un liquide (ici de  $^3\text{He}$ , de  $^4\text{He}$  ou du dilué).

C'est en effet sur la partie diluée (après le mélange qui correspond au point le plus froid) que l'on va maximiser l'échange.

La résistance de Kapitza correspond à une résistance thermique de contact et peut être exprimée en fonction des pertes thermiques et de la géométrie du système (équation (2.7)).

$$R_K = S \frac{\Delta T}{Q} \quad (\text{m}^2\text{K}\cdot\text{W}^{-1}) \quad (2.7)$$

Pour diminuer le  $\Delta T$ , il faudra donc augmenter la surface d'échange. Nous verrons une illustration de ce phénomène dans le chapitre 3 lorsque l'on optimise l'échangeur à 100 mK.

## 2.4 Réalisation pratique de l'échangeur à contre courant

Pendant ma thèse, nous avons réalisé et caractérisé trois types d'échangeurs que nous décrirons en détail dans le chapitre 3. Le dernier échangeur testé a été entièrement réalisé par l'Air Liquide qui est chargé de construire le modèle de vol. La façon de réaliser l'échangeur à contre-courant est identique pour les trois échangeurs. Il s'agit de souder ensemble trois capillaires de plusieurs mètres de long. Pour ce faire, nous avons mis au point un outillage schématisé par la figure 2.8. Pour le prototype réalisé par l'Air Liquide, un outillage spécifique, inspiré de celui du CRTBT, a été construit afin d'assurer la reproductibilité des caractéristiques de l'échangeur.

Les deux points critiques sont :

- de faire attention de ne pas couder ou plier les capillaires, ce qui peut provoquer des fuites,

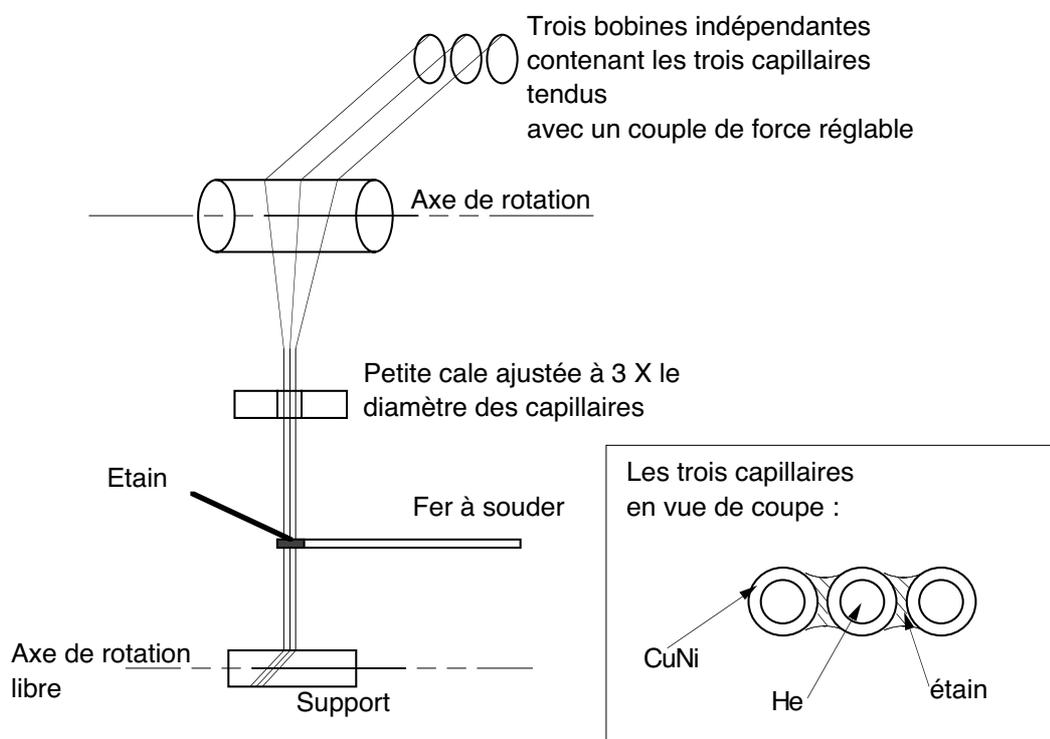


FIG. 2.8 – Réalisation d'un échangeur 4 K - 100 mK. La quantité de soudure des trois capillaires doit être suffisamment importante pour assurer un bon contact thermique et suffisamment fine pour que l'échangeur ne soit pas "cassant".

- de garder les capillaires tendus au niveau de la soudure pour qu'ils soient parallèles entre eux. Le risque se trouve dans la soudure laser qui assure la jonction au changement de diamètre, cette partie de l'échangeur est plus fragile, et peut devenir cassante si la tension devient trop importante.

Nous avons étudié le comportement thermique de cet échangeur pour différents types support et différentes longueurs d'échangeur. Dans le chapitre suivant nous verrons les caractéristiques de chacun d'entre eux et la façon dont cela nous a permis de dimensionner le prototype de vol.

# Chapitre 3

## Etude expérimentale

Dans ce chapitre j'ai étudié les trois aspects importants des échanges thermiques (puissance, pertes, et gradient de température dans l'échangeur). Pour chaque type de mesure nous essayons de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu et de déterminer la meilleure configuration pour définir le modèle optimal pour l'échangeur de vol. Nous faisons ensuite une description des deux types d'échangeurs que nous avons étudiés et nous analysons les performances obtenues avec chacun.

### 3.1 Etude des échanges thermiques

#### 3.1.1 Puissance disponible

La puissance disponible provient de la dilution de  ${}^3\text{He}$ . Elle est donc donnée par la différence d'enthalpie de  ${}^3\text{He}$  entre la phase concentrée et la phase diluée et par la quantité de  ${}^3\text{He}$  diluée.

La figure 3.1 montre cette différence d'enthalpie multipliée par le pourcentage de  ${}^3\text{He}$  dissout (et divisé par  $T^2$ ) en fonction de la température. Cette quantité va chuter lorsque l'on arrive à la température où tout  ${}^3\text{He}$  disponible est dissout.

Les valeurs numériques (pour l'enthalpie et la fraction de  ${}^3\text{He}$  dissout en fonction de la température) sont disponibles dans [Radebaugh, 1967].

Pour déterminer ces courbes, plusieurs hypothèses ont été faites :

- L'enthalpie de  ${}^4\text{He}$  est nulle.
- La phase concentrée est considérée comme étant uniquement de  ${}^4\text{He}$ .
- La puissance disponible dépend du débit de  ${}^3\text{He}$  qui se dissout dans  ${}^4\text{He}$  :  $\dot{n}_{3d}(T)$  et de la différence d'enthalpie entre  ${}^3\text{He}$  pur et le dilué.

$$P = \dot{n}_{3d}(T) (H_d(x, T) - H_3(T))$$

où,  $T$  est la température et  $x$  la proportion d' $^3\text{He}$  qui se dissout.

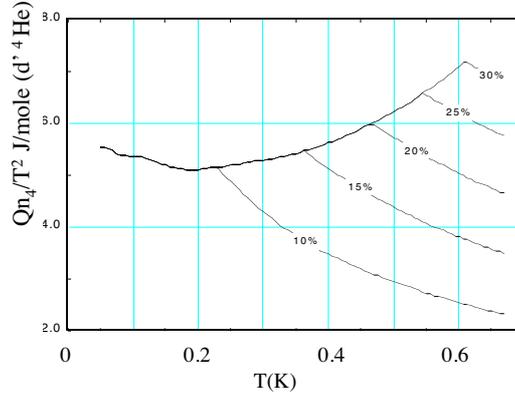


FIG. 3.1 – Puissance disponible en fonction de la température de la dilution. Dans le cadre de la dilution utilisée pour HFI, l' $^3\text{He}$  est introduit en excès (environ 20 %) de façon à avoir le maximum de puissance à plus haute température pour limiter le flux de chaleur qui pourrait monter à 100 mK. Extrait de [Camus, 1998].

A très basse température la puissance disponible peut être approximée par :

$$P = 84\dot{n}T^2 \quad (\text{W}) \quad (3.1)$$

avec  $\dot{n}$  le débit d' $^3\text{He}$  qui est passé de la phase concentrée vers la phase diluée, soit  $\sim 6\%$  du débit d' $^4\text{He}$ . Il n'est pas possible de retrouver exactement le coefficient "84" car la théorie ne tient pas compte de toutes les pertes. Nous allons chercher à retrouver cette loi et à comprendre les écarts par rapport au coefficient théorique qui donne de l'information sur les pertes thermiques du système.

### Dispositif expérimental

Pour connaître la puissance frigorifique disponible, il suffit de chauffer par effet Joule à travers une résistance connue et de relever la température d'équilibre.

Il faudra prendre les précautions habituelles pour la mesure de puissance. Le chauffage au niveau du point froid ne doit pas rayonner sur le thermomètre, ce qui fausserait la mesure.

Nous présentons ici une expérience réalisée sur un échangeur du type "panier de basket" (voir 3.2.1).

Pour étudier correctement la puissance disponible nous avons utilisé deux chauffages placés à deux endroits différents par rapport à la boîte de mélange comme le montre la figure 3.2.

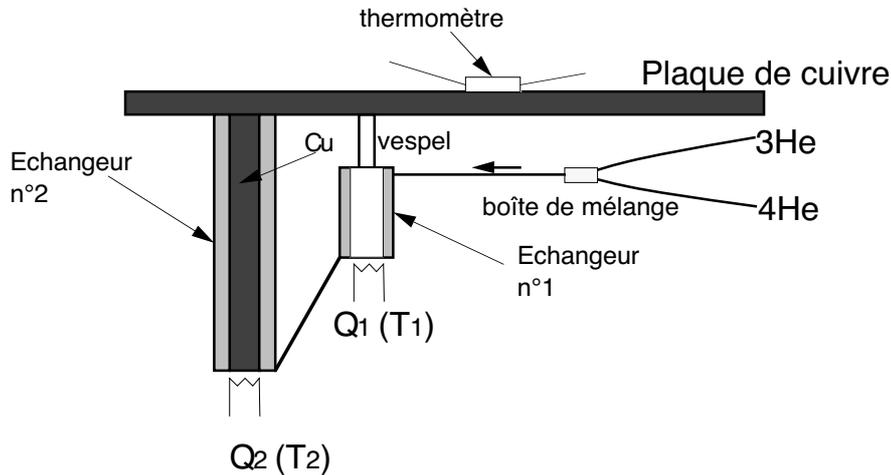


FIG. 3.2 – Montage pour la mesure de la puissance de refroidissement. Les deux chauffages  $Q_1$  et  $Q_2$  permettent un bon contrôle de la mesure de la puissance disponible.

- Si l'on chauffe par  $Q_1$ , le Vespel isole thermiquement l'échangeur de la plaque de cuivre où est placé le thermomètre et c'est directement le mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$  qui est chauffé, on se rapproche de la mesure de la puissance disponible par le processus de dilution.
- Si l'on chauffe par  $Q_2$ , le cuivre va conduire la chaleur jusqu'au thermomètre. Nous avons ainsi la puissance disponible au niveau de la plaque de cuivre, il faudra tenir compte de la limitation due à la résistance de Kapitza dans l'échangeur.

Le fait de mettre les chauffages en dessous des échangeurs et sous la plaque de cuivre permet de s'assurer que le thermomètre n'est pas chauffé par rayonnement.

Pour différentes puissances injectées soit par  $Q_1$  soit par  $Q_2$ , nous relevons la température  $T$ . La théorie indique une relation linéaire entre  $P$  et  $T$ .

## Résultats

La figure 3.3 montre les points de mesure ainsi que le meilleur ajustement d'une droite sur ces points.

Nous pouvons faire plusieurs remarques :

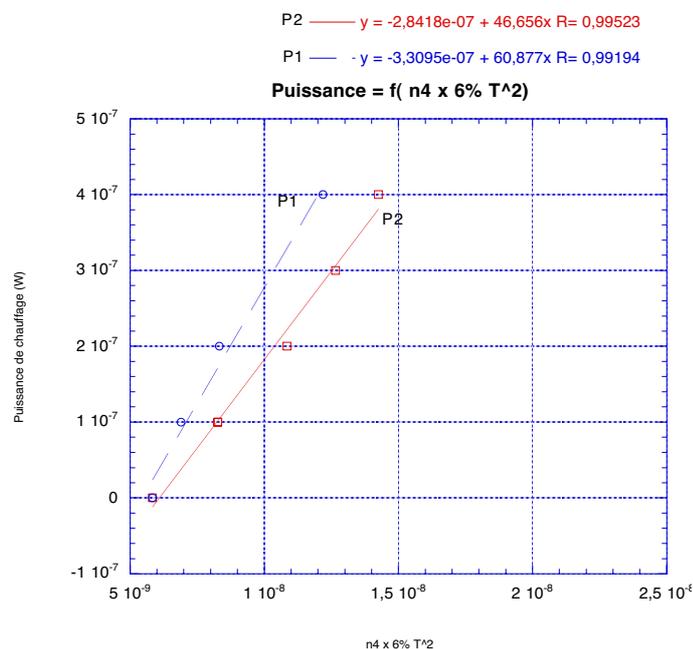


FIG. 3.3 – Courbes de puissance. Nous retrouvons bien une dépendance linéaire entre la puissance et la température au carré. P1 correspond à Q1 et P2 à Q2.

- La pente des deux droites est plus petite que ce que prédit l'équation théorique. En effet, on ne mesure pas toute la puissance disponible par la dilution. Une partie de la puissance parasite n'est pas constante et dépend de la température. Les pertes par conduction le long de l'échangeur peuvent elles aussi avoir une influence sur la pente de la droite car ces pertes dépendent des débits et de la température. Le "84" prédit par la théorie est un maximum.
- Les droites ne passent pas à l'origine des axes. Cela correspond à la puissance parasite systématique constante provenant des supports et au rayonnement de la boîte dans lequel se trouve l'échangeur. La différence entre les deux droites donne une idée des erreurs de cette méthode pour mesurer les pertes "constantes" du cryostat entre 20 et 40 nW.
- Les spécifications pour le satellite sont d'obtenir une puissance de 100 nW à 100 mK. Dans cette expérience nous avons obtenu une puissance de 200 nW à 100 mK (pour la puissance la plus proche de celle réellement disponible, c'est à dire Q<sub>2</sub>). Cela nous permet de prendre de la marge sur le débit d'<sup>4</sup>He .
- La différence de pente entre les deux droites représente les défauts de

thermalisation de la boîte de mélange. On voit que même si l'échangeur n'est pas parfait, il permet d'obtenir les performances requises.

## Conclusion

La mesure de la puissance froide disponible est une mesure délicate. Pour s'assurer que le modèle de vol sera capable de respecter les spécifications, une mesure à 100 mK sera faite sur le prototype en positionnant le chauffage à la place des détecteurs. Afin de s'assurer de la marge sur la température des détecteurs, la puissance disponible demandée par l'ESA pour le cryostat est de 100 nW à 100 mK.

### 3.1.2 Analyse des pertes thermiques

Il va falloir tenir compte principalement des pertes par viscosité et de l'effet de la résistance de Kapitza. Si l'échange thermique est mauvais, la résistance de Kapitza sera importante et le fluide arrivera "chaud" au point de mélange, ce qui réchaufferait la dilution.

#### Les pertes par viscosité

Les pertes par viscosité<sup>1</sup> sont difficilement quantifiables à cause de la compensation avec la résistance de Kapitza. En effet, si l'on ajoute à l'échangeur 4 K - 100 mK une longueur de capillaire non négligeable, cela doit augmenter les pertes par viscosité mais par contre diminuer la résistance de Kapitza. Limiter la résistance de Kapitza a pour effet d'améliorer les échanges thermiques, ce qui est équivalent à diminuer la puissance parasite.

La quantité de chaleur dissipée par viscosité a pour expression :

$$Q = \frac{128L}{\pi D^4} \times \eta \times \dot{n}^2 \quad (3.2)$$

Avec

$L$  longueur du capillaire en m

$D$  diamètre du capillaire en m

$\eta$  coefficient de Poiseuille  $\eta = \frac{5.10^{-8}}{T^2}$

$\dot{n}$  débit d'<sup>3</sup>He dans le dilué en m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup> soit  $\sim 6\%$  du débit d'<sup>4</sup>He .

Les pertes sont en  $T^{-2}$  alors que la puissance froide disponible est en  $T^2$ , les deux vont se compenser afin de déterminer une température d'équilibre. Pour un échangeur à 100 mK de 4 m de long et de 0,3 mm de diamètre les pertes par viscosité pour une débit d'<sup>4</sup>He de 20  $\mu\text{mol.s}^{-1}$  sont de 36 nW.

---

<sup>1</sup>A 100 mK l'<sup>4</sup>He est superfluide, il n'intervient donc pas dans les pertes par viscosité, par contre l'<sup>3</sup>He joue un rôle important.

## Résultats expérimentaux

Pour évaluer les pertes par viscosité il y a plusieurs possibilités : soit on change les dimensions de l'échangeur et il faut tenir compte de la résistance Kapitza, soit il faut réaliser des essais de puissance pour différents débits.

Les résultats des essais effectués sur le premier échangeur (panier de basket décrit dans le paragraphe 3.2.1) sont classés dans le tableau 3.1. Le schéma de la figure 2.4 pourra être utilisé pour repérer les différentes portions de l'échangeur.

## Discussion

- Les deux premiers échangeurs répertoriés dans le tableau 3.1 ne répondent pas aux critères imposés pour le satellite Planck. Pour augmenter la puissance disponible à 100 mK il a été nécessaire d'ajouter un échangeur supplémentaire à 100 mK. C'est donc le seul effet de la diminution de la résistance de Kapitza (en augmentant la surface d'échange) qui nous a permis d'atteindre les objectifs.
- Si l'on étudie les résultats obtenus avec les deux derniers échangeurs, on observe une progression importante de la puissance disponible en fonction de l'augmentation de diamètre du dernier échangeur. La surface d'échange est restée quasiment constante d'un échangeur à l'autre. Nous voyons ici l'effet des pertes par viscosité. L'augmentation de diamètre nous a permis de les diminuer considérablement (les pertes par dissipation visqueuses sont proportionnelles à  $D^{-4}$ ).
- Les mesures sur le troisième échangeur nous permettent de quantifier l'effet du débit sur les pertes par viscosité. En effet, lorsque l'on augmente le débit d' $^3\text{He}$  à débit d' $^4\text{He}$  constant la puissance disponible est plus faible. La puissance disponible est fonction du débit d' $^4\text{He}$ , si le débit d' $^4\text{He}$  est constant, la puissance disponible est constante. Si on augmente le débit d' $^3\text{He}$  les pertes par viscosité sont plus importantes. Cela se traduit par une puissance disponible plus faible au niveau de la dilution.

## Conclusion

Les études sur différentes maquettes d'échangeur nous ont permis de mieux maîtriser les grandeurs physiques intervenant dans ce type de dilution. Sur une dilution "classique" le diamètre des tubes de circulation est suffisamment gros pour que les effets de viscosité soient négligeables. Par la suite nous avons toujours inclus deux échangeurs à 100 mK pour diminuer la résistance de Kapitza et augmenter les échanges à basse température.

Caractéristiques de l'échangeur	$\dot{n}_3$ ( $\mu\text{mol s}^{-1}$ )	$\dot{n}_4$ ( $\mu\text{mol s}^{-1}$ )	Résultats
8 m de 300 $\mu\text{m}$ ( $\Phi 1$ ) 1,25 m de 34 $\mu\text{m}$ ( $\Phi 2$ ) 1 m de 300 $\mu\text{m}$ ( $\Phi 1$ )	6,5	24,5	0 nW à 80 mK 20 nW à 100 mK
	6	19	0 nW à 100 mK 40 nW à 110 mK
8 m de 300 $\mu\text{m}$ 0,7 m de 34 $\mu\text{m}$ 1 m de 300 $\mu\text{m}$	4	16	10 nW à 100 mK
	5	20	40 nW à 100 mK
8 m de 300 $\mu\text{m}$ 0,7 m de 34 $\mu\text{m}$ 1 m de 300 $\mu\text{m}$ plus un échangeur 100 mK 5 m de 300 $\mu\text{m}$	5	20	40 nW à 100 mK
	4	16	40 nW à 100 mK
	4	20	100 nW à 100 mK
	4,5	20	80 nW à 100 mK
8 m de 300 $\mu\text{m}$ 0,7 m de 34 $\mu\text{m}$ 1 m de 300 $\mu\text{m}$ plus un échangeur 100 mK 4 m de 400 $\mu\text{m}$	4	16	200 nW à 100 mK
	5	16	200 nW à 100 mK

TAB. 3.1 – Récapitulatif des essais sur l'échangeur du type panier de basket. Les essais à différents débits et à différentes dimensions de l'échangeur donnent une information intéressante sur son fonctionnement.

### 3.1.3 Gradient thermique dans l'échangeur

La mesure du gradient thermique le long de l'échangeur a pour but de valider le modèle théorique mis au point par Philippe Camus [Camus, 1998] sur ce type d'échangeur afin de mieux comprendre son comportement (pendant le refroidissement ou si l'on observe des variations de puissance parasite).

## Dispositif expérimental

Des thermomètres sont collés en différents points de l'échangeur. On étudie le profil de température pour différentes puissances de refroidissement.

## Résultats

Le profil de température mesuré pour un débit de  $4 \mu\text{mol.s}^{-1}$  d' $^3\text{He}$  et  $16 \mu\text{mol.s}^{-1}$  d' $^4\text{He}$  est présenté sur la figure 3.4.

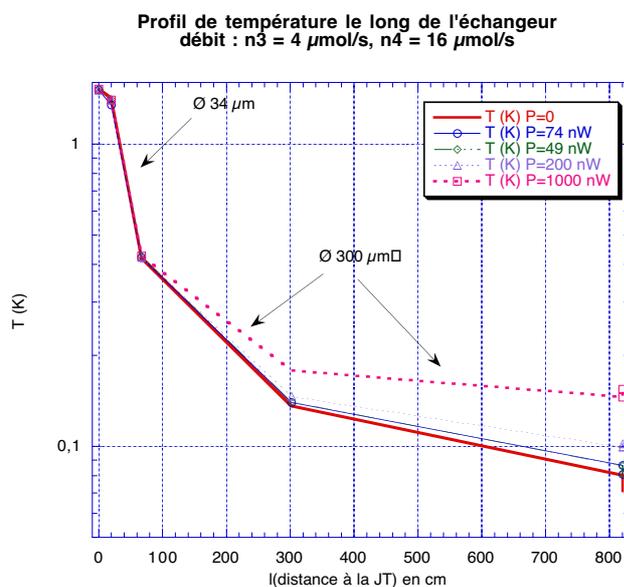


FIG. 3.4 – Profil de température le long de l'échangeur pour différentes puissances appliquées au bout de l'échangeur.

## Conclusion

Cette mesure nous a permis de conforter la validité du modèle développé. Il met en compétition la puissance froide disponible en chaque point de l'échangeur et les pertes thermiques en ce même point. De cette façon, la température est calculé en continu pour chaque point de l'échangeur.

- **la puissance froide** disponible en chaque point de l'échangeur est déterminée comme indiqué dans le paragraphe 3.1.1.
- **la puissance "chaude"** parasite est déterminée en tenant compte :
  - des échanges d'énergie entre les parois (Kapitza et échange entre un flux laminaire et un tube) (défini en 2.3.3)
  - de la dissipation par viscosité dans l'échangeur (défini en 3.1.2)

La figure 3.5 montre le profil obtenu par le modèle pour un échangeur comparable à celui testé ici.

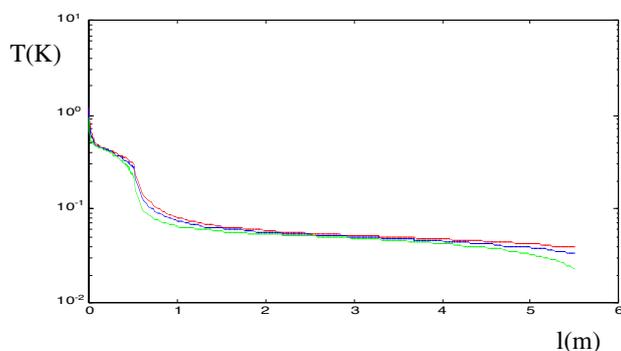


FIG. 3.5 – Modèle d'un profil de température pour un échangeur de 5 mètre de long. En haut la température de l'injection d' $^3\text{He}$  (rouge), au milieu la température des parois (bleu) et en bas la température du dilué (vert). Dans ce modèle aucune puissance n'est appliquée à 100 mK, ce qui explique que l'on descende à 40 mK. Si l'on applique de la puissance sur le mélange, les courbes se translatent vers le haut. A partir d'environ 4 m la courbe du dilué se détache des autres. Cela s'explique par l'échangeur à 100 mK qui n'est plus en contact thermique avec les autres capillaires.

Le profil obtenu pour la géométrie de l'échangeur est en bon accord avec le modèle, ce qui nous permet de dire que les approximations sont raisonnables et que les phénomènes qui entrent en jeu dans un échangeur de ce type sont bien compris.

Une fois les dimensions des capillaires figées, nous allons étudier différents moyens de réaliser le support de l'échangeur pour l'instrument Planck/HFI.

## 3.2 Les différents échangeurs et leurs performances

Les échangeurs étudiés ici sont quasiment identiques en terme de longueur et de diamètre. Ils possèdent donc les mêmes échanges entre les injections et le retour ainsi que le même échauffement visqueux. Les différences se trouvent dans le support mécanique de l'échangeur.

Le premier échangeur du type "panier de basket" a été conçu pour limiter les pertes thermiques. Les fils de mesure sont utilisés comme support

mécanique de l'échangeur. Ce type d'échangeur devrait être tenu mécaniquement par des fils de Kevlar à partir de l'étage à 1,6 K. L'étude du panier de "basket" nous a permis de connaître les performances optimales s'il n'y a de pertes thermiques que par la conduction par des fils de mesure. Malgré le fait que le Kevlar ait un excellent rapport conduction thermique / rigidité mécanique, il était plus avantageux d'utiliser un support mécanique rigide de faible conduction thermique, que l'on pourrait thermaliser, et de ce fait utiliser la puissance disponible tout au long de l'échangeur [Benoit et al., 2002b]. En effet nous obtenons des performances comparables avec un échangeur suspendu à 12 fils de Kevlar ( $l=90$  mm,  $\phi=0,9$  mm) et un échangeur rigide en Inox ou en NbTi (12 tubes de  $\phi=5$  mm,  $l=10$  mm et  $e=0,2$  mm). Un échangeur rigide apporte l'avantage supplémentaire d'assurer une tenue constante sur des durées de plusieurs années alors que la tension des fils de Kevlar peut varier et ne plus garantir l'alignement de l'optique.

Dans un premier temps, nous avons réalisé un échangeur en Inox avec des propriétés thermiques comparables à celles que l'on pouvait réaliser avec des tubes en NbTi (supraconducteur choisi pour supporter l'échangeur). L'Inox a été choisi pour réaliser le support test car son usinage est facile et sa conduction thermique suffisamment faible à basse température. Il nous a permis de montrer que le cryostat pouvait fonctionner dans de bonnes conditions avec un échangeur rigide.

Pour le vol, un système à mémoire de forme a été développé pour maintenir la plaque des détecteurs (3 kg) au décollage. Il n'était pas possible de réaliser en même temps le maintien nécessaire pour un décollage d'Ariane et limiter la conduction thermique. Les structures à alliage à mémoire de forme maintiennent l'échangeur au décollage, puis elles s'ouvrent lorsque le cryostat refroidit. Au décollage, l'instrument doit être conçu pour résister à 90 g.

Nous présentons ici deux types d'échangeurs réalisés au CRTBT. Le premier est du type "panier de basket" et le deuxième est maintenu par un support rigide en Inox.

### 3.2.1 Panier de basket

La figure 3.6 montre une photographie de l'échangeur du type panier de basket.

#### Description

L'échangeur est réalisé grâce à l'outillage décrit dans le chapitre précédent (paragraphe 2.4). Un outillage spécifique, démontable, sert de support pour positionner correctement les fils de mesure croisés. L'échangeur est ensuite

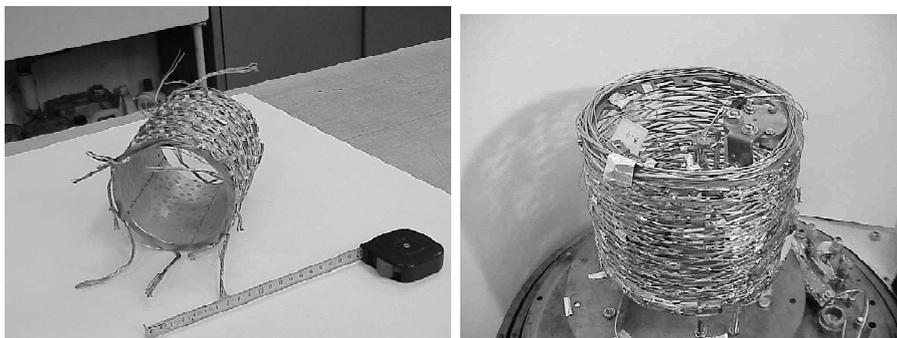


FIG. 3.6 – Photographie de l'échangeur du type panier de basket. A droite l'échangeur monté dans le cryostat de test du CRTBT, à gauche l'échangeur monté sur la pièce mécanique ayant servie à réaliser l'échangeur.

bobiné autour des fils de mesure et thermalisé à chaque croisement. Cela permet d'avoir une excellente thermalisation sur un maximum de points sur l'échangeur.

### Résultats

Les résultats obtenus sur l'échangeur du type panier de basket sont ceux présentés dans le paragraphe 3.1.2. D'un point de vue strictement cryogénique, l'échangeur répond aux critères demandés par l'ESA pour le satellite Planck. Nous allons pourvoir ensuite tester le même type d'échangeur avec un support mécanique rigide qui va rajouter des pertes thermiques à l'ensemble.

### 3.2.2 Support Inox

L'Inox a été choisi comme matériau pour sa faible conduction thermique et pour la facilité de son usinage. L'échangeur et les fils sont thermalisés sur le support qui intervient peu d'un point de vue thermique. Les photos de la figure 3.7 montrent l'échangeur et son support.

### Description

Le support de l'échangeur est taillé dans une seule pièce d'Inox. L'extérieur est choupé<sup>2</sup> avec du cuivre de façon à thermaliser l'échangeur sur le support grâce à des soudures à l'étain. Chaque plateau est donc isotherme. Les essais ont été effectués sans les fils de mesure prévus pour les bolomètres. La

---

<sup>2</sup>le choupage est une technique pour déposer du cuivre de façon homogène en le pulvérisant sur la surface.



FIG. 3.7 – Photographie de l'échangeur. A gauche le support en Inox sans l'échangeur et à droite l'échangeur monté sur le support choupé cuivre.

conduction thermique des fils est inférieure à celle de l'Inox qui domine les pertes à ce niveau. Les résultats obtenus grâce à cet échangeur nous ont permis de confirmer qu'un échangeur rigide est une solution satisfaisante pour Planck/HFI.

## Résultats

En faisant les mêmes expériences que présentées dans le paragraphe 3.1.1, ce type d'échangeur nous a permis d'obtenir une puissance de refroidissement de 300 nW à 100 mK pour des débits de  $5,3 \mu\text{mol}\cdot\text{s}^{-1}$  d' $^3\text{He}$  et  $20 \mu\text{mol}\cdot\text{s}^{-1}$  d' $^4\text{He}$ . Ce résultat donne une marge pour les besoins de Planck/HFI, qui peut être utilisée pour réduire les débits.

Pour limiter la conduction thermique de l'Inox nous avons réalisé un échangeur de faible section qui ne répond pas aux critères de vibration. En extrapolant les mesures réalisées sur l'inox nous pouvons affirmer que si les liens thermiques sont réalisés en NbTi, la section peut être plus importante et donc les modes de vibration plus élevés. Nous avons qualifié ce type d'échangeur comme solution nominale.

### 3.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié et analysé les phénomènes physiques propres à la dilution en cycle ouvert, ce qui nous a amené à définir la solution nominale pour l'instrument Planck/HFI.

Le modèle de qualification entièrement réalisé par l'Air Liquide a été testé au CRTBT. Une puissance disponible de 100 nW à 100 mK a été mesurée. Le support est légèrement différent de celui en Inox. Il s'agit de plateaux en Inox, choupés avec du cuivre. Les plateaux ont tous des diamètres extérieurs différents et sont agencés de telle sorte qu'ils forment un cône, afin de mieux supporter les contraintes mécaniques, comme le montre la figure 3.8. Les plateaux sont séparés et maintenus par des tubes en NbTi très fins pour limiter les apports de chaleur sur chaque étage, ceux-ci devant être dominés par les pertes apportées par les fils de mesure.



FIG. 3.8 – Photographie du modèle de qualification réalisé à l'Air Liquide. Sur cette photographie la base se trouve en haut et le point froid en bas. Les fils électriques sont thermalisés le long de l'échangeur afin de minimiser les pertes thermiques.



## Deuxième partie

### Filtrage thermique à 100mK



Les bolomètres mesurent des fluctuations de température, ils vont donc être très sensibles aux fluctuations de leur propre température (par opposition à celle qui vient du rayonnement incident).

Tout système de refroidissement aura une stabilité en température limitée ; pour un cryostat à dilution en cycle ouvert, l'instabilité provient du passage des bulles de mélange. Les fluctuations de température peuvent aller jusqu'à 0,1 mK.

Il est nécessaire de stabiliser cette température pour ne pas induire de signaux parasites importants sur les détecteurs. Dans ce but, nous avons développé un système de filtrage passif à 100 mK pour stabiliser la température des bolomètres.

La méthode la plus classique pour stabiliser une température est de réguler par un moyen actif avec un chauffage et un thermomètre [Piat, 2000]. La limitation de cette méthode est liée à la présence d'un pic de fluctuation de température à la fréquence de régulation, qui est plus important que le bruit sur le thermomètre.

Pour le satellite Planck la solution choisie pour stabiliser la température des bolomètres est de combiner une régulation active et un filtrage passif. La régulation fixe la température à 100 mK et le filtrage passif permet d'atteindre une grande stabilité autour de cette valeur.

Pour l'expérience Archeops, seul le filtrage passif a été utilisé. Nous avons donc développé un système basé sur l'utilisation d'un matériau à forte capacité calorifique (l'Holmium) dans un système continu. L'avantage de ce système est qu'il simplifie le plan focal et il limite le risque d'avoir une régulation qui ne fonctionne pas correctement. Par contre cela complique légèrement le traitement numérique. La température descend progressivement pendant le vol et la réponse des bolomètres change, ce qui doit être pris en compte dans le traitement des données. Après une étude théorique de ce système de filtrage nous verrons comment ses différents paramètres ont été mesurés. Nous discuterons ensuite de la qualification spatiale pour l'instrument HFI ainsi que des résultats obtenus lors du vol d'Archeops en janvier 2001.

Un article a été soumis au journal *Cryogenics* pour présenter ce nouveau type de filtre.



# Chapitre 1

## Etude théorique et réalisation pratique du filtre HoY

Dans un premier temps une étude simple d'un filtre du premier ordre sera faite pour introduire le filtrage thermique ainsi que pour se familiariser avec les analogies thermique-électrique qui seront largement utilisées par la suite. Puis, nous analyserons les phénomènes plus complexes qu'il faut prendre en compte dans le fonctionnement d'un filtrage réalisé grâce à un alliage d'Holmium et d'Yttrium.

### 1.1 Principe d'un filtre thermique

#### 1.1.1 Analogie Thermique-Electrique

Le fait d'utiliser des analogies entre les phénomènes électriques et les phénomènes thermiques va nous permettre de simplifier les calculs. Nous travaillerons avec des fonctions de transfert du type électronique que l'on pourra tracer dans le plan de Bode<sup>1</sup> pour comprendre et analyser la réponse en fréquence du filtre. L'équivalent thermique de la loi d'Ohm en électronique est donné dans le tableau 1.1.

Les variables utilisées dans cette partie sont :

$C$  : capacité électronique (F) ou capacité thermique ( $\text{JK}^{-1}\text{Kg}^{-1}$ )

$k$  : conductivité thermique ( $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ )

$\rho$  : résistivité électrique ( $\Omega\text{m}$ )

$l$  et  $S$  : longueur (m) et section ( $\text{m}^2$ ) de l'échantillon considéré

---

<sup>1</sup>Le plan de Bode est une représentation de la fonction de transfert en fréquence et sur des axes logarithmiques (en abscisse et en ordonnée). Cette représentation va nous permettre de déterminer graphiquement les propriétés du filtre.

$T$  : température (K)

$U$  : tension (V)

$Q$  : flux de chaleur (W) traversant l'échantillon (perpendiculairement à la surface)

$i$  : courant (A) traversant la résistance

Thermique	équivalent électronique
$C$	$C$
$1/k$	$\rho$
$R = 1/k \times \ell/S$	$R = \rho \times \ell/S$
$\Delta T$	$\Delta U$
$Q$	$i$
$\Delta T = R \times Q$	$\Delta U = R \times i$

TAB. 1.1 – Tableau de correspondance entre phénomènes thermiques et phénomènes électroniques.

### 1.1.2 Un filtre du premier ordre

Un filtre thermique du premier ordre peut être considéré de la même façon qu'un circuit électronique simple : un filtre RC. La réponse en fréquence d'un tel filtre est de la forme indiquée par l'équation (1.1). Nous reconnaissons un filtre passe bas avec une fréquence de coupure ( $F_c$ ) à  $\frac{1}{2\pi\tau}$  et une atténuation de -20dB/décade au delà de cette fréquence.

$$T(\omega) = \frac{1}{1 + \tau\omega} \quad \text{et} \quad \tau = RC \quad (1.1)$$

La figure 1.1 montre la réponse à un échelon en fonction du temps et la réponse en fréquence d'un filtre du premier ordre.

#### Discussion sur le filtre du premier ordre et la représentation dans le plan de Bode :

En traçant la fonction de transfert du système dans le plan de Bode, l'information sur le filtre apparaît clairement. La forme de la courbe donne la réponse du filtre en fonction des fréquences d'excitation injectées à l'entrée du système. La pente de la courbe donne de l'information sur la capacité à sélectionner le signal à différentes fréquences. A -3dB du maximum de la fonction de transfert, on retrouve la fréquence de coupure et donc la constante de temps du système.

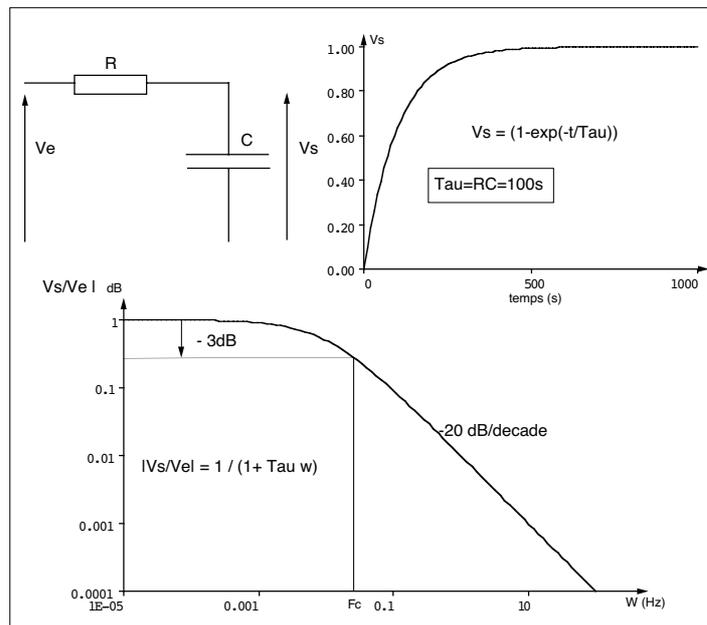


FIG. 1.1 – Le filtre du premier ordre peut être représenté avec une résistance  $R$  et une capacité  $C$ . La constante de temps associée à ce filtre est  $\tau=RC$ . La réponse en fonction du temps est décrite par la courbe en haut à droite et la fonction de transfert en décibels ( $20\log(V_s/V_e)$ ) où  $V_s/V_e = T(\omega)$  est décrite dans le plan de Bode (courbe du bas).

Par la suite nous utiliserons la représentation dans le plan de Bode pour comprendre les phénomènes physiques du filtrage et pour en déterminer ses paramètres.

### Remarque sur le filtre utilisé lors du premier vol d'Archeops :

Lors du vol technique à Trapani (Sicile) de l'expérience Archeops le filtre thermique entre le point froid de la dilution et le plan focal<sup>2</sup> était un simple bloc de cuivre ( $C$ ) suivi d'un lien en laiton ( $R$ ). Ce filtre peut être assimilé à un filtre du premier ordre.

### 1.1.3 Objectif du filtre thermique

Nous allons chercher à répondre aux critères exigés par le satellite Planck dans lequel il est impératif d'obtenir une stabilité de  $20 \text{ nK}/\sqrt{\text{Hz}}$  à  $0,01 \text{ Hz}$

<sup>2</sup>Par abus de langage la plaque supportant les détecteurs sera appelée plan focal. Pour être exact le plan focal se situe à quelques millimètres en dessous du haut des cônes optiques à  $10\text{K}$  (voir chapitre 1 de la troisième partie).

et à 100 mK (soit une atténuation de  $10^{-4}$  si les oscillations de température de la dilution sont de 1 mK [Paragina, 1997]). A très basses fréquences la transmission est de 1.

Pour répondre à cette exigence il faudrait une fréquence de coupure à  $10^{-6}$  Hz, soit une constante de temps de 300 heures. C'est non seulement beaucoup trop long mais il nous sera difficile de trouver un matériau qui, avec une taille raisonnable, permette une telle constante de temps.

## 1.2 Les limitations du filtre du premier ordre

Le filtre du premier ordre décrit ci-dessus est un cas idéal qui fonctionne très bien lorsque la stabilité requise n'est pas trop importante.

### 1.2.1 Résistance de contact

Pour augmenter le filtrage thermique, le meilleur moyen est d'utiliser un matériau à forte capacité calorifique. Cela devient problématique lorsque l'on veut faire passer un flux de chaleur relativement important. Si l'on prend l'exemple du cuivre, nous cherchons à avoir une constante de temps de l'ordre de 1000 secondes. Si on tolère une variation de température de 5 mK aux bornes du filtre pour un flux de 100 nW cela fixe le rapport  $l/S$  du filtre :

$$\Delta T = Q \times R$$

et

$$R = \frac{1}{k} \frac{l}{S}$$

On obtient donc  $l/S = 5 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$  (pour  $k_{\text{cuivre}} = 10 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$ ). La constante de temps n'est plus fonction que du volume de cuivre nécessaire :

$$\tau = R \times C$$

et  $C = 10^{-3} \times V_{\text{cuivre}}$ . Il faut donc au moins 20 Kg de cuivre pour réaliser le filtrage, ce qui n'est pas envisageable. La solution consiste à utiliser des matériaux de forte capacité calorifique (comme une boîte remplie d'He) mais alors, il faut fixer la boîte de telle sorte que le flux de chaleur passe au travers, ce qui n'est pas très simple techniquement : en général la meilleure solution consiste à coller la boîte, ce qui induit une résistance de contact importante. La figure 1.2 montre le schéma électronique d'un tel filtre ainsi que la représentation de sa fonction de transfert.

Avec ce type de filtre il est difficile d'atteindre une atténuation de  $10^{-4}$ . La solution est de mettre plusieurs filtres en série de façon à créer une ligne à retard.

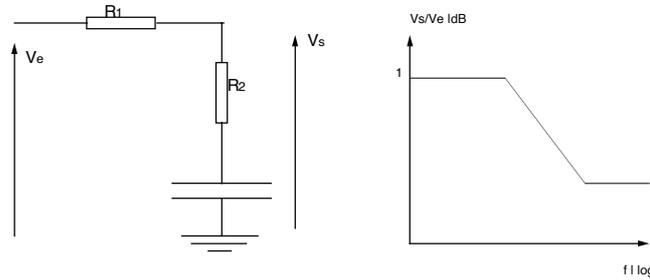


FIG. 1.2 – La deuxième résistance  $R_2$  représente la résistance de contact entre la masse thermique ( $C$ ) et le lien thermique représenté par  $R_1$ . La présence du deuxième plateau est liée au fait que l'atténuation est limitée à cause de la deuxième résistance.

### 1.2.2 Le choix d'un filtre continu

Un filtre continu va nous permettre de pallier ce problème. Il faut considérer des circuits  $RC$  mis en série. Dans ce cas, le plateau existera toujours mais le circuit suivant permettra de continuer le filtrage. C'est une ligne à retard en électronique.

Pour fabriquer une ligne à retard thermique nous allons mélanger un matériau de forte capacité calorifique avec un matériau "neutre" conducteur pour jouer le rôle de résistance thermique.

Pour que la ligne à retard fonctionne correctement il faut que tout le flux ( $Q$  ou,  $i$  en électronique) passe par le filtre avant d'arriver aux détecteurs. Dans ce but, le seul lien entre le point froid de la dilution et le plan focal doit se faire par le filtre.

La résistance de contact telle que considérée précédemment existe toujours au niveau de la vis qui fixe le filtre sur la plaque de support des bolomètres, mais en ce point les fluctuations seront déjà atténuées.

Nous pourrions remarquer qu'il existe tout de même un plateau dans la fonction de transfert du filtre continu (voir paragraphe 1.4.3). Celui-ci est dû à la résistance de contact entre les électrons conducteurs de chaleur et les noyaux qui définissent la chaleur spécifique et la température de l'alliage.

## 1.3 Les caractéristiques de l'alliage

### 1.3.1 Le choix des composants

Pour obtenir un filtrage efficace il faut tenir compte de plusieurs critères :

- Pour les instruments Archeops et Planck/HFI, le filtre thermique doit aussi servir de support mécanique entre le point froid de la dilution et la plaque des bolomètres (3 Kg).
- Il faut que tout (y compris les fils de mesure des détecteurs) ce qui arrive sur la plaque des bolomètres passe par le filtre.
- La capacité calorifique doit être grande et le composé doit conduire la chaleur en un temps raisonnable.

L'Holmium a été choisi pour sa forte capacité calorifique à 200 mK. Il a l'avantage de présenter un fort moment nucléaire quadrupolaire conduisant à une forte anomalie de Shottky dans la chaleur spécifique vers 200 mK [Van-Kempen et al., 1964]. De cette façon, le plan focal est refroidi assez rapidement jusqu'à 200 mK où l'augmentation de la capacité calorifique ralentit la mise en froid.

L'Holmium étant un métal pur, il possède une forte conduction thermique. Pour assurer le bon fonctionnement du filtre il faut diminuer cette conduction thermique (nous verrons que le terme de conduction<sup>3</sup> intervient fortement dans la fonction de transfert) afin d'obtenir une atténuation maximale. De plus, la conduction thermique d'un métal pur dépend fortement de son état cristallographique et de sa pureté ; l'obtention d'un système avec des propriétés reproductibles d'un échantillon à l'autre serait donc délicate.

Par contre, dans le cas d'un alliage, la conductivité est dominée par le désordre intrinsèque de l'alliage et elle est donc bien reproductible. L'Yttrium a été choisi car il possède la même maille que l'Ho (cubique face centré) et parce que l'alliage est une solution solide à toute concentration. Le fait de mélanger les deux métaux va nous permettre de diminuer la conduction thermique.

Le tableau 1.2 donne les caractéristiques des deux éléments.

	Holmium	Yttrium
masse atomique	164,93 g/mol	88,905 g/mol
densité	8,80 g/cm <sup>3</sup>	4,47 g/cm <sup>3</sup>
volume moléculaire	18,8 cm <sup>3</sup> /mol	19,9 cm <sup>3</sup> /mol

TAB. 1.2 – Caractéristiques de l'Holmium et l'Yttrium.

Les propriétés thermiques de l'Holmium et de l'Yttrium vont nous permettre de prédire le comportement de l'alliage [Kittel, 1956].

---

<sup>3</sup>Pour être exact il faut parler de diffusivité  $D = \frac{k}{C}$ . Si la diffusivité est trop important la ligne à retard ne joue pas correctement son rôle et les perturbations thermiques parviendront aux bolomètres.

### 1.3.2 Capacité calorifique

La capacité calorifique de l'Holmium étant très importante à basse température, nous pouvons faire l'approximation qu'elle sera dominante dans l'alliage.

La courbe 1.3 montre la capacité calorifique de l'Holmium en fonction de la température.

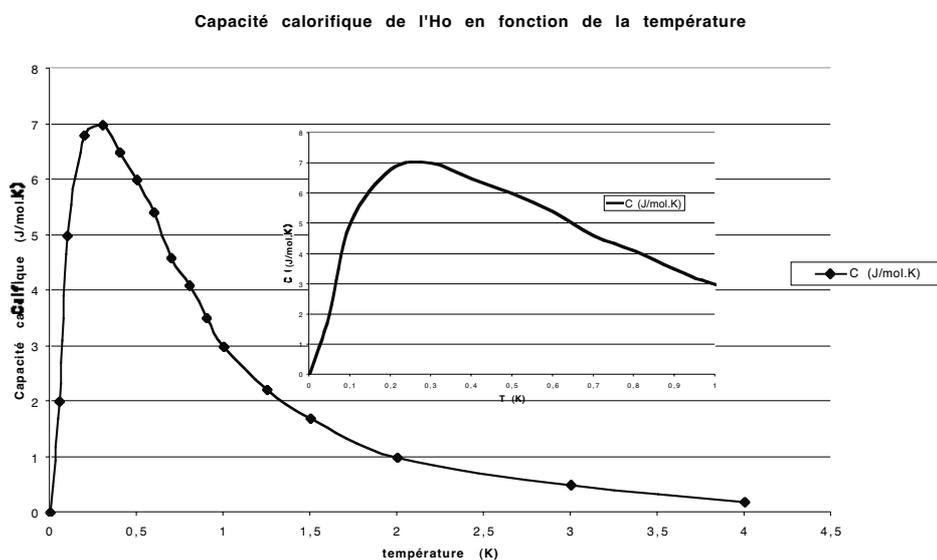


FIG. 1.3 – Capacité calorifique de l'Holmium en fonction de la température [Van-Kempen et al., 1964], [Pobell, 1995]. A 100 mK elle est de 5 J/mol.K.

Nous pouvons faire l'hypothèse que chaque atome d'Holmium va garder la même anomalie de Shottky car l'environnement cristallographique n'a pas changé.

Si l'on considère un alliage du type  $\text{Ho}_x\text{Y}_{x-1}$ , à 100 mK, la capacité calorifique sera :  $C = 5x(\text{J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}) = 0,26x(\text{J.cm}^{-3}.\text{K}^{-1})$  où  $x$  est la concentration d'Holmium dans l'alliage.

Pour un alliage fait avec une moitié d'atome d'Holmium et une moitié d'Yttrium ( $x=0,5$ ), la capacité calorifique sera de  $0,13 \text{ J/cm}^3.\text{K}$  à 100 mK.

### 1.3.3 Conductivité thermique

La conductivité thermique sera contrôlée par la quantité d'Yttrium dans l'alliage. Un moyen simple de la déterminer est de mesurer la résistivité de l'alliage à 4 K et d'en déterminer la conductivité à 100 mK en appliquant la loi de Weidmann-Franz (Equation (1.2)).

$$\frac{k}{\sigma T} = 2,45 \cdot 10^{-8} \quad \text{W}\Omega^{-1}\text{K}^{-2} \quad (1.2)$$

avec  $k$ , la conduction thermique des électrons (qui varie linéairement avec la température à basse température),  $\sigma$  la résistivité électrique et  $T$  la température. A 100 mK nous pouvons estimer la conductivité thermique à  $0,016 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$ . Elle a été mesurée à 100 mK (voir chapitre 2) où l'on a déterminé une conduction du même ordre de grandeur.

Le tableau 1.3 donne les valeurs mesurées de la résistivité de l'alliage à différentes températures.

T (K)	300	77	4,2
R ( $\Omega$ )	$12,3 \cdot 10^3$	$6,7 \cdot 10^3$	$4,5 \cdot 10^3$
$R_0=1/\sigma$ ( $\Omega.m$ )	$46,8 \cdot 10^{-8}$	$25 \cdot 10^{-8}$	$16,7 \cdot 10^{-8}$
k ( $\text{WK}^{-1}\text{m}^{-1}$ )	16	7,5	0,66

TAB. 1.3 – Mesure de la résistivité à différentes températures pour un alliage constitué de 50% d'Holmium et de 50% d'Yttrium.

### 1.3.4 Constante de Korringa

La constante de Korringa va intervenir de façon très forte sur les caractéristiques du filtre. Elle représente le temps caractéristique nécessaire pour que les électrons de conduction transmettent la chaleur aux noyaux. Nous verrons qu'à haute fréquence ce phénomène devient important et les noyaux ne suivent plus les excitations thermiques. L'expression théorique de la constante de Korringa est la suivante [Chappellier, 1999].

$$T_1 T = \frac{E_f^2}{k\hbar^3} \frac{1}{\gamma_e^2 \gamma_n^2} \left( \frac{3}{8\pi} \right)^2 \frac{1}{|\psi(0)|^4} \quad (1.3)$$

Avec  $T_1$  la constante de Korringa, exprimée en seconde, et  $T$  la température en Kelvin.

$E_f$  : énergie de Fermi

$\gamma_e$  : rapport gyromagnétique électronique

$\gamma_n$  : rapport gyromagnétique nucléaire

$|\psi(0)|$  : fonction d'onde électronique normalisée au volume atomique

Pour les matériaux classiques la valeur de  $T_1 T$  est de l'ordre de 1 s.K [Chappellier and Torr, 1999], ce qui implique une constante de temps de Korringa de 10 s à 100 mK. Dans un matériau magnétique cette constante est en général plus faible. Etant donnée la difficulté de sa mesure, on utilisera par la suite la valeur de  $T_1 T = 1$  s, sachant que la valeur réelle est certainement plus faible et donc que nous déterminons une borne inférieure aux performances du filtre.

## 1.4 Modélisation du filtre HoY

### 1.4.1 Les équations du système

Nous cherchons à connaître la fonction de transfert du filtre ainsi que son profil de température. Pour cela, nous avons besoin de considérer la température des électrons ( $T_e$ ) qui vont conduire la chaleur, et la température des noyaux ( $T_n$ ) qui vont déterminer la température du matériau.

L'équation de transport de la chaleur s'écrit :

$$k \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} = C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} + C_n \frac{\partial T_n}{\partial t} \quad (1.4)$$

et l'interaction électrons-noyaux exprimée comme un filtre passe-bas du premier ordre a pour expression :

$$\frac{\partial T_n}{\partial t} = -(T_n - T_e) \times \frac{1}{T_1} \quad (1.5)$$

Avec :

$T_e$  : température des électrons

$T_n$  : température des noyaux

$k$  : conductivité thermique

$C_e$  : chaleur spécifique des électrons

$C_n$  : chaleur spécifique des noyaux

$T_1$  : temps de relaxation des électrons vers les noyaux (constante de Korringa)

Le schéma 1.4 donne une vue schématique du transport de chaleur décrit par les équations ci-dessus.

En fonction de la conductivité thermique des matériaux, les électrons vont transmettre la chaleur de façon plus ou moins efficace. Si les fluctuations sont suffisamment lentes par rapport à la constante de Korringa du système,

les noyaux vont être chauffés. Si l'on diminue la température du filtre, la conduction entre les électrons et les noyaux sera moins importante (équation (1.5)).

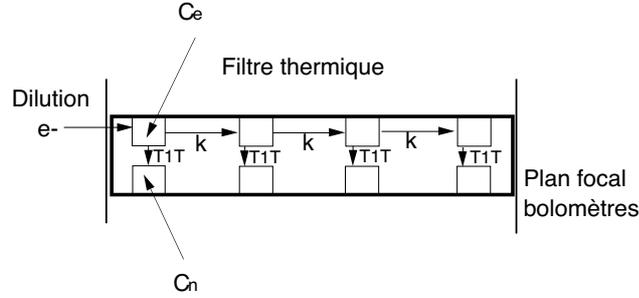


FIG. 1.4 – Schéma de principe du transport de chaleur dans un matériau à forte capacité calorifique.

### 1.4.2 Solutions

Les solutions du système d'équation (1.4) et (1.5) seront du type :

$$\begin{aligned} T_e &= f(x) \exp(-i\omega t) \\ T_n &= g(x) \exp(-i\omega t) \end{aligned}$$

avec  $x$  la position dans le barreau et  $\omega$  la pulsation de l'excitation.  $f(x)$  et  $g(x)$  dépendent des paramètres du filtre. Les conditions aux limites sont les suivantes :

- l'excitation est appliquée en  $x = L$  et pour normaliser la fonction on pose que  $f(L) = 1$  où  $L$  est la longueur totale de l'échantillon
- aucune chaleur n'est échangée en  $x = 0$  donc  $f'(0) = 0$

L'équation à résoudre est du type :  $kf(x) = q^2f(x)$  où  $k$  est la conduction thermique et  $q$  contient les autres paramètres du système.

On peut calculer la fonction de transfert du système dans l'espace des fréquences comme étant :

$$FF^* = \frac{1}{4} \left[ \exp(2ux) + \exp(-2ux) + 2 \cos(2vx) \right]^{-1} \quad (1.6)$$

où le résultat  $FF^*$  est la fonction de transfert multipliée par son complexe conjugué de façon à travailler avec des variables réelles. Les paramètres  $u$  et  $v$  contiennent les grandeurs physiques. La variable  $x$  est la position dans le filtre par rapport à la perturbation.

Avec :

$$u^2 = A + v^2 \quad \text{et} \quad v^2 = \frac{-4A \pm 4\sqrt{A^2 + B^2}}{2 \times 4}$$

et

$$A = \frac{ac\omega}{a^2 + \omega^2} \quad \text{et} \quad B = -\frac{a^2b + a^2c + \omega^2b}{a^2 + \omega^2}$$

avec

$$a = \frac{1}{T_1} \quad \text{et} \quad b = \frac{C_e\omega}{k} \quad \text{et} \quad c = \frac{C_n\omega}{k}$$

### 1.4.3 Fonction de transfert du système

Nous pouvons tracer la fonction de transfert du filtre dans le plan de Bode. Pour simplifier l'écriture on notera  $F = FF^*$  la fonction de transfert du filtre. La figure 1.5 montre la forme de la fonction de transfert pour trois valeurs différentes de la constante de Korringa. Pour tracer ces courbes nous avons pris comme valeur typique des paramètres physiques :

- $C_e = 6,32 \cdot 10^{-5} \text{ Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$  [Kittel, 1956],
- $C_n = 0,13 \text{ Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$ ,
- $k = 0,0258 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$
- et la distance  $x=10 \text{ mm}$ .

La valeur de la conduction utilisée pour  $k$  est celle que l'on a mesurée à 100 mK (voir chapitre 2).

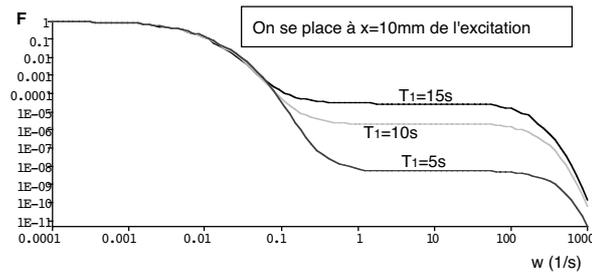


FIG. 1.5 – Les trois fonctions de transfert, en haut pour  $T_1=15$  s, au milieu pour  $T_1=10$  s et en bas pour  $T_1=5$  s décrivent la réponse du filtre en fonction de la fréquence des excitations.

La valeur de la constante de Korringa va définir l'atténuation à haute fréquence. On comprendra que plus cette valeur est petite plus les électrons sont liés aux noyaux et plus le système filtrera les fluctuations thermiques.

Par contre, aux basses fréquences, la constante de Korringa n'intervient quasiment pas. Si on se place dans le cas où  $T_1=10$  s, une atténuation de  $10^{-4}$  est atteinte dès  $\omega = 0,1 \text{ s}^{-1}$  (soit  $f=0,015$  Hz) pour une longueur de 10 mm.

#### 1.4.4 Solutions asymptotiques

L'étude du comportement asymptotique va nous permettre de comprendre chaque région de la fonction de transfert ainsi que le rôle de chacune des grandeurs physiques qui caractérisent le filtre.

##### A basse fréquence

Si l'on considère des fréquences petites ( $\omega < \frac{2}{T_1}$ ) l'expression de la fonction de transfert peut se simplifier en :

$$F = \frac{1}{4} \left[ \cosh \left( 2\sqrt{\frac{C_n\omega}{2k}}x \right) + 2 \cos \left( 2\sqrt{\frac{C_n\omega}{2k}}x \right) \right]^{-1} \quad (1.7)$$

Elle représente un premier filtre à très basse fréquence. Nous pouvons remarquer que seule la capacité calorifique des noyaux et la conductivité thermique interviennent dans l'expression. C'est l'équation d'une ligne à retard classique en électronique. Les fluctuations de température sont suffisamment lentes pour que tout le système suive.

##### A haute fréquence

Si on considère des fréquences très élevées, la fonction de transfert se simplifie de la façon suivante :

$$F = \frac{1}{4} \left[ \cosh \left( 2\sqrt{\frac{C_e\omega}{2k}}x \right) + 2 \cos \left( 2\sqrt{\frac{C_e\omega}{2k}}x \right) \right]^{-1} \quad (1.8)$$

C'est exactement la même expression qu'à basses fréquences, à ceci près que ce n'est plus la capacité calorifique des noyaux qu'il faut prendre en compte mais celle des électrons qui est beaucoup plus faible. Seuls les électrons sont sensibles aux fluctuations de température à haute fréquence, mais ils n'ont "pas le temps" de transmettre ces fluctuations aux noyaux.

##### Le plateau

Pour des fréquences intermédiaires ( $\omega$  entre 1 à 100 Hz) il apparaît un plateau dans la fonction de transfert. C'est en ce point que l'on ne peut plus

considérer de filtre classique (ligne à retard ou simple  $RC$ ) car la constante de Korringa intervient fortement et la fonction de transfert a pour expression :

$$F = \frac{1}{4} \left( \exp \left( 2 \sqrt{\frac{C_n}{T_1 k}} x \right) \right) \quad (1.9)$$

La fonction de transfert ne dépend alors plus de la fréquence. Les seuls paramètres influents sont la constante de Korringa ( $T_1$ ) et la conduction thermique ( $k$ ). Nous sommes à une limite où  $\omega$  est compris entre  $\frac{2}{T_1}$  et  $\frac{2}{T_1} \frac{C_n}{C_e}$ . Le temps de relaxation des électrons et la capacité calorifique se compensent exactement et l'effet de la fréquence est annulé. par contre, l'atténuation varie exponentiellement avec la longueur, ce qui permet d'obtenir de très bonnes performances de filtrage.

## Conclusion

A très basses fréquences le transport de chaleur est dominé par les noyaux. De la puissance va pouvoir passer du point froid de la dilution à la plaque des bolomètres. Lorsque la fréquence augmente, le signal est de plus en plus atténué avec une décroissance exponentielle. On atteint assez rapidement, dans la première zone, les critères de température requis pour le satellite Planck. Après une zone où l'atténuation des fluctuations de température n'augmente plus avec la fréquence on retourne à une atténuation très forte quand les électrons ne transmettent plus de fluctuations aux noyaux car elles sont trop rapides.

### 1.4.5 Profil de température

En fonction de l'endroit où l'on se place dans le barreau, les fluctuations de température seront plus ou moins atténuées. Nous cherchons à connaître la taille minimale pour laquelle les critères requis pour l'instrument HFI sont obtenus. Nous regardons l'atténuation à la pulsation  $\omega = 0.1 \text{ s}^{-1}$ . Le profil de température est donné par la courbe de la figure 1.6.

A une distance de 7,5 mm, l'atténuation d'un facteur  $10^{-4}$  est atteinte. Pour des raisons de marge de sécurité on comprendra le choix d'utiliser trois plots d'HoY d'une longueur de 10 mm. Nous pouvons remarquer que la section du plot n'intervient pas. Il faudra tout de même faire attention que le volume total ne soit pas trop important car c'est lui qui définit le temps de mise en froid des détecteurs. Il nous faudra aussi faire attention à avoir des plots suffisamment gros pour passer la puissance nécessaire sur le plan focal de façon à ne pas induire un trop grand écart de température entre la dilution et le plan focal. Sur l'instrument Archeops, cet écart est entre 5 et 10 mK.

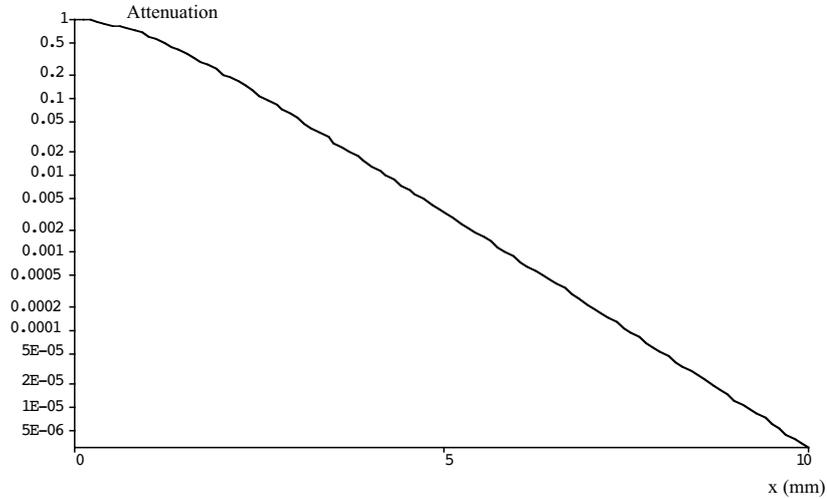


FIG. 1.6 – Le profil de température du filtre HoY pour la pulsation de  $0,1 \text{ s}^{-1}$  à une température de  $0,1 \text{ K}$  et un  $T_1$  de 10 seconde. : plus le filtre va être long, plus l’atténuation sera importante. L’atténuation en fonction de la longueur du filtre est exponentielle.

#### 1.4.6 Temps de mise en froid du système

Pour déterminer le temps de mise en froid du système il faut considérer :

- Le temps propre du filtre qui va “freiner” la mise en froid car la capacité calorifique de l’Ho est importante.
- Le temps lié à la puissance frigorifique du cryostat.

La mise en froid du cryostat est relativement longue (3 jours pour passer de  $300 \text{ K}$  à  $100 \text{ mK}$  pour le cryostat d’Archeops). Autour de  $300 \text{ mK}$ , le temps de mise en froid devient dominé par la capacité calorifique de l’Holmium.

Nous allons calculer le temps nécessaire pour refroidir 3 pieds de  $15 \text{ mm}$  (de façon à prendre de la marge) de long et de  $0,5 \text{ mm}$  de diamètre. Pour l’expérience Archeops, un montage à trois pieds de ce type respecte les conditions mécaniques pour supporter le plan focal. Les pied utilisé sur Archeops étaient d’environ  $7 \text{ mm}$  de long.

La puissance de refroidissement du cryostat dépend de la température à laquelle on se place.

La puissance nécessaire pour refroidir une masse  $m$  de capacité calorifique  $C$  s’écrit de la façon suivante :

$$Q = mC\Delta T \quad (1.10)$$

$$Pdt = VC_v\Delta T \quad (1.11)$$

où  $V$  est le volume d'HoY,  $C_v$  sa capacité calorifique volumique et  $T$  la température. Pour connaître le temps de mise en froid de 4 K à 100 mK on calcule l'intégrale de la chaleur spécifique (Figure 1.3) et l'on considère des puissances de refroidissement disponibles à 4 K et à 100 mK.

$$dt = \int_{4\text{K}}^{0,1\text{K}} \frac{C_v V dT}{P} \quad (1.12)$$

Le temps de refroidissement est de 35 heures. Pour le satellite Planck, ce temps est négligeable devant le temps de mise en froid de l'instrument en orbite. Par contre, pour Archeops nous avons choisi de raccourcir légèrement les barreaux pour avoir plus de souplesse dans les réchauffements et les mises en froid du cryostat.

## 1.5 Réalisation pratique de l'alliage HoY

L'alliage est obtenu en mélangeant les deux éléments, Holmium et Yttrium au dessus de leur température de fusion, dans un four haute fréquence. La technique utilisée est dite de "creuset froid", les éléments à l'état liquide sont en état de semi-lévitiation, sous atmosphère d'argon. Les courants dans les lamelles du creuset créent un champ magnétique qui induit des courants de Foucault dans le mélange en fusion, ce qui permet de garantir l'homogénéité du liquide. L'alliage a été réalisé par le service de métallurgie du CRTBT.



La photographie de la figure 1.7 montre en arrière plan la boule brute qui sort du creuset et les pieds usinés pour l'instrument HFI du satellite Planck.

### 1.5.1 Analyse aux rayons X

L'analyse aux rayons X par réflexion sur une surface plane<sup>4</sup> a montré une solution complète de phase pure. Cette analyse permet de retrouver le paramètre de maille de l'alliage qui suit la droite de Vegard [Lejay, 2002] ce qui confirme une solution solide totale entre l'Holmium et l'Yttrium dont le groupe d'espace est P63/mmc comme c'est le cas de chaque élément pris séparément.

La droite de Vegard (figure 1.8) montre que le paramètre de maille à 3,619 Å se place bien dans le cadre d'un alliage à 50% d'Holmium.

---

<sup>4</sup>Il n'est pas possible de faire une analyse classique sur de la poudre car le matériau est trop mou.



FIG. 1.7 – Photo de l’alliage d’HoY pour la fabrication des pieds, supports du plan focal de Planck/HFI.

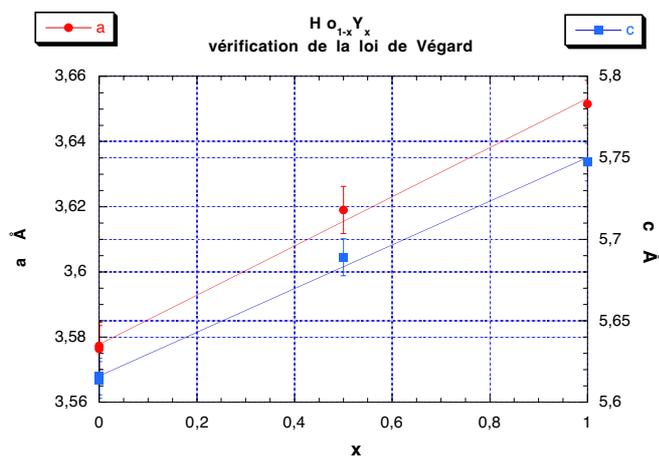


FIG. 1.8 – Droite de Vegard de l’alliage HoY. En  $x=1$  on retrouve le paramètre de maille de l’Yttrium pur et pour  $x=0$  celui pour de l’Holmium pur. Le paramètre mesuré pour l’alliage avec 50% l’holmium est entre les deux. Les droites a et c sont données pour différents points pris dans la littérature.

### 1.5.2 Analyse au MEB

L’analyse au microscope électronique à balayage a montré que l’échantillon était pur à la stœchiométrie théorique. Aucun composé défini n’est présent dans l’alliage.

# Chapitre 2

## Détermination des paramètres du filtre

Dans ce chapitre nous cherchons à connaître les propriétés de l'alliage HoY. Nous allons simplement nous concentrer sur les propriétés importantes pour le filtrage à 100 mK même si l'alliage possède d'autres spécificités intéressantes.

Dans un premier temps nous avons cherché à déterminer d'une façon simple la constante de temps du filtre, puis nous avons mesuré directement sa fonction de transfert par une méthode plus complexe exposée en deuxième partie de ce chapitre.

### 2.1 Première estimation de la constante de temps du filtre

Comme première approximation, nous allons considérer qu'il s'agit d'un filtre du premier ordre auquel on applique un échelon de température. La réponse du filtre, à travers la diffusion de chaleur dans le matériau donne un accès direct à la constante de temps caractéristique du système. Si l'on considère un filtre du premier ordre, la constante de temps est le produit de la résistance thermique et de la capacité calorifique.

#### 2.1.1 Principe de la mesure

Le principe, schématisé par la figure 2.1, est le suivant : on injecte un flux contrôlé de chaleur à travers une résistance métallique de 10 k $\Omega$  dans l'échantillon et on mesure l'évolution de la température en deux points du

filtre. Puis, on fait l'opération inverse en coupant brutalement le flux de chaleur. Nous pouvons donc mesurer deux fois la constante de temps.

En mesurant la descente et la montée en température de l'échantillon on a accès directement à la constante de temps. La température est mesurée grâce à deux thermomètres Matsushita<sup>1</sup> (200  $\Omega$ ) étalonnés et mesurés à l'aide d'un pont de mesure ORPX<sup>2</sup>.

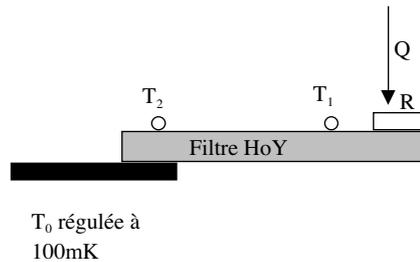


FIG. 2.1 – Dispositif expérimental pour la mesure de la constante de temps de l'HoY.

### Analogie électrique du montage

Pour étudier le montage, nous le décrivons dans la figure 2.2 par des analogies électriques afin de faciliter la détermination des paramètres.

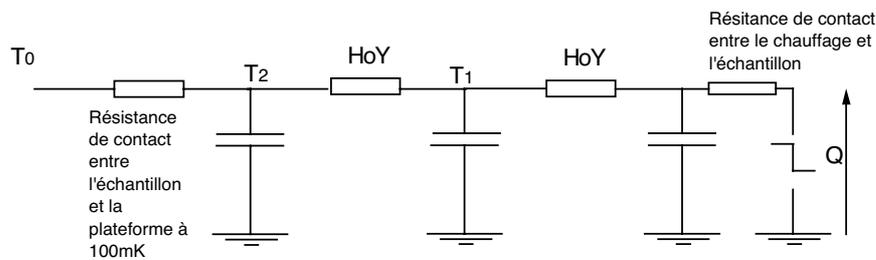


FIG. 2.2 – Schéma électrique équivalent pour la mesure de la constante de temps de l'alliage.

Les deux résistances de contact peuvent induire des erreurs importantes

<sup>1</sup>Les thermomètre Matsushita sont des résistances de carbone, elles valent environ 1000  $\Omega$  à 100 mK ce qui rend leur mesure facile à basse température.

<sup>2</sup>Les ORPX sont des appareils distribués par Air Liquide et conçus au CRTBT pour des mesures bas niveau : ils envoient dans les thermomètres des puissances extrêmement faibles de façon à ce que la température soit la plus proche possible de celle de l'échantillon.

sur les paramètres. Nous verrons comment les déterminer dans le paragraphe 2.1.2.

La figure 2.2 montre que le circuit peut être décomposé en plusieurs parties. Nous allons nous intéresser à celle située entre  $T_1$  et  $T_2$ . Le filtre HoY est représenté comme un filtre du premier ordre décrit grâce à une capacité et une résistance.

### Le profil de température

Nous regardons ce qui se passe entre  $T_1$  et  $T_2$ . Toute la chaleur qui passe à travers la section de l'échantillon est mesurée en ces deux points. Avec comme point de référence  $T_0$  à 100 mK, et en analysant le profil de température de  $T_2$  et de  $T_1$ , nous pouvons déterminer la constante de temps sur le filtre.

Pour chaque thermomètre ( $T_1$  ou  $T_2$ ), nous pourrions modéliser le profil de température par la description d'un filtre du premier ordre [Brunet, 1994] :

$$\frac{T_{1,2} - T_{eq}}{T_0 - T_{eq}} = e^{-\beta t} \quad (2.1)$$

$$\beta = RC$$

Dans cette formule,  $T_{eq}$  est la température d'équilibre (lorsqu'on envoie un flux de chaleur continu) et  $T_0$  la température d'équilibre sans flux (100 mK grâce à la régulation de température).

Le coefficient  $\beta$  dans le terme exponentiel est l'inverse de la constante de temps du système. Les termes  $R$  et  $C$  sont les équivalents électriques pour caractériser la conduction thermique et la capacité calorifique.

### Remarque sur la diffusivité

Jusqu'à présent nous n'avons pas parlé de diffusivité. C'est un paramètre important car il décrit la façon dont la chaleur se propage dans un matériau. Indirectement nous le déterminons aussi.

La diffusivité est définie par :

$$D = \frac{k}{\rho C} \quad (2.2)$$

Elle permet d'évaluer la propagation d'une perturbation dans les matériaux et s'exprime dans l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (2.3)$$

Pour pouvoir traiter séparément la capacité calorifique et la conduction thermique nous ne parlerons donc pas de diffusivité même si c'est le terme le mieux adapté pour décrire le transport de la chaleur.

### 2.1.2 Résultats

Les résultats de cette mesure sont donnés par les courbes (figure 2.3) des températures  $T_1$  et  $T_2$  mesurées lorsque de la puissance est injectée dans le filtre ( $\simeq 100$  nW). La courbe la plus haute sur la figure 2.3 correspond à  $T_1$  ( $T_{3cor}$ ) et la courbe située en dessous correspond à  $T_2$  ( $T_{2cor}$ ).

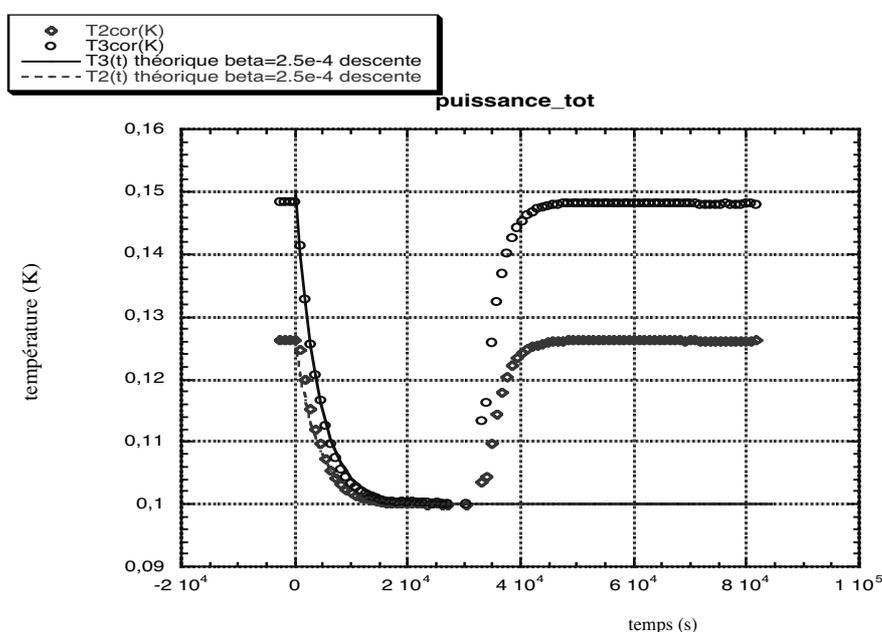


FIG. 2.3 – Résultats expérimentaux pour la mesure de la constante de temps de l'alliage HoY. La courbe du haut est le profil de température mesuré proche du chauffage ( $T_1$ ) et la courbe du bas pour le thermomètre plus éloigné du chauffage ( $T_2$ ). Superposé sur ces deux courbes sont les meilleurs ajustements de  $\beta$  grâce à l'expression de l'équation (2.2).

Nous avons déterminé la constante du temps de système comme étant :

$$\frac{1}{\beta} \simeq 4000 \text{ s}$$

Cette valeur contient non seulement les termes du filtre mais aussi la contribution des résistances de contact.

### Les résistances thermiques

On définit la résistance thermique comme :

$$R_{thermique} = \frac{\Delta T}{Q} \quad (2.4)$$

Si l'on étudie le système à l'équilibre, il peut être décrit comme une série de résistances thermiques (figure 2.4). La température  $T_0$  est réglée pour être maintenue à 100 mK. On ne regardera pas ici la résistance de contact entre le chauffage et l'échantillon.

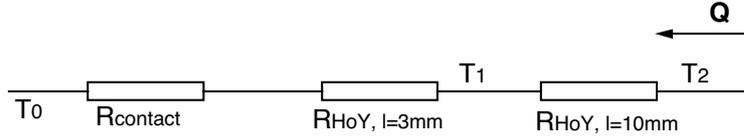


FIG. 2.4 – Résistances thermiques équivalentes du montage pour la mesure de la constante de temps de l'alliage. Les trois résistances sont en série, le flux de chaleur est la quantité conservée (car c'est l'équivalent du courant). Connaissant les températures en différents points nous pouvons calculer la résistance thermique en chaque point.

En utilisant, dans l'équation (2.4), les températures indiquées à l'équilibre dans les courbes présentées figure 2.3, et sachant que le flux de chaleur appliqué au système est de 100 nW, nous pouvons calculer les différentes résistances thermiques.

La résistances thermique  $R_{HoY, l=10mm}$  se calcule directement car on connaît les températures à ses extrémités :

$$R_{HoY, l=10mm} = 22 \cdot 10^4 \text{ KW}^{-1}$$

Connaissant la distance entre les thermomètres et sachant que la résistance thermique est directement proportionnelle à la longueur ( $R = \frac{1}{k} \frac{l}{S}$ ) on peut facilement calculer  $R_{HoY, l=3mm}$  comme étant  $R_{HoY, l=10mm} \times 3/10$ .

$$R_{HoY, l=3mm} = 6,6 \cdot 10^4 \text{ KW}^{-1}$$

On peut maintenant calculer la résistance de contact  $R_{contact}$  en considérant une résistance globale ( $R_{HoY, l=3mm} + R_{contact}$ ) et la valeur de la température

à ses bornes. Tout comme pour deux résistances électriques en série nous pouvons ensuite soustraire  $R_{\text{HoY}, l=3 \text{ mm}}$  pour en déduire  $R_{\text{contact}}$ .

$$R_{\text{contact}} = 19,4 \cdot 10^4 \text{ KW}^{-1}$$

La constante de temps calculée précédemment correspond à  $RC = (R_{\text{HoY}, l=10\text{mm}} + R_{\text{HoY}, l=3\text{mm}} + R_{\text{contact}}) \times C$ . On peut en déduire la capacité calorifique de l'alliage<sup>3</sup>.

$$C = 0,35 \text{ Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$$

On peut alors calculer la constante de temps pour un alliage d'HoY de 10 mm de longueur (et de 2 mm<sup>2</sup> de section).

$$\frac{1}{\beta} = R_{\text{HoY}, l=10\text{mm}} \times C = 1500 \text{ s} \simeq 25 \text{ minutes}$$

### 2.1.3 Estimation de la conduction thermique

Nous avons déterminé  $C=0,35 \text{ Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$ , si l'on fait l'approximation d'un filtre du premier ordre on peut aussi déduire la conductivité thermique ( $k$ ) de l'alliage.

$$R_{\text{thermique}} = \frac{1}{k} \frac{l}{S} \quad (2.5)$$

$$k = 0,023 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$$

## 2.2 Mesure de la fonction de transfert

Jusqu'à présent nous avons considéré l'alliage comme un filtre du premier ordre afin d'avoir une première estimation de la valeur des paramètres. Nous allons maintenant chercher à mesurer la grandeur qui nous importe, c'est à dire l'atténuation de l'amplitude des oscillations de température en fonction de la fréquence (la fonction de transfert).

Cette expérience a été réalisée en collaboration avec l'IAS (Institut d'Astrophysique Spatiale), et plus particulièrement Michel Piat, avec lequel nous avons effectué les mesures et l'analyse des données.

Pour mener à bien cette expérience, nous avons utilisé le cryostat à dilution inversé (SIONLUDI), Symbol, à l'IAS. Il présente l'avantage d'avoir une

---

<sup>3</sup>Ici, nous négligeons la contribution de la capacité calorifique de contact car elle est négligeable devant la capacité calorifique de l'échantillon.

forte puissance de refroidissement ce qui nous a permis de chauffer l'alliage de façon importante sans réchauffer le cryostat.

### 2.2.1 Principe de la mesure

La photographie (figure 2.5) montre l'échantillon dans le cryostat Symbol. Des thermomètres (résistances de carbone "Matsushita") sont collés au vernis GE<sup>4</sup> en différents points du filtre. Grâce à une résistance de chauffage de 100 k $\Omega$  alimentée par un générateur de tension alternatif, nous imposons des oscillations de température à des fréquences variables et contrôlées. En différents points de l'échantillon nous mesurons la température afin de déterminer l'amplitude des oscillations résiduelles.



FIG. 2.5 – Photographie du montage pour la mesure de la fonction de transfert de l'alliage HoY. En gris sur le cuivre, est connectée une "allumette" en HoY sur laquelle les thermomètres sont collés.

---

<sup>4</sup>Le vernis "Général Electric" est très souvent utilisé en cryogénie. C'est un vernis utilisé surtout pour isoler électriquement des fils de mesure. Ici, il nous a permis de coller les thermomètres sur l'échantillon en assurant un bon contact thermique. Un autre avantage de ce vernis est qu'il se dissout facilement dans l'acétone.

## 2.2.2 Dispositif expérimental

### Montage

L'échantillon est monté sur la plateforme froide du cryostat par le biais d'un lien en laiton pour l'isoler faiblement du reste du cryostat. La figure 2.6 montre une vue schématique de ce montage. Plusieurs points sont respectés afin qu'aucune perturbation extérieure au système ne soit détectée :

- Le chauffage est monté derrière le bloc de cuivre de façon à ce qu'il ne rayonne pas sur l'échantillon, ce qui provoquerait des oscillations de température du même ordre de grandeur que celles que l'on cherche à mesurer.
- Les fils de mesure des thermomètres sont dimensionnés de façon à être isolants par rapport à l'échantillon pour qu'aucune oscillation ne parvienne à travers les fils. La résistance thermique des fils est de l'ordre de  $10^6 \text{ WK}^{-1}$ , soit 1000 fois supérieure à celle de l'échantillon.
- Le lien thermique en laiton a une résistance du même ordre de grandeur que l'alliage. Une partie de la puissance des oscillations passera donc par ce lien. Pour que le rapport des amplitudes des fluctuations d'un point à l'autre de l'échantillon ne concerne que le filtre en HoY, seul le rapport avec la température mesurée en  $T_1$  sera considéré dans l'analyse.

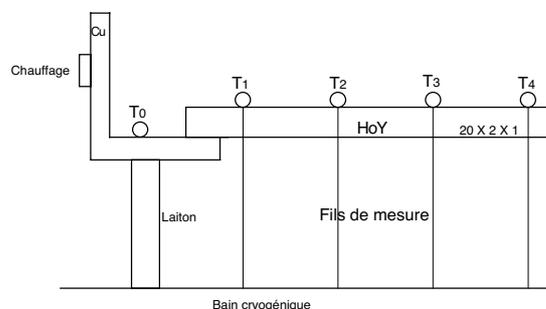


FIG. 2.6 – Montage du filtre d'HoY pour la mesure de la fonction de transfert. Les dimensions du filtre sont de 20 mm de long pour une section de  $2 \times 1$  mm. Les thermomètres  $T_{0..4}$  sont des "Matsushita"  $170 \Omega$  et le chauffage est une résistance métallique de  $100 \text{ k}\Omega$ .

Le chauffage est alimenté par un générateur de tension variable<sup>5</sup>. Nous imposons une puissance alternative de  $10 \mu\text{W}$  d'amplitude ; cette valeur a été choisie afin d'avoir une amplitude maximale tout en maintenant le bain cryogénique à 100 mK. En effet, il faut se placer dans un cas où la puis-

<sup>5</sup>C'est un générateur Wavefactory 1942 de NF Electronic Instrument.

sance dissipée par le chauffage est inférieure à la puissance froide disponible à 100 mK.

### Le cryostat et la régulation de température

Le cryostat “Symbol” est un banc de test pour les thermomètres, les bolomètres et l’électronique de test pour le satellite Planck. Il a l’avantage d’avoir une puissance froide importante ( $20 \mu\text{W}$  à 100 mK) et d’être dans un environnement de faible vibration et de faible perturbation électromagnétique.

La température du bain cryogénique est régulée grâce à un ensemble constitué d’une résistance de ruthénium (thermomètre) et d’une résistance de  $350 \Omega$  pour le chauffage. La régulation est commandée par un ORPX. Ce système nous permet d’ajuster la température avec une précision de  $100 \mu\text{K}$  sur les oscillations de température du bain cryogénique.

### L’électronique de mesure des thermomètres

Les thermomètres ( $T_{0..4}$ ) sont mesurés de la même façon que les bolomètres d’Archeops (voir 4.1 de la troisième partie). La capacité de polarisation a été changée, de façon à pouvoir mettre un courant plus important dans les thermomètres. En effet, les thermomètres utilisés ici ont des impédances de  $5 \text{ k}\Omega$  à 100 mK (à comparé à  $1 \text{ M}\Omega$  pour les bolomètres d’Archeops). Les thermomètres ont été étalonnés dans la configuration de l’expérience.

#### 2.2.3 Les limites de la mesure

Il est important de noter ici que ce type de mesure a des limites importantes. Le signal que l’on cherche à mesurer est très faible et les oscillations de température deviennent trop faibles pour être détectées par les thermomètres utilisés.

**A très basse fréquence :** là où le filtre atténue peu, et donc où il nous sera “facile” de mesurer des oscillations, le temps de faire un point de mesure est très long. Par exemple, pour le point à  $0,001 \text{ Hz}$ , il a fallu attendre presque 3 heures pour obtenir une mesure satisfaisante. A très basse fréquence nous avons donc un faible nombre de points pour faire notre analyse.

**A haute fréquence :** le signal est très faible car très atténué. Une simple détection de l’amplitude de l’oscillation n’est pas possible. Nous mesurons donc pendant longtemps afin de moyennner le signal sur une oscillation pour augmenter le rapport signal sur bruit.

### 2.2.4 Analyse des données

Nous cherchons la fonction de transfert du filtre. Cela correspond au rapport entre deux températures. Nous avons vu que l'atténuation à une fréquence donnée dépendait de la longueur de l'échantillon.

Nous allons donc tracer le rapport entre les différentes températures :  $\frac{T_2}{T_1}$ ,  $\frac{T_3}{T_1}$ ,  $\frac{T_4}{T_1}$  dans le plan de Bode pour retrouver la fonction de transfert calculée dans le chapitre précédent.

### 2.2.5 Résultats

Les fonctions de transfert mesurées sont représentées dans la figure 2.7. Les distances entre les thermomètres  $T_1$  et  $T_2$ ,  $T_2$  et  $T_3$ , et  $T_3$  et  $T_4$  sont respectivement de 5 mm, 9,5 mm et 14,5 mm comme indiqué par la légende de la courbe.

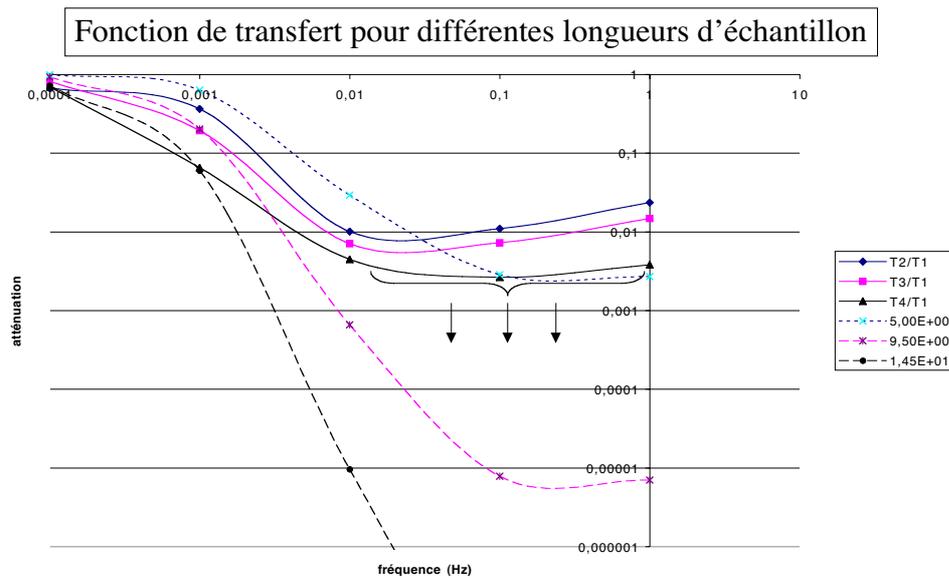


FIG. 2.7 – Fonction de transfert mesurée de l'alliage HoY. En traits pleins, les points de mesure et en pointillés la courbe théorique pour une distance définie dans le filtre. Les courbes théoriques sont indiquées pour les valeurs des paramètres suivants :  $T_1=10$  s,  $C_n=0,35$  Jcm $^{-3}$  et  $k=0,02$  WK $^{-1}$ m $^{-1}$ .

Nous pouvons remarquer qu'à partir de 0,01 Hz aucune atténuation n'est

mesurée alors que le modèle prévoit encore une atténuation importante. Nous avons atteint la limite du bruit du thermomètre. Nous n'avons donc qu'un faible nombre de points pour déterminer les paramètres du filtre. Nous noterons simplement qu'en prenant des valeurs proches de celles déterminées lorsque l'on a fait l'approximation du filtre d'ordre 1, la fonction de transfert se rapproche du deuxième point de mesure à 0,001 Hz.

Nous retiendrons simplement que cette expérience a permis de montrer que l'atténuation était suffisamment importante pour que le filtre soit utilisé sur les expériences Planck/HFI et Archeops. Dans le chapitre suivant, nous verrons les résultats obtenus sur le signal d'un thermomètre dans le cadre de l'expérience Archeops.

## 2.3 Conclusion sur le filtre HoY

Les mesures présentées dans ce chapitre nous ont permis de faire les premières estimations des paramètres de l'alliage. Nous avons montré qu'il était possible d'atteindre par un système de filtrage passif une atténuation importante des fluctuations de température.

Au vu des valeurs déterminées pour les paramètres du filtre, nous sommes capables d'atteindre les critères de stabilité en température imposés pour le satellite Planck.

L'alliage a été fabriqué dans le laboratoire spécialement pour ses propriétés thermiques très particulières que nous venons de décrire. Pour son utilisation dans une expérience installée sur un satellite, il convient de le qualifier ; ceci a conduit à réaliser une série de caractérisations complémentaires.



# Chapitre 3

## Résultats expérimentaux et qualification spatiale

Grâce à l'étude de l'alliage en Holmium-Yttrium dans les chapitres précédents nous avons montré qu'il était adapté au filtrage thermique nécessaire pour atténuer les fluctuations thermiques inhérentes à la dilution en circuit ouvert. Dans ce chapitre nous verrons comment l'alliage HoY a été adapté au cryostat d'Archeops, puis nous discuterons des différents essais réalisés en vue de sa qualification spatiale.

### 3.1 Le filtrage sur le cryostat d'Archeops

L'un des objectifs de l'instrument Archeops est de tester les différentes techniques qui seront ensuite utilisées pour le satellite Planck. Le filtre thermique en HoY a donc été adapté pour les deux vols scientifiques d'Archeops en Suède. Nous avons pris soin de respecter tous les critères discutés dans les chapitres précédents.

Lors du premier vol (Sicile, 1999) de l'instrument Archeops l'alliage en HoY n'avait pas encore été développé. Le filtrage était réalisé grâce à un bloc de cuivre et un lien en laiton. Nous avons pu voir l'amélioration de la stabilité en température en passant par un filtre continu.

#### 3.1.1 Mise en place sur le cryostat

La géométrie du filtre est définie en fonction des pièces existantes sur le cryostat. La figure 3.1 montre le plan focal et le point froid du cryostat. Le point froid thermalise un anneau auquel est ensuite relié, par trois plots en HoY, le plan focal contenant les 24 bolomètres.

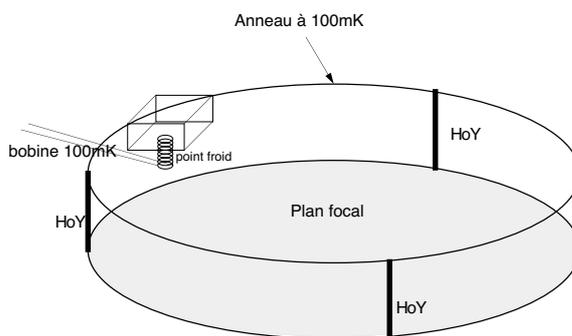


FIG. 3.1 – Le plan focal est maintenu au point froid (bloc de cuivre où se thermalise l'échangeur à 100 mK juste après le *boîte de mélange*) par trois plots en HoY.

La puissance froide est disponible au niveau de l'échangeur (bobine de quelques dizaines de centimètres de long) à 100 mK. Il est thermalisé à un bloc de cuivre qui transmet la puissance à l'anneau à 100 mK. Cet anneau est fixé au reste du cryostat grâce à des fils de Kevlar connectés à l'étage à 1,6 K (voir chapitre 2 de la troisième partie pour plus de détail sur la thermique du système). Les fluctuations de température sur l'anneau proviennent de la dilution. Pour réaliser le lien mécanique et thermique jusqu'au plan focal nous avons utilisé trois plots de 15 mm de long (7 mm en HoY et 8 mm de cuivre) et de 5 mm de diamètre.

Les fils de mesure des bolomètres sont thermalisés au point froid à 100 mK (ils arrivent avec les capillaires de la dilution). Avant d'atteindre les détecteurs ils passent aussi par l'alliage en HoY sur lesquels ils sont fixés comme le montre la photo 3.2<sup>1</sup>.

Nous pouvons faire le schéma thermique (figure 3.3) de ce montage pour se convaincre que toutes les "connections" au plan focal sont faites par le biais du filtre afin d'assurer la stabilité en température des bolomètres.

### 3.1.2 Résultats

#### Stabilité en température du plan focal

Le calcul de la transformée de Fourier du signal d'un thermomètre de la dilution et d'un thermomètre du plan focal nous donne accès à l'atténuation réalisée grâce au filtrage ainsi qu'aux fluctuations résiduelles de température.

Les spectres de la figure 3.4 montrent qu'une atténuation de  $10^{-2}$  a été

<sup>1</sup>En arrière plan de cette photo on peut deviner les bolomètres dans des boîtiers dorés.

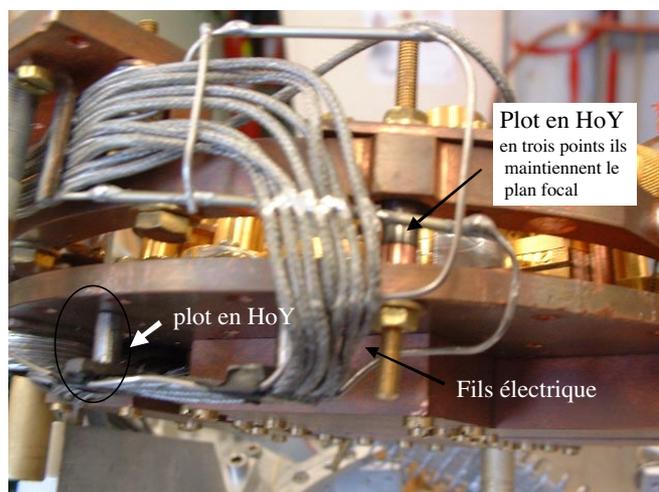


FIG. 3.2 – Les fluctuations de température peuvent être propagées par les fils électriques. Les fils sont donc collés sur une surface d'HoY afin de filtrer toutes les fluctuations de température. Au milieu de la photo, on peut voir un plot en HoY entre l'anneau de cuivre à 100 mK et le plan focal.

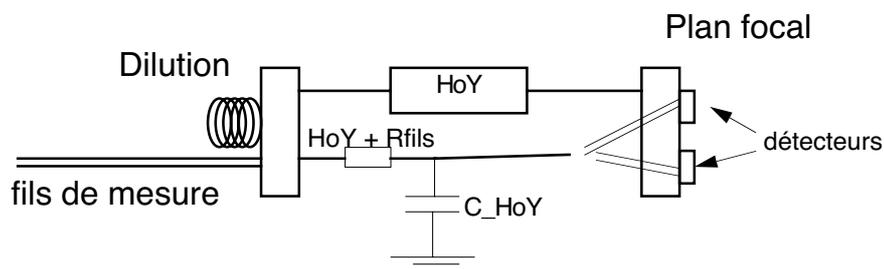


FIG. 3.3 – Schéma du filtrage thermique sur Archeops. Le support mécanique se fait grâce au filtre lui-même et les fils électriques sont thermalisés de façon à ce que les fluctuations de température qui pourraient être transmises via les fils soient elles aussi atténuées.

atteinte à 0,1 Hz. Mais nous sommes encore une fois à la limite de détection du thermomètre car son bruit blanc est de  $1 \mu\text{K}$ . Les fluctuations originales étant de 0,1 mK l'atténuation maximale que l'on pourra mesurer est de  $10^{-2}$ .

Nous pensons que l'atténuation se rapproche de l'atténuation théorique de  $10^{-4}$  requise pour le satellite Planck. Des thermomètres plus sensibles sont nécessaires pour affirmer cela. La mesure devrait être faite avec les thermomètres qui seront utilisés pour le satellite et qui ont une meilleure sensibilité.

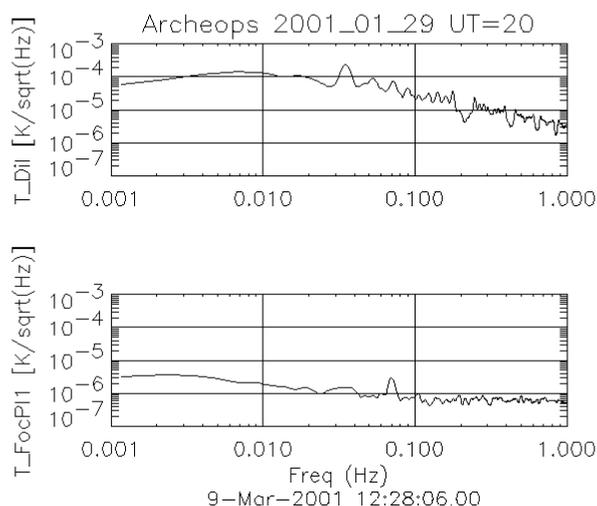


FIG. 3.4 – Transformée de Fourier de la température, en haut pour le thermomètre de la dilution et en bas pour un thermomètre sur le plan focal.

### Conséquence sur le signal bolométrique

Avant la mise en place de l'alliage (vol de Trapani), il était nécessaire de décorrélérer la température du plan focal aux données<sup>2</sup>. Cela rajoute toujours du bruit supplémentaire. Cette décorrélation n'a pas été nécessaire lorsque les pieds en HoY ont été installés (vols de Kiruna). Aucune corrélation n'a été détectée entre la température du plan focal et les bolomètres au-delà de 0,1 Hz.

Nous pouvons conclure que, grâce au filtrage thermique en HoY, aucune fluctuation de température intrinsèque à la dilution n'est détectée dans le signal des bolomètres.

## 3.2 Mise au point des pieds en HoY pour l'instrument HFI du satellite Planck

Pour le satellite Planck, une étude poussée de la géométrie a été faite afin de garantir le support du plan focal et de ses 48 bolomètres. Il est aussi im-

<sup>2</sup>Le traitement de données est expliqué en détails dans le chapitre 5 de la troisième partie.

portant que l'ensemble résiste à de fortes vibrations lors du décollage (malgré les structures de bloquage à alliage à mémoire de forme). La jonction entre la dilution et la plaque support des bolomètres doit respecter des critères de géométrie pour que les modes de vibration ne soient pas trop faibles. Pour aller dans ce sens, nous aurions envie d'utiliser des plots dotés d'une grosse section. Il faut tout de même considérer la masse d'HoY utilisée pour le filtre car c'est elle qui définit le temps de mise en froid des détecteurs.

Le filtrage thermique ainsi que les fluctuations résiduelles de température seront mesurés sur le prototype actuellement en phase de validation au CRTBT.

## 3.3 Qualification spatiale

### 3.3.1 Motivations

Nous avons créé un nouvel alliage ; pour pouvoir l'utiliser sur un satellite il était nécessaire de lui faire subir une série de tests afin de le qualifier pour des utilisations dans le domaine du spatial [Heurtel, 2000a].

Un premier point est de le comparer à d'autres matériaux (eux-mêmes qualifiés) :

- L'alliage s'usine facilement, ses propriétés mécaniques sont comparables à du laiton.
- Sa conductivité thermique est comparable à celle du Cu-Ni.
- Le facteur d'atténuation est 70 fois meilleur que ce qui a été calculé pour du Manganin ou du Constantan.

Une série de documents a été réalisée par l'IAS pour assurer la qualification de l'alliage. Nous nous intéresserons ici à deux tests clefs de cette qualification : la mesure du dégazage et la mesure de la dureté.

### 3.3.2 Mesure de dégazage

Cette mesure a été réalisée par l'équipe "Material Physics and Chemistry Section, material and Processes Division" de l'ESA (European Space Agency) [Prins and Eesbeek, 2000].

#### Dispositif expérimental

L'échantillon (12,2195 kg) est placé dans une chambre sous vide (réalisé grâce à une pompe primaire et une pompe turbo-moléculaire). Il est placé sur une balance qui peut être chargée d'un poids maximum de 30 kg et qui a une précision de  $10^{-6}$  g. Trois QCM (Quartz Crystal Microbalance) captent les

matériaux volatils avec une sensibilité de  $4,42 \cdot 10^{-9} \text{g/cm}^2\text{Hz}$ , elles sont placés au contact de la chambre à vide. L'échantillon est chauffé par radiation.

### Réalisation de la mesure

L'échantillon est dans un premier temps conditionné pendant 24 heures à  $20^\circ\text{C}$  dans un environnement d'humidité relative de 65% (condition standard de pression et de température).

Le test est le suivant :

- durée : 120 heures
- pression :  $< 10^{-6}$  mbar
- température de l'échantillon : de  $25^\circ\text{C}$  à  $125^\circ\text{C}$  par pas de  $25^\circ\text{C}$  toutes les 24 heures.
- les QCM sont refroidies à  $-25^\circ\text{C}$ ,  $-50^\circ\text{C}$  et  $-75^\circ\text{C}$  grâce à un bain cryogénique.

### Résultats

Les mesures issues de cette expérience ont montré un dégazage négligeable (et non mesurable par la technique utilisée) compatible avec les critères de dégazage requis pour sa qualification. Le but de la mesure du dégazage est de s'assurer que des particules ne vont pas venir polluer l'optique ou les détecteurs [Heurtel, 2000b].

#### 3.3.3 Mesure de dureté et module de Young

La mesure de la dureté se fait en mesurant la profondeur d'un trou créé par une bille qui appuie sur l'échantillon avec une force définie. Cette mesure nous a permis de mesurer que l'alliage était assez mou et comparable à de l'aluminium au manganèse [Lejay, 2002].

Le module de Young a été mesuré sur des éprouvettes fabriquées au laboratoire par le service de métallurgie. Les mesures nous ont permis de qualifier l'alliage pour son utilisation dans le domaine du spatial et pour supporter le plan focal des détecteurs de l'instrument HFI.

## 3.4 Conclusion

En première partie nous avons vu comment refroidir les détecteurs qui vont mesurer le rayonnement cosmologique. Nous avons étudié un moyen efficace de rendre leur température la plus stable possible. Ces deux points sont essentiels pour la dernière partie ci-après.

Lors de la mise au point de l'expérience Archeops, la cryogénie était un élément majeur et le filtre thermique en HoY a été pour la première fois utilisé. Dans la dernière partie de ce document nous verrons dans sa globalité l'expérience Archeops à laquelle j'ai pu participer. Les deux points que nous venons de voir : l'échangeur 4 K - 100 mK et le filtrage thermique ne seront pas repris en détail mais ce sont des éléments clefs pour le bon fonctionnement de l'expérience.



**Troisième partie**  
**L'expérience Archeops**



L'expérience Archeops a pour but de mesurer les anisotropies du CMB. Pour cela, le ciel à 3 K est observé dans différentes bandes de fréquence : 143 GHz (2 mm), 217 GHz (1 mm), 353 GHz (859  $\mu\text{m}$ ), et 545 GHz (550  $\mu\text{m}$ ). Les détecteurs à 545 GHz ne mesurent pas de CMB mais sont très utiles pour la soustraction des effets parasites tels que l'Ozone et la Galaxie. Les détecteurs à 353 GHz sont polarisés. Outre le fait de préparer la communauté scientifique à traiter des données polarisées dans le cadre de Planck/HFI, nous espérons mesurer un niveau de polarisation significatif dû à la poussière galactique. Seuls les bolomètres à 143 GHz et à 217 GHz seront utiles pour faire la carte des anisotropies du CMB.

Pour la troisième partie de ce mémoire nous parlerons d'Archeops. Une partie importante de mon travail fut consacrée à cette expérience. Nous utiliserons les connaissances sur la dilution en cycle ouvert présentées en première partie et les propriétés du filtre passif en HoY pour optimiser cette expérience.

Pendant ces trois ans de thèse, j'ai participé à deux campagnes de lancement sur la base d'Esrange (Kiruna, Suède) ainsi qu'à la première campagne à Trapani (en Sicile) pour le vol technique (été 1999).

La complexité de cette expérience m'a permis d'approfondir plusieurs domaines très différents nécessaires à la mesure du rayonnement cosmologique.

L'intégration de l'instrument étant réalisée au CRTBT, je me suis intéressée aux différents éléments qui constituent une expérience embarquée pour la mesure du CMB. La préparation des deux campagnes fut rythmée par de nombreuses séances d'étalonnage qui m'ont permis d'étudier toute la chaîne de détection. Dans cette partie nous verrons les bolomètres (et leur électronique de mesure associée), l'optique froide et très brièvement le télescope dans un premier chapitre qui se veut très général. La mesure et la minimisation de bruits parasites, électroniques, thermiques ou mécaniques dans le but d'améliorer les performances de l'instrument fut une préoccupation permanente.

A la suite du vol de janvier 2001, j'ai étudié les bruits systématiques à basse fréquence sur les données de vol. Une bonne connaissance de l'instrument m'a permis de trouver des explications physiques intéressantes aux différents types de bruit. Nous avons pu soustraire les bruits de façon optimale en assurant qu'aucun signal utile n'avait été retiré. Le lien direct entre l'étalonnage de l'instrument en utilisant les sources étendues et les effets systématiques m'a conduit à réaliser un étalonnage sur le Dipole cosmologique (voir paragraphe 3.5).

Après une description générale de l'instrument nous nous concentrerons successivement sur le cryostat, les bolomètres, l'électronique, la soustraction des effets parasites, pour finir par les résultats actuels de la collaboration

Archeops<sup>3</sup>.

---

<sup>3</sup>La collaboration Archeops est composée d'une cinquantaine de scientifiques appartenant à plusieurs laboratoires, italien, anglais, américain et français : chacun apporte son savoir-faire autant d'un point de vue instrumental que pour l'analyse des données.

# Chapitre 1

## L'instrument Archeops

Dans ce chapitre les points clefs de l'expérience sont brièvement décrits dans le but d'avoir une vue complète de l'instrument. Les points sur lesquels je me suis concentrée seront décrits en détails dans les chapitres suivants. Nous commencerons par une explication de la stratégie d'observation qui détermine tous les paramètres de l'instrument. Puis, nous décrirons les différents éléments tels que le cryostat, les détecteurs et leur système de mesure. Une description très complète se trouve dans le papier [Benoit et al., 2002a] relatif au vol technique de Trapani (Sicile) .

Caractéristiques techniques	
vitesse de rotation	2 tours par minute
altitude	30 à 40 km
angle de visée (élévation)	41°
résolution angulaire	9 minute d'arc
sensibilité	100 $\mu\text{K}\cdot\text{s}^{1/2}$

TAB. 1.1 – Quelques caractéristiques techniques de l'instrument Archeops

### 1.1 Stratégie d'observation

La plupart des expériences en ballon pour la mesure du CMB sont limitées par la portion de ciel couverte qui elle-même est limitée par la présence du soleil : Soit à cause d'un vol de courte durée (une nuit pour Maxima [Lee et al., 1998]), soit à cause du soleil (Boomerang [Bernardis et al., 2000] qui vole pendant l'été en Antarctique). Une alternative est de voler pendant la nuit Arctique dans une zone accessible au nord de la Suède. C'est à Kiruna sur la base de lancement d'Esrange, que le CNES a lancé l'instrument Archeops.

La technique utilisée par Maxima et Boomerang consiste à faire des aller-retour sur quelques degrés dans le ciel. Cela permet d'intégrer longtemps sur une petite fraction du ciel. L'avantage de cette méthode est que l'on passe un grand nombre de fois sur le même point, ce qui améliore considérablement le rapport signal sur bruit et de mieux estimer les erreurs systématiques. L'inconvénient est que lorsque seulement une partie du ciel est couverte, il est impossible d'avoir de l'information sur les bas  $\ell$  du spectre.

La stratégie d'observation d'Archeops est de faire de grands cercles sur le ciel. Pour avoir un maximum de redondance, il faut que la vitesse de rotation soit rapide. L'électronique développée pour Archeops ainsi que les détecteurs, sont suffisamment rapides pour intégrer les pixels sur le ciel lorsque la nacelle tourne à une vitesse de 2 tours par minute. L'avantage de cette technique est de pouvoir observer des structures à grande et à petite échelle. Cela entraîne des difficultés supplémentaires car il faut parfaitement connaître le point de visée (pour savoir avec une bonne résolution où chaque détecteur regarde) ce qui est plus facile sur une expérience "pointée" qui ne regarde qu'une faible partie du ciel.

Le télescope d'Archeops vise le ciel à une élévation de  $41^\circ$  avec une résolution angulaire de 9 minutes d'arc (définie par la taille du miroir). L'élévation de  $41^\circ$  est choisie de façon à faire de grands cercles (élévation faible) et pour que l'épaisseur d'atmosphère soit assez faible (élévation grande). De plus, elle nous permet d'observer Jupiter et Saturne, ce qui est indispensable pour définir le lobe du télescope et pour amorcer les logiciels de reconstruction du pointage.

Une grande partie du ciel est couverte quand la rotation de la terre fait glisser les cercles sur la sphère céleste. Au bout de quelques heures de vol les cercles se croisent, ce qui nous permet d'avoir une redondance conséquente (figure 1.1) [Hamilton, 2001].

## 1.2 Description générale

Un schéma simplifié de l'ensemble de la nacelle se trouve sur la figure 1.2. Les photons provenant du ciel sont dans un premier temps récoltés par le miroir primaire de 1,5 m de diamètre qui pointe à une élévation de  $41^\circ$ . Les photons sont ensuite réfléchis par le miroir secondaire de 0,8 m de diamètre qui renvoie le faisceau sur la fenêtre d'entrée du cryostat (paragraphe 1.3). L'optique froide située à l'intérieur du cryostat sélectionne la longueur d'onde. Les bolomètres sont sensibles à la variation du flux incident (paragraphe 1.4).

L'expérience Archeops a fait 3 vols (non compris deux vols interrompus prématurément) : un vol technique à Trapani (Sicile) pendant 4h à 41 km

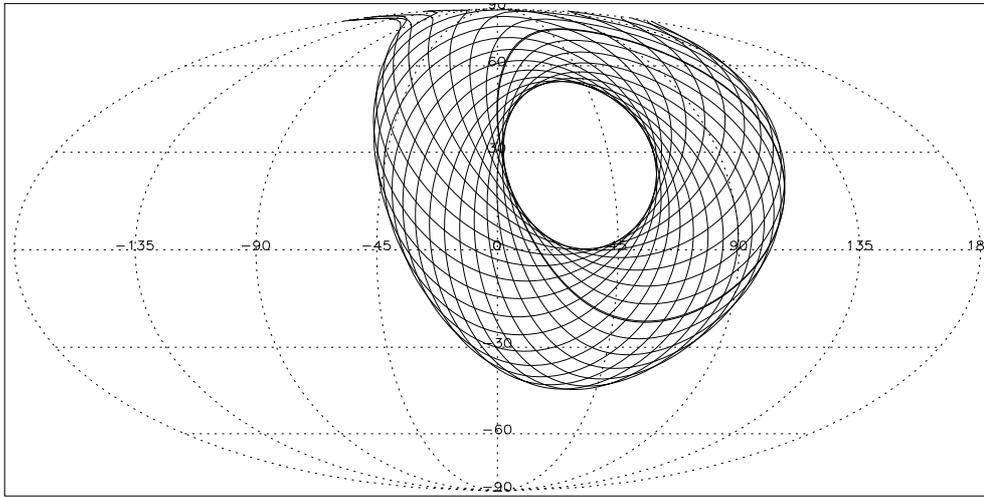


FIG. 1.1 – Stratégie d’observation. Le croisement des cercles sur le ciel permet d’obtenir beaucoup de redondance tout en couvrant une grande partie du ciel.

d’altitude et deux vols scientifiques à Kiruna (Suède). Le premier vol scientifique a duré 8 h à 32 km d’altitude et le deuxième 19 h, dont 12 h de nuit à 35 km d’altitude.

### 1.2.1 Le télescope

Le télescope d’Archeops est constitué de deux miroirs hors axe en aluminium de façon à limiter le poids (45 et 10 kg). Le miroir primaire est parabolique alors que le secondaire est elliptique [Benoit et al., 2002a]. Il est conçu de façon à produire un lobe de 9 minute d’arc pour des fréquences supérieures à 140 GHz.

La mesure des lobes est un bon moyen de vérifier l’alignement respectif des miroirs avec le photomètre. Cette mesure est réalisée en balayant une source thermique positionnée à l’infini ( $\simeq 1,5$  km). La source thermique ainsi que la table de pointage nécessaire pour faire cette mesure ont été réalisées par l’ISN (Institut des Sciences Nucléaires) à Grenoble. Nous avons effectué plusieurs mesures pour différentes positions des miroirs de façon à déterminer le réglage qui minimise le lobe.

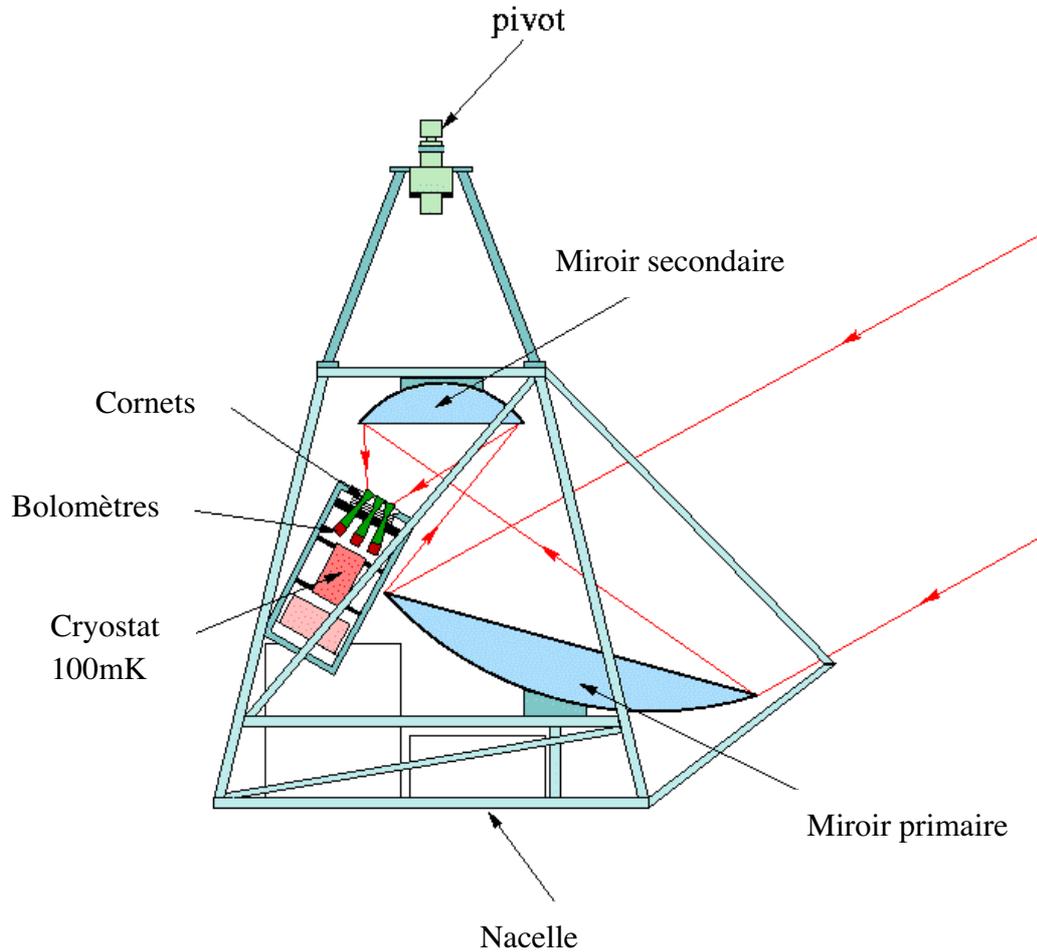


FIG. 1.2 – Vue de côté de l'ensemble de la nacelle Archeops. Configuration du premier vol avec le moteur placé juste au dessus de la nacelle.

### 1.2.2 Le bafflage

Le baffle de la nacelle, en Mylar aluminisé, est conçu de façon à ce que seuls les photons provenant directement du ciel arrivent aux détecteurs. Un “escalier”, à l’avant du baffle réfléchit tous les photons provenant d’une autre direction (Figure 1.3). L’escalier est fixé sur une surface plane à  $41^\circ$ , il est conçu pour que les rayons arrivant à la droite du point A se réfléchissent sur l’escalier et soient rejetés, les rayons provenant de la gauche du point A (l’intérieur de la nacelle) retournent vers l’intérieur.

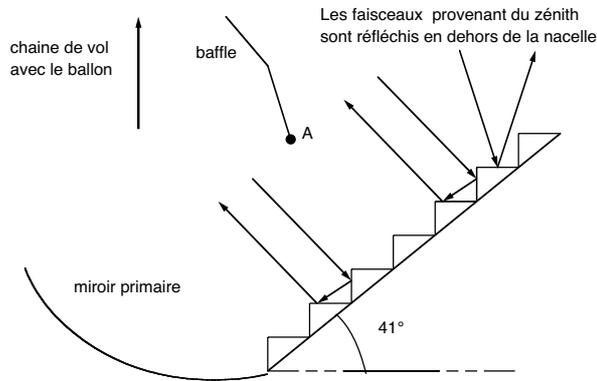


FIG. 1.3 – Vue de côté de “l’escalier”, les photons provenant de la mauvaise direction sont rejetés.

Lors du vol technique à Trapani [Benoit et al., 2002a] en Sicile, le ballon<sup>1</sup> a créé des perturbations dans le relevé des données. Pour ce premier vol, qui avait pour but de qualifier l’expérience d’un point de vue technique, le bafflage était une simple surface réfléchissante qui protégeait du rayonnement de la Terre mais qui renvoyait l’image du ballon dans la nacelle. Le bafflage a donc été redéfini pour les vols scientifiques ce qui nous a permis de n’avoir aucun signal provenant du ballon.

### 1.2.3 L’optique froide

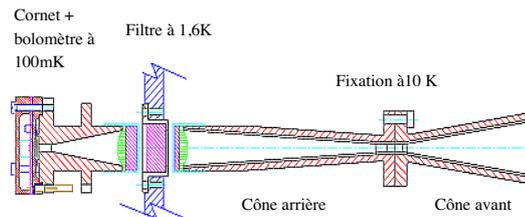


FIG. 1.4 – La chaîne optique est constituée de deux cornets à 10 K, d’un filtre à 1,6 K, et d’un cornet fixé au bolomètre à 100 mK

L’optique d’Archeops est la même que celle qui sera utilisée pour l’instrument HFI du satellite Planck. C’est une optique à trois cornets, deux cornets

<sup>1</sup>La tangente du ballon de 400 000 m<sup>3</sup> en haut de la chaîne de vol de 120 m fait un angle de 15°.

mis tête bêche à 10 K et un cornet à 100 mK comme le montre la figure 1.4. Il existe plusieurs avantages à cette configuration :

- Elle permet de diminuer la puissance à chaque étage de façon à ne pas dépasser les 100 nW que supporte le cryostat à 100 mK.
- Les filtres sont placés dans une zone où le faisceau est parallèle.
- Elle permet de bien définir le lobe d'entrée car il n'y a pas de filtre devant le premier cornet.

Le filtrage de chaque étage va définir la puissance parasite que doit absorber le bolomètre. Le calcul des puissances arrivant sur le cryostat est fait dans le paragraphe 2.3.

### 1.2.4 Le détecteur d'étoiles

Le détecteur d'étoiles (ou senseur stellaire) a été conçu de manière à pouvoir reconstruire la direction de visée dans le ciel grâce aux étoiles. Il est placé sur le côté de la nacelle. Il doit être capable de répondre pour une vitesse de rotation de 2 à 3 tours par minute. Un télescope muni de photodiodes a été spécialement développé pour Archeops. Il vise à la même élévation que le télescope millimétrique.

Une barrette de 46 photodiodes perpendiculaire à l'axe de balayage est placée au foyer d'un miroir optique de 40 cm de diamètre. Le tout est placé dans un tube bafflé pour limiter tout signal parasite hors axe. A chaque tour, le senseur stellaire détecte entre 50 et 100 étoiles référencées dans un catalogue. La comparaison des étoiles observées et du catalogue combinée aux informations du GPS (Global Positioning System pour avoir le temps, l'altitude et la longitude) nous permet de reconstruire la position de pointage sur le ciel à tout instant.

La résolution du senseur stellaire par photodiode est de 7,6 minute d'arc sur l'axe du balayage et de 1,9 minute d'arc sur l'axe perpendiculaire. La totalité de la barrette couvre 1,4°. Le senseur stellaire peut détecter des étoiles de magnitude 6 ou 7 en 5 ms d'intégration. Grâce aux algorithmes développés pour reconstruire le pointage, la résolution sur le ciel est d'environ une minute, ce qui est largement suffisant en vue de la taille du lobe.

## 1.3 La cryogénie embarquée

Le cryostat d'Archeops fonctionne en continu à une température de 100 mK grâce à une dilution  $^3\text{He}/^4\text{He}$  en cycle ouvert. Outre le fait de mesurer le CMB, Archeops est aussi un banc de test pour l'expérience satellite Planck. Les mêmes techniques sont donc utilisées dans les deux instruments.

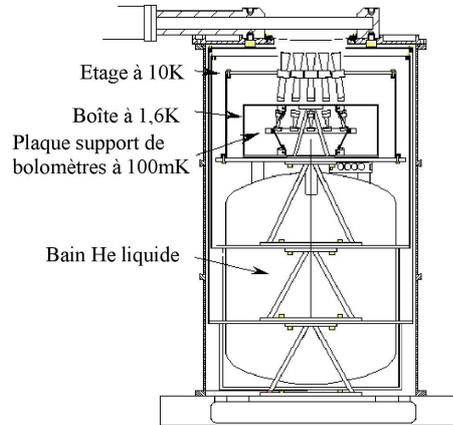


FIG. 1.5 – Vue générale du cryostat d'Archeops, en vol la vanne tiroir en haut s'ouvre et le vide du cyostat est maintenu grâce à une fine fenêtre au dessus des cônes.

L'étage à dilution, où sont les détecteurs, est placé dans une boîte au dessus d'un réservoir d'hélium liquide à 4,2 K. Les cornets d'entrée, en haut de cette boîte reçoivent une puissance importante ( $\simeq 500$  mW). Les vapeurs provenant du vase maintiennent les cornets à une température proche de 10 K. L'entrée est protégée des radiations grâce à deux écrans, refroidis par les vapeurs l'hélium, qui ont des ouvertures pour laisser passer le rayonnement. Le vase hélium est maintenu à 1 bar grâce à un régulateur de pression, de façon à avoir le même comportement quand l'instrument est à 40 Km d'altitude (1,5 hPa) et au sol.

Les étages à plus basse température sont refroidis grâce au mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$ . La température, 1,6 K, du deuxième étage du cryostat est obtenu grâce à une détente Joule Thomson (JT) du mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$ . Sur cet étage, est disposé une nouvelle série de filtres.

Le dernier étage à 100 mK est refroidi en diluant de l' $^3\text{He}$  dans de l' $^4\text{He}$ . Deux capillaires, l'un contenant de l' $^3\text{He}$ , et l'autre de l' $^4\text{He}$  sont connectés ensemble par le biais d'un capillaire plus gros et plus court (c'est la *boîte de mélange*). Un troisième capillaire récupère le mélange. Pour bien thermaliser l'étage des bolomètres en ce point, le capillaire de mélange est bobiné sur une longueur suffisante ( $\simeq 1$  m) afin d'augmenter la surface d'échange et de

limiter la résistance de Kapitza. C'est le même type d'échangeur que celui développé pour Planck (voir chapitre 2 de la première partie).

Les trois capillaires forment un échangeur à contre-courant. Le capillaire de mélange prérefroidit les injections ( $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$ ) avant qu'elles ne se rencontrent. Les fils de mesures soutiennent l'échangeur. Ils sont donc thermalisés de façon progressive entre 1,6 K et 100 mK. La tenue mécanique de la plaque support des bolomètres se fait grâce à des fils de Kevlar thermalisés en deux points sur l'échangeur de la dilution et fixés à l'étage 1,6 K. Le Kevlar est un excellent isolant thermique, ce qui permet une minimisation des apports de chaleur. Son utilisation sous forme de fils nous permet de réaliser l'alignement des détecteurs par rapport aux étages supérieurs (filtres et cônes) grâce à un système de poulies.

Une description détaillée ainsi que les performances mesurées pendant le vol peuvent être trouvées dans le chapitre 2 de cette partie.

## 1.4 Les détecteurs et leur électronique de mesure

### 1.4.1 Les bolomètres

Les bolomètres d'Archeops sont constitués d'une membrane de Nitrure de Silicium gravée de telle sorte qu'il ne reste que des petits brins telle une toile d'araignée (Figure 1.6). La "toile" est fixée au boîtier en quelques points de façon à être suspendue. Au centre est déposé un petit thermomètre. La forme particulière en "toile d'araignée" permet d'avoir une grande surface d'absorption pour une faible capacité calorifique. En effet si la longueur d'onde du rayonnement est grande devant les dimensions de la grille, le rayonnement peut être totalement absorbé.

### 1.4.2 L'électronique de mesure

Diverses méthodes de lecture des bolomètres ont été étudiées pour la mission spatiale Planck/HFI. La technique mise au point par le CRTBT et le CESR (Centre d'Étude Spatial des Rayonnements) a été retenue et, adaptée à la lecture des bolomètres d'Archeops.

La résistance du bolomètre, qui donne l'information sur la quantité d'énergie absorbée, est mesurée grâce à une compensation de zéro à travers deux capacités de polarisation, obtenue en modulant deux tensions en opposition de phase ce qui permet de s'affranchir du bruit en  $1/f$  de l'électronique

([Gaertner, 1997]).

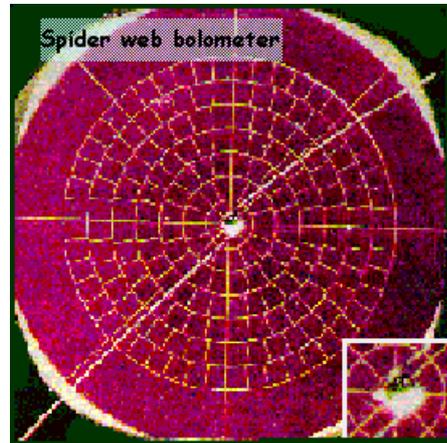


FIG. 1.6 – Photographie d'un bolomètre d'Archeops, en bas à droite se trouve une photo du thermomètre qui mesure les variations de température de la toile. Le diamètre est inférieur à 0,5 mm.

Le cryostat, les bolomètres et leurs électroniques de mesure sont étudiés en détail dans les chapitres qui suivent.



## Chapitre 2

# Description des contraintes cryogéniques et optimisation du cryostat à 0,1 K.

Outre le fait de fonctionner avec une dilution en cycle ouvert, l'originalité du cryostat Archeops se trouve dans son optique froide qui nécessite une grande fenêtre d'entrée. Une ouverture de 15 cm de diamètre est nécessaire pour que le rayonnement cosmologique parvienne aux détecteurs. Elle va définir une grande partie des contraintes cryogéniques et des limitations du cryostat. La description de ce cryostat a fait l'objet d'une présentation lors de la conférence ICEC 19 (19th Intern. Cryogenic Engineering Conference, Grenoble, France) en juillet 2002.

En vol, pour maintenir un vide convenable dans le cryostat, le dernier écran est tenu étanche grâce à une fenêtre en polypropylène transparente de quelques  $\mu\text{m}$  d'épaisseur de façon à accepter une différence de pression de 30 mbar au plafond. Une fenêtre plus épaisse serait capable de maintenir une différence de pression de 1 bar, mais risquerait d'élargir le lobe du télescope et d'augmenter l'énergie provenant des côtés. Pour éviter l'utilisation d'une telle fenêtre, une vanne tiroir fermée au sol s'ouvre une fois que la pression résiduelle extérieure est suffisamment faible ( $< 30$  mbars).

Pour les étalonnages au sol, nous utilisons une fenêtre en polyéthylène de 15 mm d'épaisseur qui vient se fixer sur la vanne tiroir. Après avoir réalisé un bon vide entre la fenêtre en polyéthylène et la vanne tiroir, nous pouvons ouvrir cette vanne sans risquer de détériorer la membrane fine située en dessous.

Dans ce chapitre, nous ferons une description du cryostat d'Archeops en insistant sur la particularité d'un cryostat embarqué. Nous ne parlerons ici que des spécificités du cryostat, la dilution et de l'échangeur ayant été discutés

en première partie. Nous examinerons les diverses puissances parasites qu'il faut minimiser et nous décrirons les performances réalisées en vol.

## 2.1 Le vase hélium et l'étage à 10 K

### 2.1.1 Le vase Hélium liquide

La première source de froid est obtenue grâce à un réservoir de 20 l d'hélium liquide. Une série d'écrans refroidis par les vapeurs le protège du rayonnement à 300 K (Figure 2.1).

A 40 Km d'altitude, la pression résiduelle n'est que de quelques millibars. Pour éviter que le vase ne se mette en dépression, un régulateur de pression à la respiration du vase maintient la pression intérieure à 1 bar.

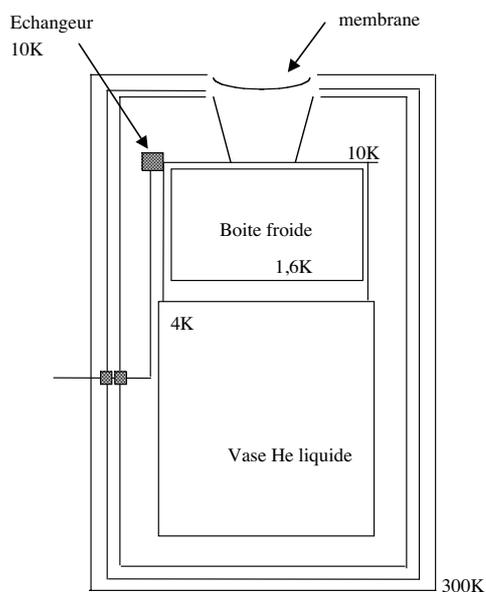


FIG. 2.1 – Schéma simplifié du cryostat, les vapeurs d'hélium provenant du vase refroidissent les écrans et l'optique froide à 10 K.

### 2.1.2 Le “10 K”

Les cônes d'entrée, qui sont en vue directe sur le ciel, sont maintenus sur une plaque refroidie à 10 K par les vapeurs d'hélium. Le rayonnement infrarouge proche arrivant sur les cônes induit une dissipation de chaleur importante (300 à 700 mW). Pour les maintenir à une température proche

de 10 K, un échangeur à ailettes parcouru par du gaz froid provenant du vase hélium est fixé sur la plaque de support des cônes.

### Un système entretenu

On comprendra facilement que la plaque trouve sa température d'équilibre en fonction de la puissance incidente : si la puissance arrivant sur les cônes augmente, l'hélium liquide chauffé par le rayonnement du 10 K se met à bouillir plus, le débit de gaz passant dans l'échangeur augmente et les cônes sont mieux refroidis. La température d'équilibre sera atteinte lorsqu'un régime stable se sera installé sur la circulation d'hélium<sup>1</sup>.

### Calcul de la température d'équilibre

Si l'on considère un échangeur parfait, une émissivité de l'écran de 0,05 et seulement la puissance arrivant sur les cornets (on néglige le rayonnement latéral de l'écran intermédiaire), on trouve que la température d'équilibre devrait être entre 5,7 K et 7 K. En vol, les cornets sont à une température de 7,5 K. Le calcul de la puissance parasite sur chaque étage du cryostat est fait dans le paragraphe 2.3.

#### 2.1.3 Le prérefroidissement

Afin de limiter les pertes par convection le cryostat est sous vide. Les débits que l'on peut faire circuler dans le circuit de dilution étant très faibles nous ne pouvons pas refroidir la dilution de 300 K à 4 K dans un temps raisonnable.

Pour accélérer la mise en froid du cryostat, nous utilisons un circuit de prérefroidissement constitué de deux capillaires dédiés à la mise en froid de l'instrument. Ces capillaires sont assemblés avec les capillaires de la dilution et suivent le même trajet. Le circuit de prérefroidissement ne contient pas de restriction de diamètre (provoqué par la JT sur le circuit de dilution) ce qui nous permet de passer un débit important d'hélium gazeux ( $0,174 \text{ l.s}^{-1}$ ) lorsque le cryostat est chaud.

La figure 2.2 présente une vue schématique du prérefroidissement. Ce circuit passe par une deuxième respiration du vase hélium. Pendant l'étape du

---

<sup>1</sup>Lors du transfert d'hélium liquide dans le vase, nous commençons par bloquer la circulation d'hélium dans l'échangeur à 10 K car au début du transfert nous faisons circuler du gaz chaud qui réchauffe beaucoup l'étage à 10 K. L'échauffement peut être tel que la puissance sur la boîte froide à 1,6 K devient trop importante pour maintenir cette température.

prérefroidissement nous maintenons un débit important dans la deuxième respiration du vase en transférant de l'hélium liquide dans le réservoir. Du gaz pressurisé à 40 bars est envoyé dans le circuit de prérefroidissement, il est refroidi par les vapeurs d'hélium sortant de la deuxième respiration. Du gaz froid monte ainsi jusqu'aux détecteurs. Le prérefroidissement nous permet d'atteindre une température entre 10 K et 5 K sur l'ensemble du cryostat en quelques heures.

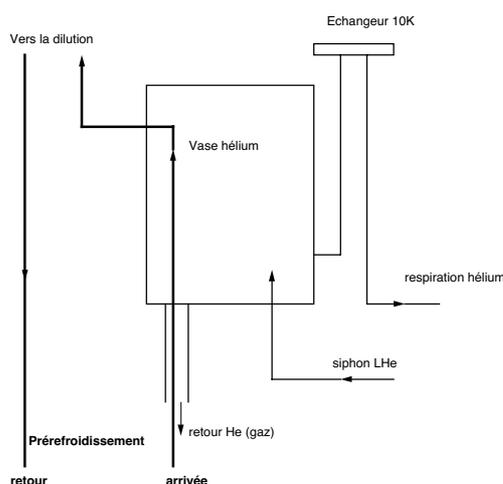


FIG. 2.2 – Schéma du circuit de prérefroidissement. Le gaz est refroidi par les vapeurs d'hélium froid avant de parvenir à l'étage de la dilution.

En dehors du prérefroidissement et du transfert d'hélium liquide dans le vase du cryostat, nous maintenons la deuxième respiration fermée de façon à limiter la consommation d'hélium liquide. La première respiration est celle de l'échangeur à 10 K. On comprendra facilement qu'en ne laissant que celui-là ouvert, tout le gaz provenant de l'ébullition de l'hélium liquide sera utilisé pour refroidir les cornets positionnés sur une plaque thermalisée à l'échangeur à 10 K.

Les courbes de la figure 2.3 montrent un refroidissement typique du cryostat d'archeops. Tous les étages sont représentés.

## 2.2 Circulation des gaz de la dilution

### 2.2.1 La régulation des débits $^3\text{He}$ et $^4\text{He}$

Le bon fonctionnement de la dilution est assuré lorsqu'elle est alimentée par un débit de  $18 \mu\text{mole.s}^{-1}$  d' $^4\text{He}$  et  $5 \mu\text{mole.s}^{-1}$  d' $^3\text{He}$ . Des petites fluc-

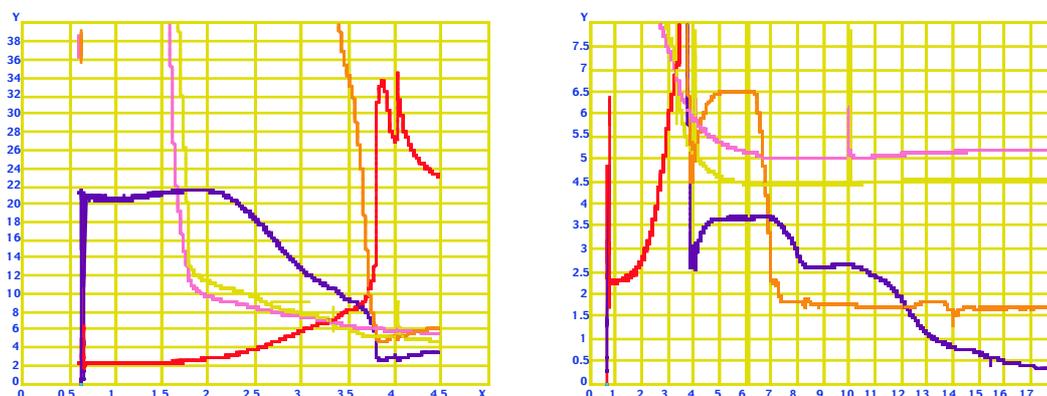


FIG. 2.3 – Courbes de température des étages d’Archeops pendant la mise en froid. En jaune, l’étage à 4 K du vase d’hélium liquide ; en rose, l’étage à 10 K des cornets ; en orange l’étage à 1,6 K ; en violet, l’étage de la dilution et en rouge la valeur de la résistance associée. L’axe des abscisses est en heures et l’axe des ordonnées en Kelvin.

tuations sont tolérées mais elles ne doivent pas dépasser les limites suivantes :

- débit d<sup>4</sup>He  $\geq 25 \mu\text{mol.s}^{-1}$
- le rapport  $\frac{\text{débit d}^{13}\text{He}}{\text{débit d}^{4}\text{He}} \geq 0,3$

Lors d’un premier vol à Kiruna (Suède), peu de temps après le décollage, le débitmètre d<sup>4</sup>He s’est ouvert complètement à cause d’un dysfonctionnement dû aux changements de température et de pression. Suite à cet incident nous avons pris la décision d’assurer la mesure des débits de trois façons différentes et de les contrôler à distance par le biais de l’ordinateur de bord.

La mesure du débit se fait donc des façons suivantes (Figure 2.4) :

- 1 Le débitmètre - régulateur fournit une mesure directe du débit
- 2 La mesure de pression aux bornes d’une impédance (capillaire de  $10 \mu\text{m}$  pour l<sup>3</sup>He et  $16 \mu\text{m}$  pour l<sup>4</sup>He ) donne un accès direct au débit par l’équation de perte de charge visqueuse (équation 2.1) :

$$\begin{aligned} \dot{V} &= \frac{L}{\phi^4} \Delta P \\ \dot{n} = P\dot{V} &= \frac{L}{\phi^4} \int P dP = \frac{L}{\phi^4} (P_2^2 - P_1^2) \end{aligned} \quad (2.1)$$

où  $L$  est la longueur ;  $\phi$  le diamètre du capillaire ;  $\dot{n}$  le débit et  $P_1$  et  $P_2$  les pressions aux bornes du capillaire.

Cette formule se traduit, dans des unités utiles par l’équation (2.2) [Paragina, 1997] applicable pour une circulation d’hélium. Le filtre en

amont du capillaire a pour but de filtrer les impuretés qui pourraient boucher le capillaire de l'impédance.

$$\phi(\mu\text{m}) = 128 \sqrt[4]{\frac{\text{longueur (m)} \times \text{débit (cm}^3\text{s}^{-1})}{P_2^2 - P_1^2}} \quad (2.2)$$

$\phi$  est le diamètre du capillaire et  $P_1$  et  $P_2$  les pressions aux bornes de l'impédance (en bars).

- 3** La mesure de la chute de pression dans la réserve  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  donne aussi une information directe sur le débit. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne devient précise qu'au bout de quelques dizaines de minutes.

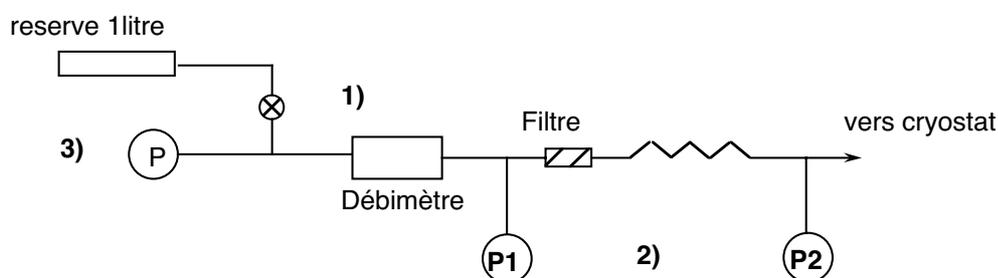


FIG. 2.4 – Schéma de principe pour mesurer de trois façons différentes le débit des gaz de la dilution.

A l'aide de l'ordinateur de bord il est possible de réguler le débit par le débitmètre en prenant comme consigne l'une ou l'autre des mesures du débit décrites ci-dessus. Si la mesure n'est pas assez rapide, le débitmètre oscille. La solution consiste à corriger la valeur indiquée par le débitmètre. De cette façon, on arrive à réguler avec une constante de temps de 10 à 30 seconde.

### 2.2.2 Récupération du mélange

Lors du fonctionnement au sol, le mélange  $^3\text{He}/^4\text{He}$  est aspiré par une pompe étanche loin du cryostat de façon à ne pas engendrer de vibrations sur l'instrument. Quand l'expérience fonctionne de façon autonome, le mélange est pompé par du charbon actif placé dans une enceinte étanche, elle-même placée dans le vase d'hélium liquide. Le volume de la réserve de charbon est de 1 litre.

Quand le cryostat se réchauffe, le charbon actif va dégazer l'hélium piégé. Pour que la pression ne monte pas de façon trop importante, une soupape tarée à 7 bars renvoie le mélange dans la bouteille d' $^3\text{He}$ . Nous pouvons ainsi

conserver jusqu'à 120 litres de mélange ; la réserve de charbon à été éprouvée à 60 bars.

### 2.2.3 L'échangeur 4 K - 0,1 K

En dehors des spécificités décrites précédemment, l'échangeur qui permet de passer de 4 K à 100 mK fonctionne de la même façon que celui de Planck. Il s'agit de trois capillaires formant un échangeur à contre courant qui thermalise les fils de mesure. Le filtre thermique décrit en deuxième partie est utilisé pour relier la plaque des bolomètres au point froid de la dilution.

## 2.3 Les puissances parasites

L'étude des puissances parasites est décomposée en deux parties. Dans un premier temps nous regarderons la puissance liée au cryostat lui même et dans un deuxième temps, nous étudierons la puissance liée au faisceau entrant par la fenêtre à travers l'optique froide. Les filtres optiques sont choisis pour ne pas laisser passer trop d'infra-rouge aux différents étages du cryostat.

### 2.3.1 Puissance hors fenêtre

#### Rayonnement

Le rayonnement thermique est formé d'ondes électromagnétiques qui s'étendent sur tout le spectre des longueurs d'onde. Les pertes thermiques par convection étant quasiment supprimées par l'utilisation du vide, le plus souvent ce sont les pertes par rayonnement qui domineront.

La loi de Stefan-Boltzmann décrit l'énergie rayonnée par unité de surface :

$$Q = \varepsilon\sigma T^4 \quad (2.3)$$

avec  $\varepsilon$  : émissivité  
 $\sigma$  :  $5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$  constante de Stefan-Boltzmann  
 $T$  : température du corps rayonnant (en K)

Si l'on ne considère pas la puissance de rayonnement à travers l'optique, la loi qui décrit l'énergie échangée entre deux surfaces à des températures différentes s'écrit :

$$Q_{1-2} = \varepsilon\sigma S (T_1^4 - T_2^4) \quad (2.4)$$

Où  $S$  est la surface d'échange entre les deux écrans aux températures  $T_1$  et  $T_2$ .

★ **Puissance sur l'étage 1,6 K**

Les deux points critiques pour assurer le bon fonctionnement de la chaîne cryogénique sont à 1,6 K et 100 mK. Considérons dans un premier temps la puissance arrivant sur la plaque à 1,6 K. Autour de l'écran à 1,6 K, est positionné l'écran des cornets à 10 K. Nous avons donc  $T_1=10$  K et  $T_2=1,6$  K,  $S$  est la surface moyenne entre la boîte à 10 K et celle à 1,6 K et  $\varepsilon$  est l'émissivité de l'aluminium que l'on prendra égale à 0,03. La puissance parasite que doit combler l'étage à 1,6 K est de :

$$Q_{10K-1,6K} = 26 \mu\text{W}$$

Cette puissance doit être absorbée par la puissance froide produite par la détente Joule Thomson.

★ **Puissance sur l'étage à 100 mK**

A 100 mK, la dilution voit un écran à 1,6 K. Si l'on ne tient pas compte de la puissance absorbée par les détecteurs, la puissance reçue par l'étage à 100 mK est ( $\varepsilon=0,03$ ) :

$$Q_{1,6K-100mK} = \varepsilon\sigma ST_2^4 = 1,6 \text{ nW}$$

★ **Puissance sur l'étage à 10 K**

A 10 K, l'ouverture de la fenêtre d'entrée est beaucoup plus grande que l'ouverture des cônes. Grâce à une plaque trouée en aluminium thermalisée à l'étage 10 K, nous diminuons la section qui est en vue directe avec le 10 K en ne gardant que l'ouverture des cônes. L'efficacité de cette pièce détermine la consommation d'hélium liquide du cryostat, un des facteurs limitant pour la durée de l'expérience. La puissance de rayonnement vient principalement de la fenêtre d'entrée, elle est calculée dans le paragraphe 2.3.2.

## Conduction

La conduction va se faire soit par des tubes de support en Inox soit par les fils de Kevlar qui supportent le plan focal.

★ **Vers l'étage à 1,6 K**

La puissance parasite par conduction se fait par les tubes supports entre l'étage à 4 K et l'étage à 1,6 K. Pour minimiser les apports de

chaleur aux étages plus froids, des tubes longs et fins sont choisis. Afin d'assurer la tenue mécanique de l'ensemble, les pieds de maintien de la boîte à 1,6 K sont des trapèzes en Inox de 60  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Ils sont positionnés en trois points symétriques pour maintenir la boîte à 1,6 K. La puissance arrivant sur l'étage à 1,6 K peut être estimée à :

$$Q_{cond_{10K-1,6K}} = \frac{s}{l} \int_{T_1}^{T_2} k dT \quad (2.5)$$

- où  $T_1$  : Température de la plaque de maintien des pieds à 4 K  
 $T_2$  : Température de la boîte à 1,6 K  
 $s$  : Section du tube =  $6 \times 2 \mu\text{m}^2$   
 $l$  : Longueur du tube 8,9 cm  
 $k$  : conduction de l'inox entre 1,6 et 4 K  
 $k = 0,1067 T \quad \text{WK}^{-1}\text{m}^{-1}$  [Paragina, 1997]

$$Q_{cond_{10K-1,6K}} = 114 \mu\text{W}$$

#### ★ Vers l'étage à 100 mK

Pour assurer la tenue mécanique et l'alignement de la plaque des bolomètres, des fils de Kevlar sont utilisés. La conduction dans les fils de Kevlar va apporter peu de puissance sur la plaque des bolomètres. En utilisant une loi du type (2.5) et avec :

- $T_1$  : Température de la boîte à 1,6 K  
 $T_2$  : Température de la plaque des bolomètres à 100 mK  
 $s$  : Section de 12 fils de Kevlar  
 4 axes sur trois points du plan focal  
 avec des fils de 0,0615 mm<sup>2</sup> de section  
 $l$  : Longueur des fils 5,5 cm  
 $k$  : conduction du Kevlar entre 1,6 K et 100 mK  
 $k = (3,9 \pm 0,2) \times 10^{-5} T^{1,17 \pm 0,04} \quad \text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$   
 [Ventura et al., 2000]

On calcule la puissance parasite arrivant sur la dilution :

$$Q_{cond_{1,6K-100mK}} = 5,6 \text{ nW}$$

## Conclusion

Nous avons vu qu'avant même de prendre des mesures, le cryostat doit combler de la puissance parasite. Sur la JT (étage à 1,6 K), elle est de l'ordre

de  $100 \mu\text{W}$  (dominée par la conduction dans les tubes). Sur l'étage à 100 mK les calculs montrent une puissance de quelques nW.

### 2.3.2 Puissance due au rayonnement optique par la fenêtre d'entrée

#### L'optique froide

La figure 2.5 donne une vue en coupe de l'optique froide aux différents points froids du cryostat. A chaque étage une série de filtres limite la quantité d'énergie qui va passer à l'étage plus froid. Le reste de l'énergie est soit réfléchi, soit absorbé par l'étage cryogénique.

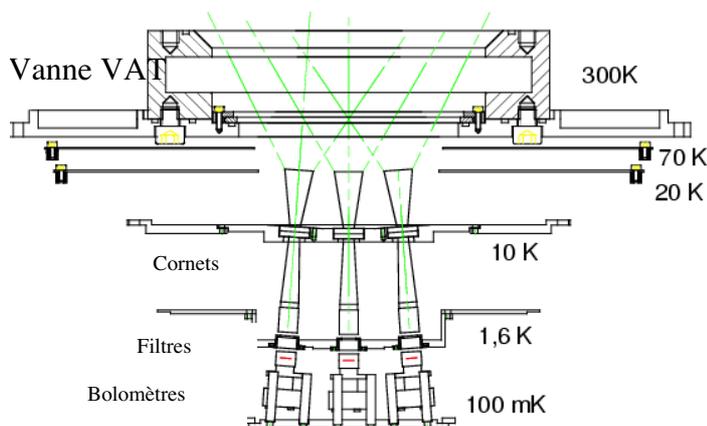


FIG. 2.5 – Schéma de l'optique froide dans le cryostat. A chaque étage une puissance importante doit être absorbée par le cryostat

#### Calcul de la puissance à 10 K

Elle se calcule, en fonction de la configuration, grâce à la mesure de la consommation d'hélium liquide et de la température par l'équation suivante :

$$Q = \dot{n}C_{\text{He}}T \quad (2.6)$$

- Vanne fermée  $\sim 400 \text{ mW}$
- Vanne ouverte au sol  $\sim 500 \text{ mW}$
- Vanne ouverte en vol  $\sim 250 \text{ mW}$

Les pertes sont dues au rayonnement par la fenêtre et à la conduction dans les supports entre 4 K et l'écran intermédiaire. Pour les trois configurations

dans lesquelles on utilise le cryostat, on peut calculer la puissance arrivant sur les cônes par rayonnement :

En vol, on consommera donc moins d'hélium liquide et l'optique sera plus froide.

### Calcul de la puissance à 1,6 K

La température d'équilibre ne change pas en fonction de la configuration. On peut donc en déduire que les pertes dominantes se font par radiation de l'étage à 10 K et non par le rayonnement qui passe à travers l'optique.

### Calcul de la puissance déposée sur le bolomètre

Le bolomètre reçoit la puissance du ciel qui passe à travers une série de filtres. On peut mesurer la transmission globale de chaque détecteur en prenant en compte les filtres à 10 K, à 1,6 K et à 100 mK. La transmission est de 0,3.

On se place dans le cas où,  $h\nu \ll kT$  et où l'on peut écrire l'équation de Planck sous la forme :

$$W = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{2\nu^2 k_B T}{c^2} d\nu = \frac{2 k_B T}{3 c^2} (\nu_2^3 - \nu_1^3) \quad (2.7)$$

où,  $[\nu_2, \nu_1]$  est la bande passante du filtre,  $T$  la température du rayonnement,  $k_B$  la constante de Boltzman, et  $c$  la vitesse de la lumière.

La puissance absorbée par le bolomètre est :

$$P = S\Omega \times T_r \times W \quad (2.8)$$

où,  $S\Omega = \lambda^2$  à la limite de diffraction (avec  $S$  la surface du détecteur,  $\Omega$  l'angle solide et  $\lambda$  la longueur d'onde) et  $T_r$  la transmission. Pour les bolomètres d'Archeops, avec une transmission de 0,3 et une largeur de bande de plus ou moins 15% on trouve une puissance de :

$$P_{bolo} \sim 3 \text{ pW}$$

Cette puissance est négligeable par rapport à toutes les autres puissances parasites que doit compenser le cryostat.

### 2.3.3 Les autres sources de puissance parasite

Ici nous n'avons tenu compte que des puissances parasites "classiques" quantifiables, qui sont les puissances dominantes et incontournables si l'on a pris soin de limiter les autres puissances parasites, à savoir :

- La décomposition du tritium présent dans l' $^3\text{He}$  peut lui aussi être source de chaleur. La concentration en Tritium est inférieure à 0,8 ppt, cela correspond à une puissance dégagée de 0,003 nW.
- La conduction par les fils de mesure est inévitable mais limitée par une thermalisation optimisée tout au long de l'échangeur. Les fils de mesure servent de tenue mécanique à l'échangeur 1,6 K - 100 mK.
- Les vibrations mécaniques peuvent réchauffer de façon importante le cryostat. Lors du fonctionnement au sol, nous prenons soin d'éloigner les pompes et compresseurs. En vol, il n'y a plus de vibration mécanique. La rotation de la nacelle est assurée par un moteur couple placé suffisamment loin pour que les vibrations soient amorties par la nacelle. Sur le pas de tir, il est nécessaire de limiter la circulation de véhicules autour de la nacelle et d'assurer un décollage le plus "doux" possible.

Toutes ces précautions étant prises, la puissance parasite dominante à 100 mK est celle provenant du ciel à travers l'optique froide.

## 2.4 Performances

L'instrument Archeops a volé 5 fois (y compris 2 vols interrompus<sup>2</sup>), la chaîne cryogénique a fonctionné de façon nominale pour trois de ces vols<sup>3</sup>. Nous ne présenterons ici que les résultats du dernier vol (février 2002, Suède). Pendant ce vol, la température du plan focal a été maintenue entre 100 et 90 mK. Le tableau 2.1 donne un récapitulatif du déroulement du vol, ici nous nous concentrerons que sur les aspects cryogéniques de la mission.

Le cryostat a fonctionné de façon autonome pendant toute la durée. Nous avons pu modifier les débits de la dilution pour optimiser l'utilisation des réserves (Figure 2.6). Le débit était régulé par sa mesure aux extrémités de l'impédance. Au cours de la mission nous avons eu la possibilité de changer les débits :

- Les diminuer en début de mission afin de prolonger le temps de vie de la dilution.
- Les augmenter au lever du jour pour compenser la charge thermique supplémentaire due au soleil.

---

<sup>2</sup>Le premier vol a été interrompu à cause du dysfonctionnement d'un débitmètre lors de la première campagne à Kiruna. Le deuxième vol fut interrompu à cause du mauvais fonctionnement du clapet du ballon. Le clapet a été ouvert en fin de montée pour compenser la descente du ballon, inévitable lors de la transition jour - nuit, et ce clapet est resté coincé dans la position ouverte, il n'était alors plus possible d'enrayer la descente du ballon.

<sup>3</sup>Lors du premier vol à Trapani, le cryostat a fonctionné à une température de 112 mK à cause d'une fuite sur le circuit de la dilution.

Vol du 7 février 2002	
durée	21h30 de vol dont 19 au plafond avec 12h30 de nuit
altitude	34,9 km au plafond
débit d <sup>3</sup> He	7 $\mu\text{mol.s}^{-1}$
débit d <sup>4</sup> He	24 $\mu\text{mol.s}^{-1}$
La dilution	entre 200 et 82 mK
Le plan focal	entre 100 et 90 mK
L'étage à 10 K	entre 7,5 et 11 K
L'étage à 1,6 K	1,67 K

TAB. 2.1 – Récapitulatif des performances de la chaîne cryogénique lors du dernier vol scientifique d'Archeops, le 7 février 2002.

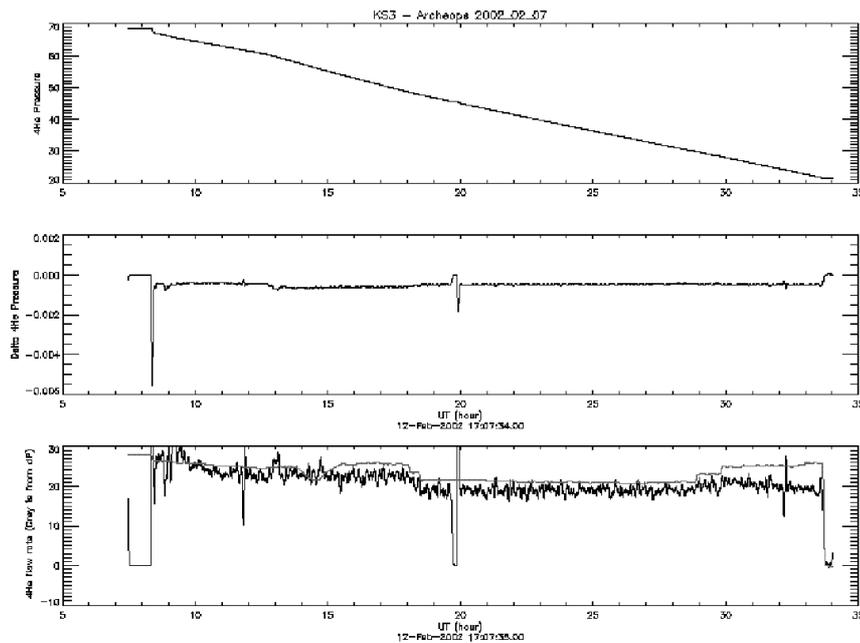


FIG. 2.6 – Débit d<sup>4</sup>He pendant la durée du vol. En haut la pression dans la réserve (en bars), au milieu la pression à l'entrée du cryostat (en bar) et en bas le débit donné par la consigne (en foncé) et le débit mesuré (en clair) en  $\mu\text{mol.s}^{-1}$ . Ce sont les mêmes types de courbes pour le débit d<sup>3</sup>He .

Le point froid du cryostat est resté en dessous de 100 mK pendant toute la mission sauf au décollage : les secousses provoquées par le décrochement des ballons auxiliaires ont entraîné une remontée à 200 mK. A l'ouverture de la vanne tiroir devant la fenêtre d'entrée, la dilution s'est à nouveau réchauffée pendant une courte durée. La température minimale atteinte par l'étage de la dilution fut ensuite de 82,2 mK<sup>4</sup>. Le plan focal par contre est resté en dessous des 100 mK à l'ouverture de la vanne tiroir grâce au filtre thermique qui a amorti les fluctuations de la dilution. La température minimale atteinte par le plan focal fut de 90 mK en fin de vol. L'étage des cornets (10 K) est descendu à 7,5 K à l'ouverture de la vanne, le rayonnement sur les cornets est passé de 100 K (la vanne fermée réfléchissant l'étage à 10 K) à une plus faible température (l'émission infra-rouge atmosphérique et le rayonnement du 3 K). Au lever du soleil les cornets ont été chauffés et leur température est montée à 11 K. La température de la JT est restée stable, nous avons compensé les fluctuations de la puissance provenant de l'étage à 10 K en jouant sur les débits. La figure 2.7 montre les températures des différents étages au cours du vol. Les pics dans la température de la dilution indiquent les points clefs du déroulement du lancement (premier pic : déplacement de la nacelle sur le pas de tir, deuxième pic : décollage, et troisième pic : ouverture de la vanne). On peut remarquer qu'à l'ouverture de la vanne, la température de l'étage à 10 K est descendue à 7,5 K.

La figure 2.8 montre la température du plan focal stabilisée par le filtrage thermique.

---

<sup>4</sup>C'est la température la plus basse atteinte avec le cryostat d'Archeops et un plan focal complet.

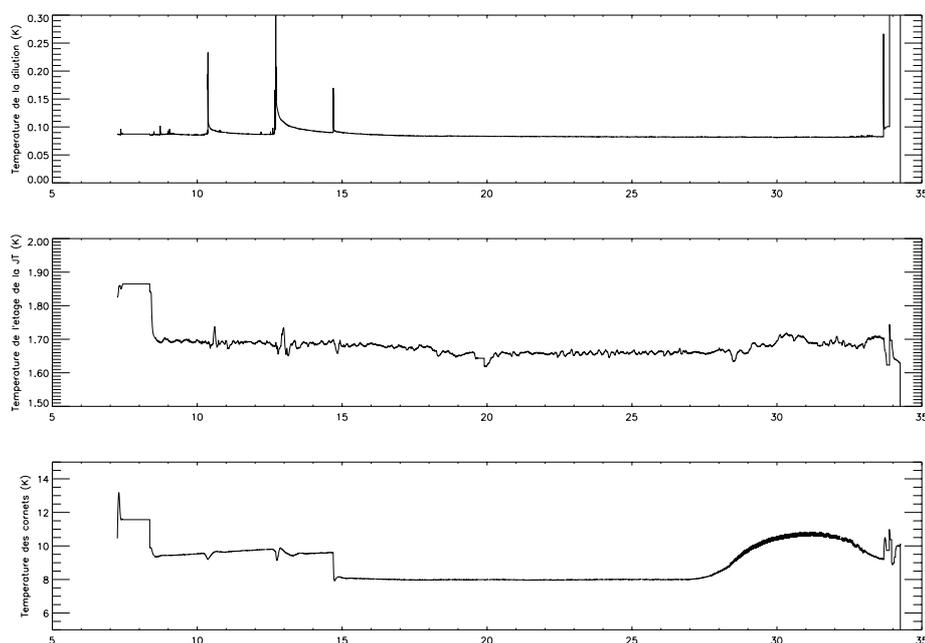


FIG. 2.7 – Évolution de la température des étages cryogéniques au cours du vol. En haut la température de la dilution, au milieu la température de la JT et en bas la température des cornets (en Kelvin). L'échelle des abscisses est en heure universelle. La bosse sur la température du 10 K entre 27 et 34 heures correspond au jour.

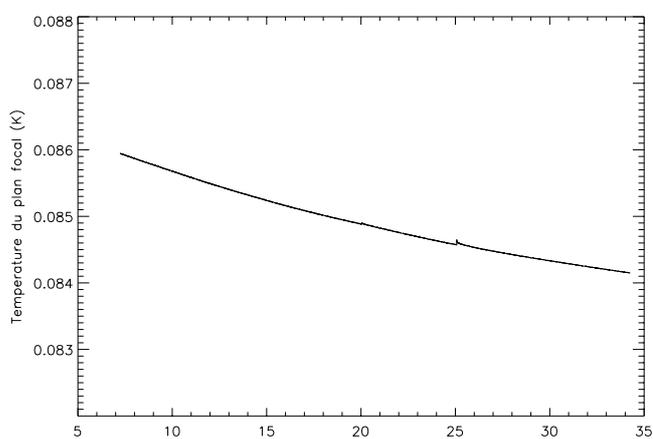


FIG. 2.8 – Température du plan focal au cours du vol. La température absolue n'est pas exacte (à cause d'erreur d'étalonnage), par contre la précision de quelques  $\mu\text{K}$  en relatif est assez bonne. L'échelle des abscisses est en heure universelle.



# Chapitre 3

## Les bolomètres

Les performances de l'instrument sont imposées par : la résolution angulaire définie par le miroir et l'optique froide, la couverture du ciel et le signal sur bruit pour chaque bolomètre. Le miroir et l'optique étant définis préalablement et la couverture du ciel ne dépendant que de la durée du vol, nous ne pouvons pas intervenir sur ces paramètres. Par contre, le bolomètre et sa chaîne de mesure peuvent être optimisés. Pour cela, nous avons étudié le fonctionnement du bolomètre grâce à un modèle simple. L'étude du comportement du bolomètre dans différentes configurations (puissance incidente, température et courant de polarisation) nous a permis de prédire sa réponse en fonction de diverses conditions de vol. Les conditions en vol sont mal connues et ne peuvent être facilement reproduites au sol. La recherche des réglages optimaux ne peut donc pas se faire avant le décollage. C'est au moyen d'une modélisation du système que nous avons pu le faire pendant le vol.

Les bolomètres d'Archeops sont fournis par Caltech (California Institute of Technology)/JPL (Jet Propulsion Laboratory) (États-Unis). Nous sommes chargés de les étalonner pour connaître leur réponse dans différentes configurations et dans le but de participer à leur amélioration. Ce sont les mêmes types de bolomètres qui seront utilisés pour la mission Planck/HFI (sauf pour les bolomètres polarisés qui utilisent une nouvelle technique où deux grilles dans un même boîtier sont placées l'une par dessus l'autre pour sélectionner l'une ou l'autre des polarisations).

## 3.1 Généralités

### 3.1.1 Historique

En 1881, Langley développe le premier bolomètre [Langley, 1881] capable de mesurer des fluctuations de température aussi faibles que le  $0,00001^\circ\text{C}$ . Avec l'utilisation de plus en plus courante de l'hélium liquide vers 1940, les premiers bolomètres supraconducteurs en Ta, développés par M. Andrews font leur apparition. D'autres substrats sont utilisés par la suite : le carbone en 1959 et le germanium dopé en 1961. C'est en 1974 qu'apparaissent les premiers détecteurs où l'absorption est indépendante de la longueur d'onde. Il a fallu attendre 1984 pour disposer des bolomètres "tout intégrés" (absorbeur et thermomètre) en silicium [Downey, 1984].

Ils sont aujourd'hui utilisés dans une grande gamme de longueurs d'onde (du mm à  $100\ \mu\text{m}$ ). Dans le domaine qui nous intéresse (de 143 à 545 GHz) ce sont les détecteurs les plus performants pour des mesures en continu avec une sensibilité de  $10^{-17}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

### 3.1.2 Principe de fonctionnement

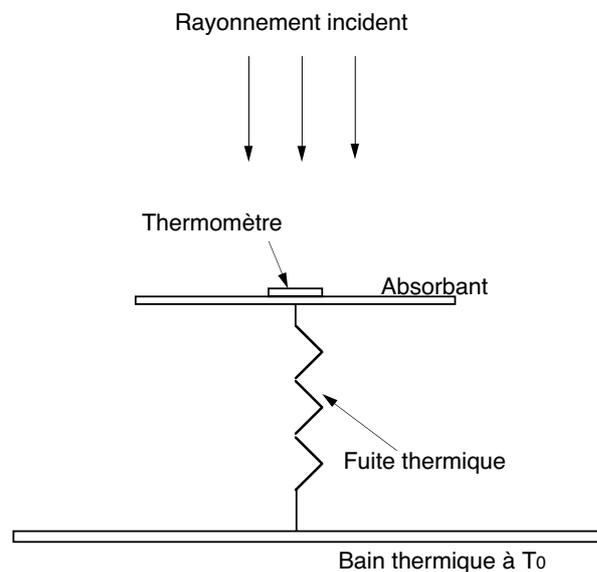


FIG. 3.1 – Schéma de principe d'un bolomètre. La température du bolomètre est légèrement supérieure à la température du bain thermique à  $T_0$ .

Les bolomètres peuvent fonctionner, soit sur des impulsions d'énergie, soit avec un flux continu de rayonnement incident (ce qui est le cas pour les

bolomètres d'Archeops). Le bolomètre évacue le flux de chaleur à travers une fuite thermique reliée à un bain cryogénique à la température  $T_0$  (figure 3.1).

Le rayonnement incident, une onde électromagnétique de quelques centaines de GHz, est absorbé par une couche conductrice en or qui chauffe le bolomètre.

Pour que le bolomètre réponde rapidement à une faible variation d'énergie sa capacité calorifique doit être très faible (de l'ordre de  $0,4 \text{ pJK}^{-1}$  pour les bolomètres utilisés dans l'expérience Archeops). Le thermomètre doit aussi répondre à des critères stricts sur sa capacité calorifique, son temps de réponse et son bruit.

La fuite thermique, de conductance  $G(T)$  est dimensionnée par rapport au rayonnement incident et à la température du bain thermique. Elle va définir la température propre du bolomètre.

### 3.1.3 Couplage avec le rayonnement

Pour garder une faible capacité calorifique les bolomètres sont de petite taille. Le rayonnement est donc concentré soit par un cône du type Winston (optique classique) soit par un cornet éventuellement corrugué (optique gaussienne) monomode ou multimode comme c'est le cas pour les détecteurs d'Archeops. Un nouveau type de cornets a été développé pour Archeops et Planck/HFI de façon à coupler optiquement le bolomètre avec un faisceau gaussien quasi-parfait [Maffei et al., 2000]. Ces cornets sont conçus pour respecter la condition de limite de diffraction :  $A\Omega > \lambda^2$  où  $A$  est la surface de détection,  $\Omega$  l'angle solide et  $\lambda$  la longueur d'onde observée.

Les cônes d'Archeops sélectionnent tous les faisceaux qui sont en vue directe. Les rayons provenant d'une autre direction sont renvoyés vers l'entrée. Les corrugations permettent d'améliorer les performances dans une bande de fréquence donnée.

### 3.1.4 Spécificité des bolomètres d'Archeops

Pour les bolomètres d'Archeops (tableau 3.1), le schéma classique est conservé mais son absorbeur est original. En effet, la forme en toile d'araignée permet de couper les longueurs d'ondes plus courtes, responsables d'une grande partie du bruit de fond. Si la longueur d'onde est supérieure à la taille moyenne de la maille, le rayonnement verra l'absorbeur comme une surface pleine. Pour les longueurs d'onde plus faibles, le rayonnement passera à travers sans interaction. La toile est en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  métallisée de façon à absorber le rayonnement.

Ces bolomètres présentent beaucoup d'avantages par rapport aux bolomètres "classiques" :

- La taille de la maille est adaptée à la longueur d'onde.
- La faible section efficace limite l'interaction avec les particules de haute énergie (cosmiques).
- Sa faible masse fait que ses fréquences mécaniques de résonance sont élevées, ce qui les rend moins sensibles aux vibrations.

Caractéristiques techniques	
absorbant	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>
épaisseur	1 μm
largeur	5 μm
diamètre total de la toile	5 mm
nombre de bras (⇔ fuite thermique)	8 ou 16 de 1 mm de long
thermomètre	germanium

TAB. 3.1 – Caractéristiques techniques des bolomètres utilisés pour l'instrument Archeops : bolomètres "spider web" [Torre, 1999].

### 3.1.5 Limitations des bolomètres

Pour se rapprocher du bolomètre idéal, il va falloir faire un compromis entre sa faible capacité calorifique et sa capacité à absorber le rayonnement.

#### Limitation sur la capacité calorifique

- Une première limitation se fait sur la taille du bolomètre. Sa surface doit respecter la condition de limite de diffraction de façon à être "capable" d'absorber au moins une longueur d'onde.
- Le choix du matériau utilisé se fera sur sa température de Debye (plus  $\theta_d$  est grand, plus la capacité calorifique (C) est petite à basse température).

#### Limitation sur l'efficacité d'absorption

La capacité du bolomètre à absorber le rayonnement va dépendre de la façon dont le champ électromagnétique de l'onde incidente excite les électrons qui vont chauffer le bolomètre.

- Il faut augmenter la surface du détecteur (ce qui va à l'encontre d'une faible capacité calorifique).
- La résistivité électrique doit être faible.

Les bolomètres d'Archeops sont conçus de façon à avoir le meilleur compromis entre la masse et la sensibilité. Aujourd'hui, seul le laboratoire de Cal-Tech aux Etats-Unis fabrique des bolomètres fonctionnant à 100 mK avec une telle sensibilité ( $\sim 10^{-17}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ) et une faible constante de temps ( $\sim 5$  ms)<sup>1</sup>.

## 3.2 Modélisation d'un bolomètre

Cette section a été inspirée de l'étude complète des bolomètres qui a été faite dans l'ouvrage : "Detection of light : From the ultraviolet to the submillimeter" de G. H. Reike [Reike, 1994].

### 3.2.1 Les puissances en jeux

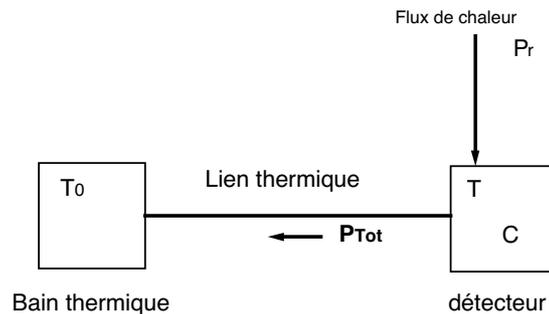


FIG. 3.2 – Modèle thermique du bolomètre

Pour illustrer les propriétés thermiques du bolomètre et pour définir les variables de référence, nous utiliserons le schéma simplifié de la figure 3.2. Avant de résoudre les équations du bolomètre nous discuterons des différentes puissances à considérer.

#### ★ La puissance de rayonnement : $P_r$

La puissance de rayonnement est définie comme étant tout ce qui est émissif et qui passe à travers les différents filtres (optique, miroir, atmosphère, ozone). Elle contient le signal utile (Le CMB et ses fluc-

<sup>1</sup>Les constantes de temps des bolomètres d'Archeops sont complexes, elles peuvent être relativement importantes à cause d'impuretés sur le "waffer" ayant servi à réaliser la toile.

tuations) ainsi que des signaux parasites. Elle pourra être considérée comme une puissance constante à laquelle s'ajoute une puissance variable dans le temps.

★ **La puissance dissipée par effet Joule :  $P_J$**

Cette puissance existe à partir du moment où l'on cherche à mesurer le bolomètre. Elle a pour expression :

$$P_J = R(T)I^2 \quad (3.1)$$

La résistance du thermomètre du bolomètre dépend de la température. Ce sont en général des semi-conducteurs dopés. La relation entre la résistance et la température a donc pour expression :

$$R = R_\infty \exp\left(\frac{T_r}{T}\right)^a \quad (3.2)$$

où  $R_\infty$ ,  $T_r$  et  $a$  sont définis expérimentalement (voir paragraphe 3.3). Par la suite nous utiliserons pour caractériser le thermomètre du bolomètre le coefficient de température de la résistance du bolomètre,  $\alpha$  :

$$\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (3.3)$$

**La mesure du bolomètre<sup>2</sup>** va se faire en mesurant la différence de potentiel à ses bornes lorsqu'il est parcouru par un courant constant (figure 3.3). Les spécificités de la mesure des bolomètres d'Archeops sont présentées dans le paragraphe 4.1.

En général, le réglage du courant est réalisé grâce à une résistance de polarisation qui doit être très grande devant la résistance du bolomètre. Pour des raisons de minimisation du bruit, la source de courant des bolomètres d'Archeops est réalisée grâce à une capacité de polarisation. La différence de potentiel aux bornes du bolomètre donne directement accès à la valeur de sa résistance et donc à sa température.

Le fait de mesurer le bolomètre va nous apporter une puissance supplémentaire : la puissance dissipée dans le bolomètre par effet Joule.

**La contre réaction thermique** est due au fait que la résistance du bolomètre dépend de la température ; lorsqu'on le mesure, on le chauffe

---

<sup>2</sup>Par abus de langage nous parlerons de "mesurer le bolomètre" alors qu'il s'agit plus exactement de "mesurer la résistance du thermomètre du bolomètre".

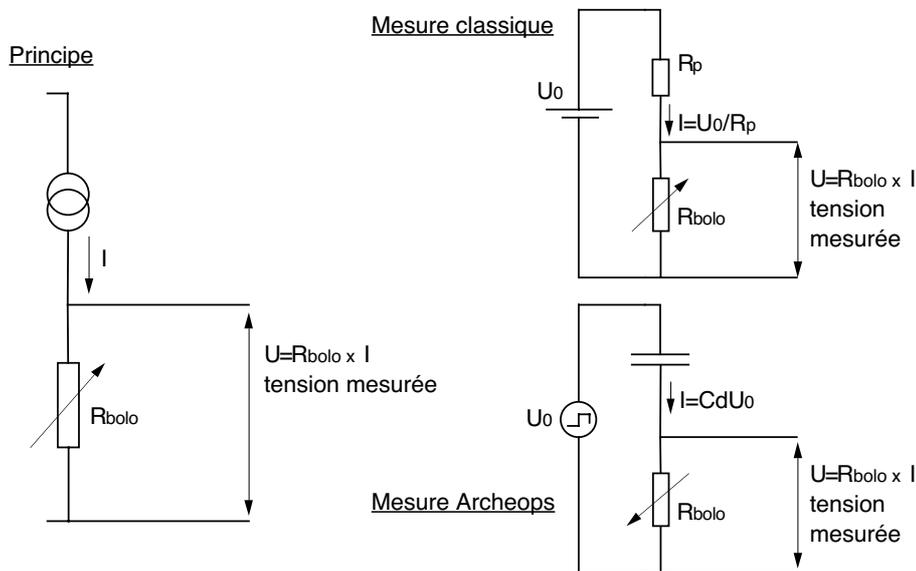


FIG. 3.3 – Schéma de principe de la chaîne de lecture bolométrique. Pour les bolomètres d'Archeops, la source de courant est réalisée par une capacité de polarisation

par effet Joule. Si la puissance de rayonnement augmente, le bolomètre chauffe et sa résistance diminue. Dans ce cas, pour un courant fixé, la puissance dissipée par effet Joule diminue elle aussi ; ce qui contribue au refroidissement du bolomètre. La figure 3.4 schématise ce phénomène.

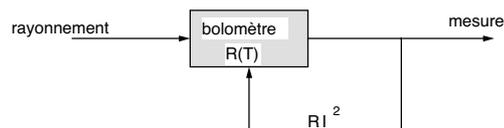


FIG. 3.4 – Schéma de la contre réaction thermique sur le bolomètre.

Un équilibre sera atteint entre le bolomètre et le bain cryogénique pour un courant et une puissance incidente fixés.

★ **La puissance de conduction à travers la fuite thermique :  $P_{Tot}$**

Le bolomètre est relié au bain thermique de température  $T_0$  par un lien de conductance  $G$  ( $WK^{-1}$ ) qui définit la quantité de chaleur que peut évacuer le bolomètre. Il reçoit une puissance constante  $P_{Tot}$  qui va le chauffer à la température :  $T = T_0 + dT$ . On peut écrire l'expression

du lien thermique :

$$P_{Tot} = \int_{T_0}^T G(T) dT \quad (3.4)$$

Il faut considérer que la valeur de la conductivité thermique entre le bolomètre à la température  $T$  et le bain cryogénique à la température  $T_0$  est fonction de la température selon une loi de puissance :

$$k(T) = k_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\beta-1} \quad (3.5)$$

ou

$$G(T) = g \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\beta-1} \quad (3.6)$$

Si l'on reprend l'équation (3.4), on comprendra que la conductance est elle aussi variable entre  $T_0$  et  $T$  [Sudiwala et al., 2002]. Il en découle l'équation fondamentale du bolomètre :

$$P_{Tot} = g \left( \left( \frac{T}{T_b} \right)^\beta - \left( \frac{T_0}{T_b} \right)^\beta \right) \quad (3.7)$$

$T_b$  est une température arbitraire proche de la température du bain que l'on prendra égale à 0,1 K pour caractériser les bolomètres d'Archeops.

#### ★ L'effet de la capacité calorifique du détecteur : $P_c$

Le bolomètre possède une certaine capacité calorifique qui décrit la quantité d'énergie qu'il peut emmagasiner. La puissance échangée lorsque la température varie s'écrit :

$$P_c = C \frac{dT}{dt} \quad (3.8)$$

Où  $C$  est la capacité calorifique du bolomètre en  $\text{JK}^{-1}$ .

### 3.2.2 L'équation du bolomètre

Toutes les puissances décrites ci-dessus sont en équilibre :

$$P_r + P_J - P_{Tot} - P_c = 0 \quad (3.9)$$

A l'équilibre  $P_c=0$ , et on écrira alors l'équation du bolomètre :

$$P_{Tot} = P_r + P_J \quad (3.10)$$

$$g \left( \left( \frac{T}{T_b} \right)^\beta - \left( \frac{T_0}{T_b} \right)^\beta \right) = P_r + P_J \quad (3.11)$$

L'équation (3.11) va nous permettre de déterminer la puissance de rayonnement connaissant la température (par la loi  $R(T)$ ) du bolomètre.

A l'équilibre, la puissance qui chauffe le bolomètre est égale à la puissance de refroidissement produite par le cryostat à travers la fuite thermique (équation (3.11)).

Pour mesurer le bolomètre, le compromis est le suivant :

- Il faut suffisamment de courant pour avoir une grande variation de tension aux bornes du bolomètre. Plus le courant est important plus la sensibilité sera grande.
- Il faut que la puissance dissipée par effet joule ( $\propto I^2$ ) ne soit pas trop grande par rapport à la puissance de rayonnement.

Nous allons donc jouer en permanence sur ces deux phénomènes de façon à optimiser le fonctionnement du bolomètre.

### 3.2.3 La fonction de transfert

Pour calculer la fonction de transfert nous avons besoin de séparer le signal en une partie continue (constante) et une partie variable. Les composantes de l'équation (3.11) vont s'écrire de la façon suivante :

- $P_r \rightarrow P_r + q(t)$  avec  $q(t) = q_0 e^{-i\omega t}$  la partie variable du rayonnement incident.
- $R \rightarrow R(1 + \alpha \frac{dT}{T})$  avec  $\frac{dR}{R} = \alpha \frac{dT}{T}$  où  $\alpha$  est le coefficient de température de la résistance du bolomètre, il va caractériser ses performances.
- $P_J \rightarrow R(1 + \alpha \frac{dT}{T}) \times I^2$
- $P_c$  reste le même car sa partie continue est nulle.  $C \frac{dT}{dt} = 0$ .
- $P_{Tot} \rightarrow P_{Tot} + \frac{dP_{Tot}}{dT} dT$  avec  $\frac{dP_{Tot}}{dT} dT = G_d dT$  où  $G_d$  est la conductance dynamique.

L'équation (3.9) devient alors :

$$P_{Tot} + G_d dT + C \frac{dT}{dt} = P_r + q(t) + R(1 + \alpha \frac{dT}{T}) \times I^2 \quad (3.12)$$

Si l'on ne garde que la partie variable dans l'équation elle devient :

$$G_d dT + C \frac{dT}{dt} = q(t) + R\alpha \frac{dT}{T} \times I^2 \quad (3.13)$$

L'expression de la puissance variable incidente s'écrit alors :

$$q(t) = dT(G_d - \alpha \frac{RI^2}{T}) + C \frac{d}{dt} dT \quad (3.14)$$

En posant  $G_d - \alpha \frac{RI^2}{T} = G_e$  : conductance thermique effective, on retrouve une équation simple de transfert thermique et  $\frac{RI^2}{T}$  est la conductance effective de contre-réaction thermique due au courant de mesure.

En passant dans l'espace des fréquences, on détermine la fonction de transfert du bolomètre :

$$Q(w) = G_e \Delta(w) + jwC \Delta(w) \quad (3.15)$$

$$\Delta(w) = \frac{Q(w)}{G_e + jCw} \quad (3.16)$$

$$\frac{\Delta(w)}{Q(w)} = \frac{1}{G_e(1 + j\tau_e w)} \quad (3.17)$$

et  $\tau_e$  est la constante de temps effective du bolomètre

$$\tau_e = \frac{C}{G_e} = \frac{C}{G_d - \alpha \frac{RI^2}{T}} \quad (3.18)$$

### 3.2.4 Sensibilité

#### Sensibilité théorique

La valeur mesurée sur le bolomètre étant une tension et la grandeur à mesurer étant une puissance, la sensibilité du bolomètre est définie par le rapport de la tension alternative produite et de la variation de puissance à l'entrée.

La fonction de réponse (ou sensibilité) du bolomètre s'écrit :

$$S(w) = \frac{U(w)}{Q(w)} \quad (3.19)$$

d'après l'équation (3.3) et la loi d'Ohm

$$U(w) = R(w)I = \alpha \frac{RI}{T} \Delta(w) \quad (3.20)$$

d'où :

$$S(w) = \frac{\alpha \frac{RI}{T}}{G_e(1 + j\tau_e w)} \quad (3.21)$$

La sensibilité du bolomètre pour une fréquence ( $\omega$ ) est le module de la fonction de réponse :

$$|S(w)| = \frac{S_0}{\sqrt{1 + \tau_e^2 w^2}} \quad \text{et} \quad S_0 = \frac{\alpha \frac{RI}{T}}{G_e} \quad \text{en} \quad (VW^{-1}) \quad (3.22)$$

On peut alors écrire que

$$S_0 = \frac{1}{I} \frac{G_{th}}{G_e} \quad (3.23)$$

où  $S_0$  est la sensibilité à la fréquence à laquelle on travaille et  $G_{th} = \alpha \frac{RI^2}{T}$  est la conductance effective de contre-réaction thermique. On aura toujours  $\frac{G_{th}}{G_e}$  de l'ordre de 1 et donc :

$$S_0 \simeq \frac{1}{I} \quad (3.24)$$

La sensibilité du bolomètre est inversement proportionnelle au courant de polarisation.

### Sensibilité expérimentale

La sensibilité, ou réponse d'un bolomètre, définie en  $V/W$ , va être déterminée expérimentalement en mesurant la courbe  $V(I)$  du détecteur.

Si l'on considère le cas simple où la température du bain  $T_0$  et la puissance incidente sont constantes, la seule puissance variable, qui modifie le comportement du bolomètre, est la puissance dissipée par effet Joule lorsque le bolomètre est parcouru par un courant  $I$ . La caractéristique  $V(I)$  du détecteur donne donc accès à la fonction de réponse du détecteur [Torre, 1992].

On cherche à déterminer l'expression de la sensibilité avec des valeurs mesurables ( $R$ ,  $I$ ,  $V$  et  $Z = \frac{dV}{dI}$ ).

On peut écrire :

$$\frac{dR}{dP_{Tot}} = \frac{dR}{dI} \frac{dI}{dP_{Tot}} = \frac{Z - R}{I^2(Z + R)} \quad (3.25)$$

et

$$\frac{dP_{Tot}}{dR} = \frac{d(VI + P_r)}{\frac{1}{I}dV} = I^2 + I \frac{dP_r}{dV} \quad (3.26)$$

en considérant le courant de polarisation  $I$  comme constant.

En combinant (3.25) et (3.26) on retrouve l'expression de la sensibilité électrique :

$$S_e = \frac{Z - R}{2RI} \quad (3.27)$$

C'est en mesurant la variation de ce paramètre en fonction de  $I$  que l'on déterminera la valeur du courant optimale pour maximiser la sensibilité (pour les conditions de  $T_0$  et  $P_r$  de la courbe  $V(I)$ ).

## Temps de réponse du bolomètre

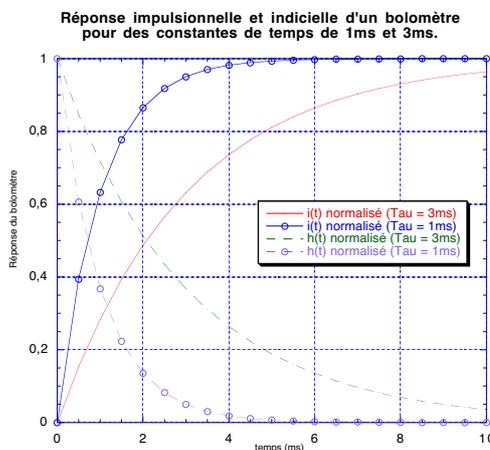


FIG. 3.5 – Réponse indicelle ( $i(t)$ ) et impulsionnelle ( $h(t)$ ) du bolomètre pour  $\tau_e=1$  ms et pour  $\tau_e=3$  ms.

Pour que le bolomètre atteigne au plus vite son état d'équilibre il faut que sa constante de temps soit la plus faible possible. La figure 3.5 montre l'importance du temps de réponse sur la réponse impulsionnelle ( $i(t)$ ) et indicelle ( $h(t)$ ).

## 3.3 Étalonnage au sol

L'étalonnage se fait en deux parties :

- une première analyse des bolomètres “aveugles”<sup>3</sup> va nous permettre de les caractériser sans tenir compte du rayonnement incident,
- une deuxième analyse se fait en envoyant un flux contrôlé sur les bolomètres.

### 3.3.1 Caractérisation des bolomètres “aveugles”

Dans un premier temps nous cherchons la loi  $R(T)$  du bolomètre (voir équation (3.2)). Pour permettre la reproductibilité des mesures et pour n'avoir que l'effet du bain thermique à prendre en compte, cette détermination se fait sur les bolomètres aveugles.

<sup>3</sup>Un bolomètre “aveugle” est un bolomètre que ne voit que sa propre température. Son premier cône à 100 mK est bouché grâce à un scotch en aluminium (étanche à la lumière). Il n'est donc pas sensible aux variations de rayonnement incident.

### Dispositif expérimental

Les bolomètres et les thermomètres sont placés dans le cryostat d'Archeops, si possible à la position prévue pour le vol. Les effets de gradient de température dans la plaque de cuivre qui soutient les bolomètres pouvant être importants, il est nécessaire de garder une distance à peu près constante entre le bolomètre et le thermomètre de référence.

Pour différentes valeurs de la température du bain nous mesurons la courbe  $V(I)$  de chaque bolomètre, représentée par la courbe de la figure 3.6.

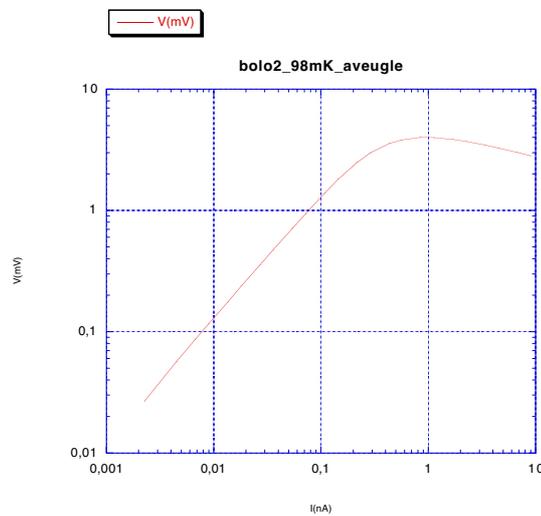


FIG. 3.6 – Courbe  $V(I)$  typique d'un bolomètre aveugle

### La courbe $V(I)$

Trois zones sont à distinguer :

- Une zone ohmique aux faibles courants où le bolomètre réagit comme une simple résistance et où le courant est suffisamment faible pour que la dissipation par effet joule ne réchauffe pas le bolomètre.
- Une zone où la dissipation par effet joule commence à être comparable à la puissance parasite que reçoit le bolomètre. La courbe arrive à son maximum.
- Une zone où la tension diminue lorsque le courant augmente. La résistance du bolomètre devient donc plus faible. Le bolomètre est en train d'être réchauffé par son courant de polarisation.

La courbe  $V(I)$  donne les premières informations sur le comportement du bolomètre. Son courant optimal, par exemple, dans les conditions de puissance de rayonnement nul se situe juste avant la cassure de la courbe. C'est le courant maximum que le bolomètre peut recevoir sans être dominé par le réchauffement dû à l'effet Joule. Une étude plus poussée permet de calculer le courant optimum en considérant le bruit du bolomètre et les puissances qu'il recevra en vol (voir chapitre 4).

La loi  $R(T)$  est déterminée en mesurant la température du bain grâce à des thermomètres très sensibles réalisés au CSNSM (Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectroscopie de Masse, Orsay) par Louis Dumoulin et en mesurant la résistance sur la partie ohmique de la courbe  $V(I)$ . Les mesures des courbes  $V(I)$  pour tous les bolomètres nous permettent de connaître les coefficients  $a$ ,  $T_r$  et  $R_\infty$  de l'équation (3.2).

### 3.3.2 Photométrie

L'étude photométrique des bolomètres est réalisée en envoyant une puissance contrôlée sur les détecteurs. En mesurant les différentes courbes  $V(I)$  pour des puissances incidentes différentes (en maintenant la température du bain cryogénique constante) nous pourrions déterminer tous les paramètres du bolomètre. L'objectif est de connaître sa sensibilité (en  $VW^{-1}$ ) par rapport à une variation de flux incident.

#### Dispositif expérimental

La réalisation d'une puissance de fond variable peut se faire de deux façons différentes :

- soit en utilisant un filtre à densité neutre,
- soit en utilisant un contre-cryostat d'étalonnage.

Le filtre à densité neutre est un atténuateur de puissance. Il permet de sélectionner un certain pourcentage de la puissance pour n'en transmettre qu'une faible partie. La limitation de ce type de méthode est que le filtre ne doit pas être émissif. Il est donc placé à l'intérieur du cryostat de façon à être refroidi. L'inconvénient de cette méthode est qu'il faut ouvrir le cryostat chaque fois que l'on veut changer de puissance incidente.

Pour ces raisons nous avons choisi de réaliser une charge variable grâce à un contre-cryostat placé à l'extérieur, comme le montre la figure 3.7. Le cryostat d'étalonnage a été réalisé par le Collège de France (Paris). Il s'agit d'un corps noir refroidi à 6 K grâce à un vase d'hélium liquide. L'objectif étant de se rapprocher des conditions de vol (où les bolomètres verront un

fond à 3 K). Une résistance chauffante thermalisée avec le corps noir permet de faire fluctuer sa température entre 6 K et 300 K.

Ce type de mesure possède aussi des limitations importantes. La température minimale que nous avons atteinte était de 6 K alors que 4 K aurait été plus proche des conditions de vol. Cela est sûrement dû à de la puissance parasite qui arrive par la vanne tiroir, sur les cotés du cône. De plus nous connaissons assez mal la température des écrans et donc nous ne maîtrisons pas parfaitement la puissance qui arrive sur les bolomètres. Ce n'est gênant que si l'on cherche à faire des mesures absolues, mais pour comparer différentes configurations de l'optique d'Archeops, la méthode est suffisante.

### Détermination des caractéristiques du bolomètre

En étudiant le changement de comportement de la courbe  $V(I)$  du bolomètre pour différentes températures du corps noir, nous avons toute l'information pour déterminer les coefficients de l'équation du bolomètre (équation (3.7))  $g$  et  $\beta$ . Les courbes sur la figure 3.8 montrent le changement de comportement du bolomètre pour deux puissances de rayonnement différentes.

## 3.4 Analyse de la réponse du bolomètre

En utilisant les paramètres du bolomètre (déterminés expérimentalement) et les équations (3.2), (3.7) et (3.11) nous pouvons décrire le comportement du bolomètre dans différentes situations de rayonnement incident et de température du bain. Nous allons chercher à déterminer la puissance du ciel et la sensibilité du bolomètre.

Toutes les courbes qui suivent sont données pour des valeurs typiques des paramètres des bolomètres d'Archeops qui sont répertoriées dans le tableau 3.2.

### 3.4.1 Détermination de la puissance du ciel

A chaque instant il est possible de déterminer la puissance du ciel connaissant la résistance  $R$  du bolomètre et sa loi  $R(T)$ . Si on reprend l'équation (3.11)

$$P_{Tot} = g \left( \left( \frac{T}{T_b} \right)^\beta - \left( \frac{T_0}{T_b} \right)^\beta \right) = P_r + RI^2 \quad (3.28)$$

La puissance du ciel (ou la quantité d'énergie provenant du ciel, absorbée par le bolomètre) est donc directement déterminée par :

Paramètres	valeur typique	variation mesurée
$R_\infty$	90 $\Omega$	20 à 250 $\Omega$
$T_r$	15 K	10 à 20 K
$a$	0,5	0,5
$\beta$	2,3	1,6 à 2,8
$G$	3 pW	1,6 à 2,8 pW
$I$ courant de polarisation	0,5 nA	0,5 à 1 nA

TAB. 3.2 – Valeurs typiques des paramètres des bolomètres d’Archeops. Il existe une dispersion importante entre les valeurs mesurées sur différents détecteurs comme le montre la troisième colonne.

$$P_r = g \left( \left( \frac{T}{T_b} \right)^\beta - \left( \frac{T_0}{T_b} \right)^\beta \right) - RI^2 \quad (3.29)$$

où  $T$ ,  $R$  et  $I$  sont mesurés.

### 3.4.2 Détermination de la sensibilité instantanée

La détermination de la réponse instantanée du bolomètre se fait en dérivant la puissance totale absorbée par le bolomètre par rapport à la température du bolomètre. En effet, une fluctuation de puissance incidente va engendrer une fluctuation de la température du bolomètre ; par contre la température du bain cryogénique reste constante. Nous considérons aussi que le courant de polarisation est fixé.

$$\begin{aligned} dP_r &= dP_{Tot} - dP_J \\ dP_r &= g \left( \frac{T}{T_b} \right)^{\beta-1} \beta \frac{1}{T_b} dT - I^2 dR \end{aligned} \quad (3.30)$$

La valeur mesurable de ce phénomène est la variation de la tension aux bornes du bolomètre. Nous cherchons donc l’expression de  $dV$  en fonction de paramètres connus. Si l’on reprend l’équation (3.3), on peut écrire que :

$$\begin{aligned} dR &= \alpha \frac{R}{T} dT \\ dV &= \alpha \frac{R}{T} I dT \\ &= \alpha \frac{V}{T} dT \end{aligned} \quad (3.31)$$

Le rapport entre l’équation (3.30) et (3.31) donne l’expression de la réponse du bolomètre en fonction de ses paramètres et des valeurs mesurables :  $V$ ,  $I$  et  $T$ .

$$S = \frac{dV}{dP_r} = \frac{\frac{\alpha}{T}V}{g\left(\frac{T}{T_b}\right)^{\beta-1} \beta \frac{1}{T_b} - IV \frac{\alpha}{T}} \quad (3.32)$$

où  $S$  est la sensibilité du bolomètre qui est donc connue à chaque instant.

### 3.4.3 Comportement du bolomètre en fonction de la température du bain cryogénique

La courbe de la sensibilité du bolomètre en fonction de la température du bain  $T_0$  pour une puissance incidente constante montre l'intérêt de diminuer au maximum la température du bain (figure 3.9).

Pour gagner en sensibilité il y aura tout intérêt à diminuer la température du cryostat. La prise en compte du bruit du bolomètre nous amènera à déterminer une température optimale. Car plus le bain cryogénique est froid, plus l'impédance du bolomètre est élevée ce qui augmente considérablement son bruit. Ce problème sera traité dans le chapitre 4.

### 3.4.4 Comportement du bolomètre en fonction de la puissance incidente

Il est intéressant de regarder l'évolution de la sensibilité du bolomètre lorsque la puissance qu'il reçoit varie (voir figure 3.10). Lorsque le bolomètre reçoit une puissance trop importante sa sensibilité chute car il est "écrasé" par la puissance incidente. Pour améliorer la sensibilité aux puissances plus élevées il faudrait augmenter le courant de polarisation.

## 3.5 *Étalonnage sur des données prises lors des vols scientifiques*

Le modèle du bolomètre a ses limites. Il nous permet d'avoir une idée de son comportement pendant le vol et d'ajuster le courant de polarisation de façon efficace. Un étalonnage dans les conditions de vol est néanmoins nécessaire. Pour ce faire nous utilisons trois sources connues : le Dipole<sup>4</sup>, la Galaxie et Jupiter.

---

<sup>4</sup>Pour le Dipole cosmologique tout se passe comme si le ciel avait une partie chaude et une partie froide. Ceci est dû à notre déplacement dans le repère cosmologique (effet Doppler). Lorsque l'on regarde "derrière", on s'éloigne, d'où un décalage vers le rouge. Lorsque l'on regarde "devant", l'univers s'éloigne moins vite d'où un décalage vers le bleu.

### 3.5.1 Étalonnage sur le Dipole

Le Dipole est une source millimétrique très bien connue pour les longueurs d'ondes auxquelles nous observons. Il nous permet de faire un étalonnage très précis sur les bolomètres observant à 143 GHz et à 217 GHz. De plus, étant intrinsèquement lié au CMB, il nous permet d'étalonner directement sur l'observable que l'on veut mesurer.

#### Les points forts pour un étalonnage sur le Dipole

- Le dipole est une source étendue (sur tout le ciel), nous n'avons donc pas besoin de tenir compte de la constante de temps du bolomètre.
- Il varie peu ( $\simeq 3$  mK crête à crête) sur un tour et est présent pendant tout le vol. Un étalonnage sur le dipole en début et en fin de vol nous donne accès au changement de sensibilité des détecteurs produit par la descente en température du plan focal.

#### Les points faibles pour un étalonnage sur le Dipole

Le Dipole cosmologique est un signal qui apparaît à la fréquence de rotation de la nacelle, tout comme un certain nombre de signaux parasites. Pour étalonner correctement les bolomètres il est donc indispensable de supprimer tout les effets systématiques présents à la fréquence de rotation.

L'étalonnage sur le dipole sera donc traité en même temps que les signaux parasites à basse fréquence (voir chapitre 5).

### 3.5.2 Étalonnage sur la Galaxie et Jupiter

L'étalonnage sur la Galaxie sera traité comme le Dipole à la différence que celle-ci est moins bien connue aux longueurs d'onde qui nous intéressent. Par contre, elle est présente à toutes les longueurs d'onde et nous permettra d'étalonner les bolomètres à 353 GHz et 545 GHz.

Jupiter est une source ponctuelle qui fait intervenir de façon forte la constante de temps du bolomètre car nous passons sur Jupiter très rapidement. L'étalonnage en est d'autant plus difficile. L'observation de Jupiter (et de Saturne lors du deuxième vol scientifique) a d'autres utilités importantes :

- Le passage successif sur plusieurs cercles nous permet de définir le lobe de chaque détecteur dans les conditions de vol<sup>5</sup>. La résolution angulaire

---

<sup>5</sup>Lors de la mesure au sol, nous avons observé un lobe avec un piédestal. Nous avons supposé qu'il provenait de la fenêtre en polyéthylène que l'on met devant la fenêtre d'entrée du cryostat de façon à maintenir au dessus de la membrane le vide pendant les mesures au sol. La mesure des lobes en vol nous a permis de conforter cette hypothèse.

de l'instrument est mesurée autour de 9 minute d'arc. Les résultats obtenus sur la mesure du lobe avec Jupiter sont présentés dans le chapitre 6.

- L'observation de Jupiter nous permet de reconstruire les coordonnées de chaque détecteur par rapport au senseur stellaire. Le pointage déterminé par le senseur stellaire nous permet de faire des cartes du ciel et de comparer, voir, de combiner les données des différents détecteurs lorsqu'ils visent au même endroit (et non au même instant).

## 3.6 Conclusion

Nous avons approfondi le fonctionnement des bolomètres et la façon de les caractériser dans le but de prédire leur fonctionnement en vol. Dans les chapitres suivants nous verrons comment le bruit intervient dans l'optimisation du fonctionnement du bolomètre, et nous terminerons par l'analyse des données de vol.

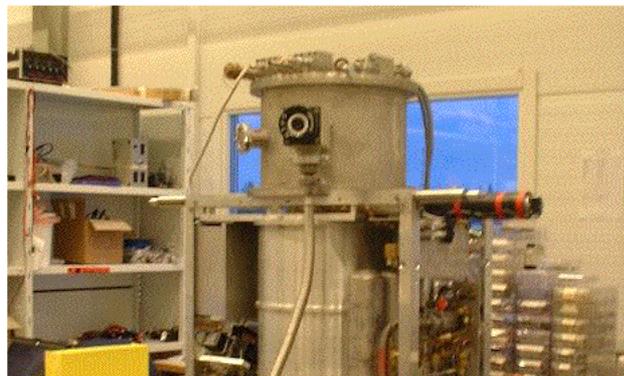
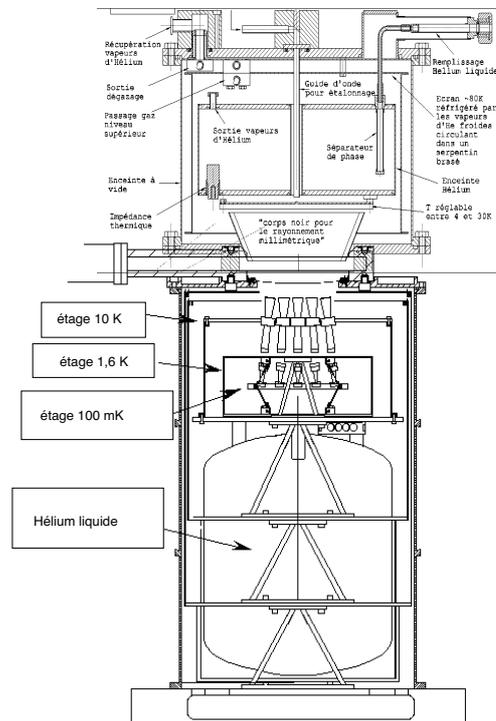


FIG. 3.7 – Le cryostat d'étalonnage est placé sur le cryostat Archeops. Le corps noir froid est en vue directe des détecteurs. En haut, une vue schématique du cryostat d'étalonnage en position sur le cryostat d'Archeops [Vanel, 1999].

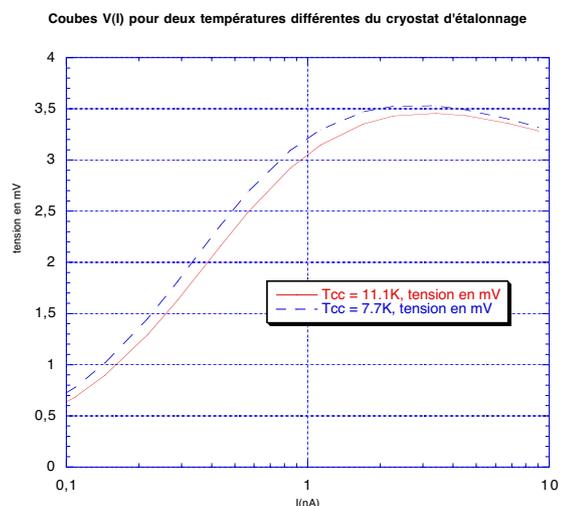


FIG. 3.8 – Courbes  $V(I)$  pour deux températures différentes du cryostat d'étalonnage. La courbe en pointillés correspond à une puissance de rayonnement plus faible (impédance plus grande du bolomètre ce qui signifie qu'il est plus froid). La courbe en traits pleins correspond à une puissance incidente plus importante (l'impédance du bolomètre est plus faible, donc le bolomètre est plus chaud).

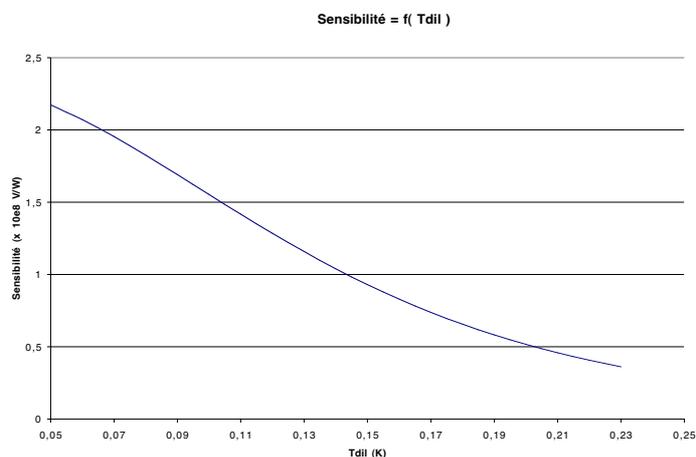


FIG. 3.9 – Sensibilité du bolomètre en fonction de la température du bain cryogénique. La courbe est tracée pour une puissance incidente constante de 5 pW. La sensibilité est calculée de façon à toujours avoir le courant optimal tel que  $P_r = P_J$ .

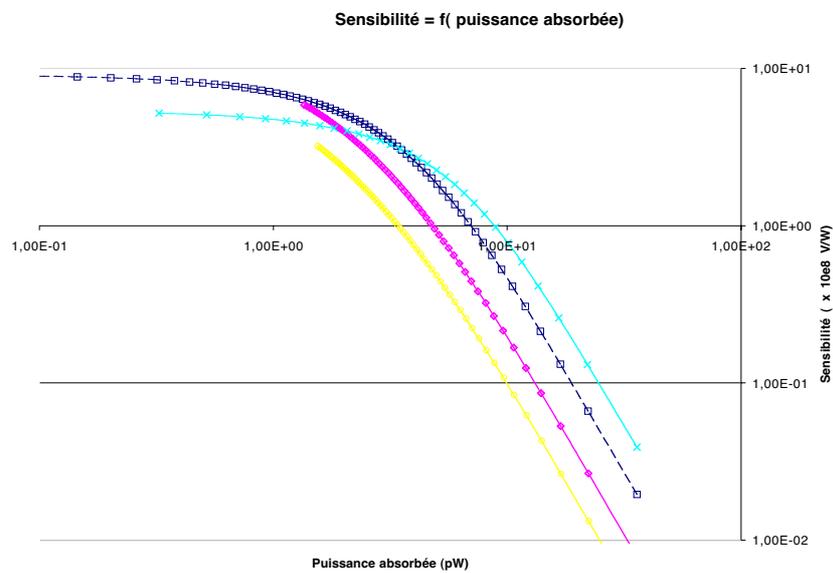


FIG. 3.10 – Sensibilité du bolomètre en fonction de la puissance incidente. Ces courbes sont faites en considérant un plan focal ( $T_0$ ) à 100 mK. Elles montrent que pour optimiser le fonctionnement du bolomètre, la valeur du courant de polarisation que l'on va choisir dépend fortement de la puissance que le bolomètre va absorber.

# Chapitre 4

## Étude du bruit et électronique de mesure

Dans le chapitre précédent nous avons vu le principe de la mesure des bolomètres. Dans ce chapitre nous approfondirons la description de la méthode de mesure afin de comprendre les phénomènes de bruit que nous allons chercher à minimiser. Limiter le bruit mesuré sur les détecteurs (en dehors des signaux parasites provenant du ciel que nous verrons dans le chapitre 5), fut une contrainte permanente. Nous verrons comment certaines modifications nous ont permis d'améliorer la qualité du signal entre le premier et le deuxième vol scientifique.

Après une description du système de mesure, nous examinerons les différents bruits présents dans les mesures que nous analyserons dans le cadre des deux vols scientifiques d'Archeops.

### 4.1 L'électronique de mesure

Développée pour l'expérience Diabolo [Désert et al., 1998] puis reprise pour le satellite Planck, l'électronique d'Archeops est spécialement adaptée aux mesures bolométriques pour des instruments faisant des balayages rapides du ciel. L'électronique devra respecter des critères de rapidité (à cause de la stratégie d'observation) et de bruit (car le signal à détecter est très faible (quelques pW)).

#### 4.1.1 Description générale

Le système de mesure utilisé pour Archeops a été développé pour le satellite Planck [Gaertner, 1997], [Gaertner et al., 1997b]. Il peut être décomposé

en trois parties :

- La mesure aux bornes du détecteur et l’amplification à basse température.
- Les amplificateurs et convertisseurs à 300 K : la BEBO (Boîte Electronique pour la mesure de BOLomètres).
- La gestion du signal par l’ordinateur de bord.
- L’ordinateur de contrôle au sol qui reçoit les informations de l’ordinateur de bord et qui peut lui envoyer des commandes.

La tension de chaque détecteur à 100 mK est mesurée avec deux fils. Le signal passe ensuite dans un “préamplificateur à 4 K” où il est modulé et mesuré de façon judicieuse comme décrit dans le paragraphe 4.1.2. Le signal une fois transformé arrive à la BEBO où il est à nouveau amplifié avant d’être converti numériquement [Gaertner et al., 1997a]. L’information des 36 voies de mesure (24 bolomètres, 1 bolomètre aveugle, 7 thermomètres mesurés comme des bolomètres et 4 thermomètres mesurés sans préamplification à 4 K) est gérée par l’ordinateur de bord.

### 4.1.2 Le préamplificateur à 4 K

La mesure est réalisée à l’aide du circuit décrit par la figure 4.1. L’originalité du système de lecture d’Archeops découle de la méthode de mesure choisie utilisant deux FET montés en amplificateur différentiel. Le système est totalement symétrique pour optimiser la réjection de signal en mode commun. Le préamplificateur froid se présente sous la forme d’une petite boîte en cuivre contenant 4 voies de mesure. Pour chaque voie il y a deux capacités de polarisation afin de fixer le courant de mesure et deux JFET (Jonction Field Effect Transistor) pour amplifier le signal. Chaque JFET est sélectionné pour ne pas avoir un bruit supérieur à  $6 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Les JFET sont à une température d’environ 100 K. Ils sont chauffés grâce à la dissipation par effet Joule produite par la mesure. En effet, à 4 K (là où est fixée la boîte) les JFET ne fonctionnent plus. Afin de “relancer” la mesure si le préamplificateur s’est refroidi, il est possible de le chauffer grâce à une résistance de  $500 \Omega$ .

Le schéma de la figure 4.1 montre la mesure en pont et la modulation du signal.

### 4.1.3 La BEBO

La BEBO est couplée au préamplificateur froid, elle crée le signal de modulation<sup>1</sup>. La BEBO génère aussi un signal de référence ( $V_{ref}$ ) qui est

---

<sup>1</sup>Une des raisons pour laquelle on module le signal est pour que la puissance dissipée dans le bolomètre soit constante, afin d’éviter les effets complexes de non linéarité du

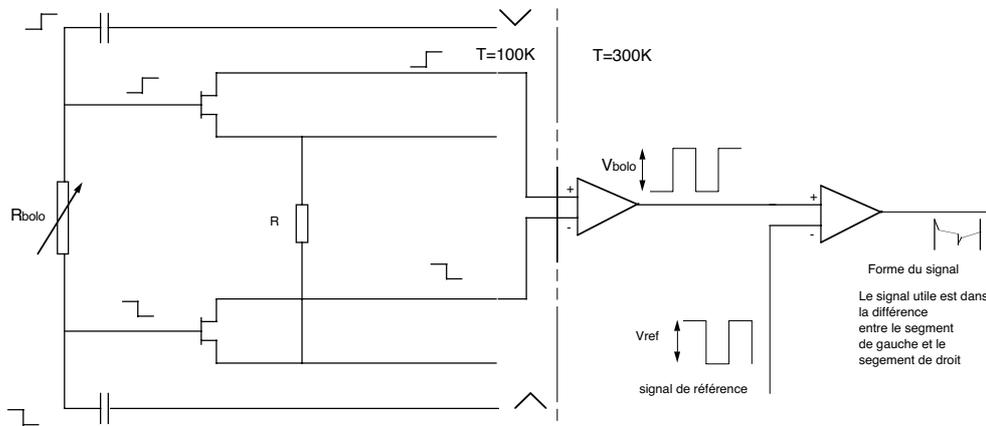


FIG. 4.1 – Schéma de principe de la mesure du bolomètre.

soustrait au signal du bolomètre ( $V_{bolo}$ ). On obtient ainsi un signal de sortie de faible amplitude.

Tous les points du signal carré sortant du dernier amplificateur sont numérisés à la fréquence de  $39 \times 152 = 5,9$  kHz, c'est la fréquence de numérisation. Il y a 39 points par demie-période de modulation. L'EPLD (Erasable Programmable Logical Device) calcule la moyenne des 39 points pour chaque demie-période, cela constitue le signal brut de sortie. Nous avons donc deux points par période de modulation.

L'EPLD envoie ensuite à l'ordinateur de bord, les données brutes pour tous les bolomètres en même temps et la période entière ( $2 \times 39$  points) pour un bolomètre à la fois. Chaque bolomètre est transmis l'un après l'autre.

Le schéma de la figure 4.2, résume le processus jusqu'à l'obtention de la courbe sur l'ordinateur de contrôle.

#### 4.1.4 L'ordinateur de bord, l'ordinateur de contrôle et le filtrage

L'ordinateur de bord permet à l'expérience de fonctionner de façon autonome<sup>2</sup>, en cas de déséquilibre trop important, il peut réajuster le tension de référence. Normalement, nous travaillons avec une amplitude de modulation (le courant) et une tension de référence constante. La mesure correspond à l'écart par rapport à la tension de référence.

---

bolomètre

<sup>2</sup>Lors du vol technique à Trapani, la télémétrie n'était utilisable que pour les premières heures de vol.

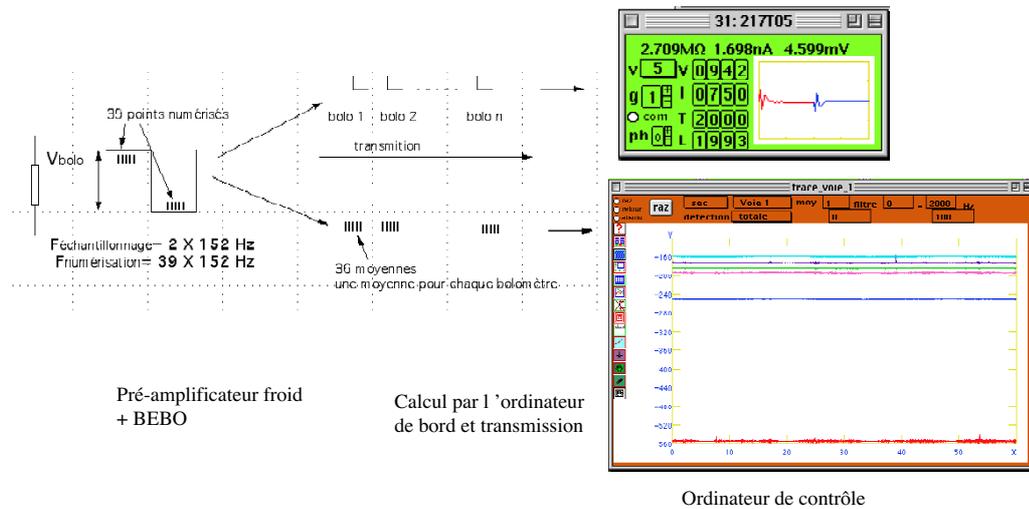


FIG. 4.2 – Transmission des données Archeops, de la mesure du bolomètre à l'ordinateur de contrôle.

L'ordinateur de bord envoie les données par un signal de télémetrie bi-phase [Benoit et al., 2002a] à l'ordinateur de contrôle au sol qui peut lui envoyer des commandes.

### Le filtrage

Pour faire la détection synchrone, on multiplie par -1 un échantillon sur deux à partir des données brutes (on a deux points par période). La valeur absolue de chaque point correspond à l'amplitude du signal du bolomètre. La moyenne glissante sur deux points, permet de faire un premier filtrage (à la fréquence de modulation) de façon à éliminer le bruit basse fréquence (bruit en  $\frac{1}{f}$ ) de l'électronique [Gaertner and Giard, 1996]. Pour l'analyse a posteriori, les données brutes sont reprises de façon à utiliser des filtres mieux adaptés qui permettent de garder des fréquences jusqu'à 50 Hz.

### L'ordinateur de contrôle

En utilisant le programme Archediab<sup>3</sup> spécialement développé pour mesurer des bolomères (il a d'abord été développé pour l'expérience Diabolo puis adapté à Archeops), il est possible de modifier en temps réel le courant dans les détecteurs. Il a été conçu aussi bien pour les étalonnages au sol que

<sup>3</sup>Archediab est le programme d'acquisition utilisé pour l'instrument Archeops. Il a été écrit par Alain Benoit en langage C et utilise la bibliothèque MANIP développée au CRTBT par Alain Benoit et Laurent Puech.

pour l'utilisation pendant le vol. Il nous permet de faire des courbes  $V(I)$  automatiques et des spectres du signal en temps réel. Toutes les vérifications que l'on pourra faire pendant le vol, le seront par le biais de ce programme.

#### 4.1.5 La fréquence d'échantillonnage

La fréquence d'échantillonnage est différente de celle de numérisation (qui doit être beaucoup plus importante afin de pouvoir filtrer sans perdre d'information). La fréquence d'échantillonnage est égale à la fréquence de modulation.

Archeops balaie le ciel à la vitesse de 2 tours par minute à une élévation de  $41^\circ$  soit une vitesse angulaire de  $2 \times (2\pi \sin(41^\circ)) = 2 \times 4,12 \text{ rad} = 472^\circ$  par minute.

Le lobe de l'instrument, défini comme la largeur à mi-hauteur de la réponse angulaire, est de 9 minutes d'arc. Pour respecter le théorème de Nyquist et prendre un point de marge, il faut au moins trois points dans le lobe. Ce qui définit une fréquence d'échantillonnage minimale à  $3 \times \frac{472}{9} = 157 \text{ Hz}$ . La fréquence d'échantillonnage pour les bolomètres d'Archeops est fixée à 152 Hz. Compte tenu de la capacité des câbles, de la constante de temps des bolomètres et de l'électronique nous risquons de perdre du signal si l'on augmente la fréquence.

#### 4.1.6 Le bruit de la chaîne de mesure

La figure 4.3 montre un spectre de bruit typique obtenu en faisant la transformée de Fourier du signal d'un bolomètre. La température du plan focal est stabilisée grâce au filtre thermique en HoY (voir première partie). La valeur moyenne du bruit est de  $10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour les bolomètres utilisés lors des vols. Nous pouvons constater qu'il n'y a pas de remontée en  $\frac{1}{f}$  à basse fréquence grâce à la modulation.

## 4.2 Étude théorique du bruit

Une partie du bruit vient de la chaîne de mesure (essentiellement du bruit du JFET). Dans cette partie nous décrirons les différents bruits rencontrés pour la mesure du rayonnement millimétrique. La façon de les calculer et, dans certains cas, de les mesurer sera étudiée de façon à minimiser la contribution de chacun.

Dans ce qui suit, le bruit sera exprimé soit en termes de NEP (Noise Equivalent Power) en  $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ , soit en terme de NEV (Noise Equivalent

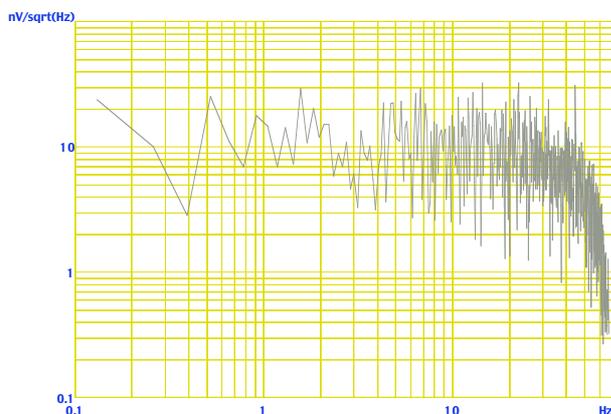


FIG. 4.3 – Spectre de bruit typique d’un bolomètre d’Archeops.

Voltage) en  $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  soit en terme de NET (Noise Equivalent Temperature) en  $\text{mK}/\sqrt{\text{Hz}}$ . On passera facilement d’une expression à l’autre, connaissant la sensibilité des détecteurs (en  $\text{V}/\text{W}$  ou en  $\text{V}/\text{K}$ ). Nous utiliserons pour chaque type de bruit l’unité la plus “parlante” pour en revenir à des  $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ , car c’est l’unité mesurable.

## 4.2.1 Les bruits thermodynamiques

### Le bruit de phonons ou bruit thermique

Pour étudier le bruit de phonons nous allons nous placer dans le cas particulier des bolomètres d’Archeops. Nous cherchons à exprimer les lois générales du bruit de phonons en fonction des paramètres des bolomètres (voir chapitre 3).

Le bruit de phonons ou bruit thermique est causé par des fluctuations de température rapides entre le bolomètre et le bain cryogénique. Les fluctuations thermodynamiques du rayonnement vont provoquer des fluctuations d’énergie sur le bolomètre qui seront perçues comme des fluctuations de température. En première approximation la puissance de ce bruit peut s’écrire [Mather, 1982] :

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = 4k_b T_0^2 G \Delta f \quad (4.1)$$

où  $k_b$  est la constante de Boltzman,  $T_0$  la température du bain thermique,  $G$  la conductance et  $\Delta f$  un élément de fréquence. Etant donné qu’il s’agit de petites fluctuations de température, on fait souvent l’approximation d’une température constante le long du lien thermique ce qui amène à remplacer dans (4.1) la température  $T_0$  par celle du bolomètre,  $T$ , et la conductance  $G$  par la conductance dynamique  $G_d$ .

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = 4k_b T^2 G_d \quad (4.2)$$

J. Mather [Mather, 1982] a montré que cette expression n'était pas exacte et qu'il fallait en toute rigueur tenir compte des petites fluctuations présentes dans chaque élément de la conductance, considérés comme individuellement isothermes. Pour tenir compte de cet effet il suffit de corriger l'équation (4.2) avec le coefficient exprimé dans l'équation suivante :

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = 4k_b T^2 G_d \frac{\int_{T_0}^{T_1} \left| \frac{tk(t)}{Tk(T)} \right|^2 dt}{\int_{T_0}^{T_1} \frac{k(t)}{k(T)} dt} \quad (4.3)$$

avec  $dt$  un élément de température. Nous avons vu dans le chapitre 3 que la conductivité ( $k$ ) pouvait s'exprimer selon une loi de puissance (équation (3.5)) :

$$k(T) = k_0 T^{\beta-1} \quad (4.4)$$

En exprimant le coefficient de l'équation (4.3) en fonction des paramètres du bolomètre on déduit :

$$\frac{\int_{T_0}^{T_1} \left| \frac{tk(t)}{Tk(T)} \right|^2 dt}{\int_{T_0}^{T_1} \frac{k(t)}{k(T)} dt} = \frac{\beta}{2\beta + 1} \frac{T_1^{2\beta+1} - T_0^{2\beta+1}}{T_1^\beta - T_0^\beta} \frac{1}{T_1^{\beta+1}} \quad (4.5)$$

avec  $T_0$  la température du bain thermique et  $T_1$  la température du bolomètre à l'équilibre. En dérivant l'équation du bolomètre (3.7) on retrouve la conductance dynamique :

$$G_d = \frac{dP}{dT} = g\beta \frac{T^{\beta-1}}{T_b} \quad (4.6)$$

Nous pouvons alors écrire l'expression du bruit de phonons (équation (4.3)) en fonction des paramètres connus pour une température du bolomètre égale à  $T_1$  :

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = 4k_b T_1^2 g\beta \frac{T_1^{\beta-1}}{T_b} \frac{\beta}{2\beta + 1} \frac{T_1^{2\beta+1} - T_0^{2\beta+1}}{T_1^\beta - T_0^\beta} \frac{1}{T_1^{\beta+1}} \quad (4.7)$$

En tenant compte de la sensibilité des détecteurs d'Archeops, on obtient un bruit thermique de l'ordre de  $NEV_{thermique} = 5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Tous les bruits ont des ordres de grandeur comparables, il ne faudra donc rien négliger.

### Le bruit Johnson

Le bruit Johnson est présent dans tous les conducteurs, il provient de l'agitation thermique des électrons [Berthier, 1986]. Il peut être très important dans les résistances mais devient plus faible à basse température. Il s'exprime de la façon suivante :

$$NEV_{Johnson} = \sqrt{4k_bTR} \quad (4.8)$$

avec  $T$  la température du bolomètre et  $R$  la valeur de sa résistance. Pour des valeurs typiques des bolomètres d'Archeops,  $R = 1 \text{ M}\Omega$  et  $T = 0,1 \text{ K}$ , on obtient un bruit Johnson de  $NEV_{Johnson} = 2,2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

### 4.2.2 Bruit intrinsèque à la mesure, le bruit de photons

Le bruit de photons est le bruit minimal que l'on pourra atteindre, car sa source se trouve dans le signal que l'on observe. Il provient des fluctuations du rayonnement incident dues au rythme aléatoire d'émission des photons. J.-M. Lamarre [Lamarre, 1986] a montré que l'expression la plus générale pour le bruit de photons peut s'écrire sous la forme :

$$NEP_{photon}^2 = \frac{2}{\eta^2} \int h\nu Q_\nu d\nu + \frac{(1+P^2)}{\eta^2} \int \frac{c^2}{U\nu^2} Q_\nu^2 d\nu \quad (4.9)$$

avec

$h$  : la constante de Planck =  $6,6255 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

$\nu$  : la fréquence optique : 143, 217, 353, ou 545 GHz pour les détecteurs d'Archeops

$Q_\nu$  : puissance détectée par unité de fréquence optique

$P$  : degré de polarisation (= 0 pour de la lumière non polarisée)

$c$  : vitesse de la lumière

$\frac{c^2}{U\nu^2}$  : cohérence spatiale du faisceau (= 1 à la limite de diffraction)

$\eta$  : efficacité quantique (efficacité du détecteur)

L'équation (4.9) contient deux termes qui décrivent deux types de bruit de photons. Le premier terme correspond au bruit "quantique" qui suit une statistique de Poisson. Il correspond au cas où  $\lambda_{observation} < \lambda_{thermique}$ , c'est le cas du visible. Le deuxième terme correspond au bruit thermodynamique, il domine lorsque  $\lambda_{observation} \gg \lambda_{thermique}$ , c'est le cas des observations radio. Lorsque l'on observe le CMB, on se trouve dans une situation entre les deux termes. Il est néanmoins assez compliqué de calculer l'expression exacte. En ne gardant que le premier terme nous obtenons le bon ordre de grandeur que l'on peut exprimer sous la forme :

$$NEP_{\text{photon}} = \sqrt{2h\nu P_{\text{ciel}}} \quad (4.10)$$

Pour une puissance provenant du ciel de quelques pW et une fréquence d'observation de quelques centaines de GHz, le bruit mesuré, étant donné la sensibilité des détecteurs, sera entre 6 et 7 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ . Nous allons chercher à ce que ce soit le bruit dominant.

### 4.2.3 Les autres sources de bruit

#### La microphonie

La microphonie est liée aux supports mécaniques des bolomètres et aux câbles électriques. Les vibrations mécaniques peuvent engendrer des fluctuations de tension. Lors du premier vol les fils de mesure n'ont pas pu être fixés sur la plaque support des bolomètres. Au deuxième vol les fils ont été collés afin de minimiser toutes les vibrations, ce qui est l'un des éléments ayant permis de diminuer le bruit moyen.

#### Le diaphonie

La diaphonie ou le “cross-talk” est présente lorsque le même signal (d'amplitudes souvent différentes) est vu dans deux détecteurs voisins en même temps.

Elle est présente dans le signal sous deux formes : optique et électrique. Pour quantifier la quantité de fuite optique nous avons fait l'expérience suivante [Lescouzères, 2001] :

Des fibres de carbone sont placées devant chaque détecteur (à l'entrée de chaque cornet). En envoyant successivement des impulsions dans les fibres, on provoque une augmentation brutale du flux vu par le bolomètre et il est possible de retrouver du signal sur le détecteur voisin. L'expérience nous a permis de mesurer un signal provenant des fuites optiques de couplage entre bolomètre voisins sur l'instrument Archeops de moins de 1/1000.

La diaphonie électrique est observée quand un signal (une augmentation de tension dans un fil) induit par couplage capacitif une augmentation de tension sur les fils voisins.

#### Bruits supplémentaires

- Les fluctuations thermiques du bain cryogénique peuvent provoquer un bruit important sur la mesure. Le filtre thermique en HoY (étudié

en deuxième partie) permet de couper toutes les fluctuations hautes fréquences responsables de la plus grande partie de ce bruit.

- Les perturbations radioélectriques présentes dans l’environnement peuvent provoquer un bruit supplémentaire.
- Le bruit en excès (bruit de grenaille,  $1/f \dots$ )

### Bruit total

Les bruits vont s’additionner de façon quadratique et le bruit total du bolomètre va être modélisé par la relation :

$$NEV_{tot}^2 = NEV_{Johnson}^2 + NEV_{thermique}^2 + NEV_{photon}^2 + NEV_{divers}^2 \quad (4.11)$$

On va chercher à minimiser tous les bruits (d’origine Johnson, thermique et divers). l’expérience sera bien optimisée si le bruit de photons domine.

## 4.3 Analyse du bruit sur les données scientifiques

Lors du premier vol scientifique, une analyse du signal a été faite de façon à comprendre d’où provenait le bruit en excès pour ensuite tenter de le réduire.

### 4.3.1 Les bruits mesurés lors du premier vol

#### Particularité du premier vol

Lors du premier vol en Suède, nous avons reçu les détecteurs quelques jours avant le lancement. L’étude complète du bruit n’avait donc pas pu être faite préalablement. Les connecteurs reliant les bolomètres à leur préamplificateur froid n’étaient pas collés sur la plaque des bolomètres.

#### Les “bouffées” de bruit

Le signal présente des “bouffées” de bruit, réparties de façon aléatoire pendant la durée du vol. Celles-ci augmentent le bruit moyen régulièrement. Nous avons pu tester que des vibrations apportées au cryostat induisaient un effet identique. Ce phénomène a été attribué au pivot qui entraîne la nacelle pour la faire tourner. Lors du premier vol, le pivot était fixé rigidement à la nacelle.

### Valeurs moyennes mesurées sur des données brutes acquises durant le vol

Dans le tableau 4.1 est donné le bruit moyen mesuré pour chaque longueur d'onde ainsi que le bruit théorique associé.

fréquence	143 GHz	217 GHz	353 GHz	545 GHz
$R_{moyenne}$ (M $\Omega$ )	3	1	5	1
$P_{ciel}$ (pW)	1,5	3	1	8
Théorie				
$NEV_{Johnson}$ (nV/ $\sqrt{Hz}$ )	4,6	2,9	5,63	3
$NEV_{thermique}$ (nV/ $\sqrt{Hz}$ )	5	2,6	1,24	3
$NEV_{photon}$ (nV/ $\sqrt{Hz}$ )	13,6	7	8,9	4
$NEV_{tot}$ (nV/ $\sqrt{Hz}$ )	15	8	10	5
Mesuré				
$NEV_{mesuré}$ (nV/ $\sqrt{Hz}$ )	35	13	50	25

TAB. 4.1 – Récapitulatif du bruit mesuré lors du vol de janvier 2001

Le bruit total théorique est beaucoup plus faible que le bruit mesuré. Cette différence ne s'explique qu'en rajoutant du bruit *divers*. Par exemple, nous n'avons pas quantifié les bouffées de bruits qui apportent beaucoup à la valeur du bruit moyen. Nous avons essayé de comprendre cet excédent de bruit, ce qui nous a amené à faire les modifications décrites dans le prochain paragraphe.

#### 4.3.2 Les bruits mesurés lors du deuxième vol

##### Modifications majeures apportées à l'instrument

Les trois modifications majeures apportées à l'instrument pour diminuer le bruit sur la mesure ont été les suivantes :

- a) Le pivot a été déplacé sur la chaîne de vol, à 70 m de la nacelle. De cette façon toutes les vibrations ont été amorties par la chaîne de vol. De plus, les câbles d'alimentation du pivot, qui passaient le long de la nacelle lors du premier vol (pouvant produire un bruit radioélectrique important) se sont retrouvés au niveau du pivot, car les piles d'alimentation ont elles aussi été déplacées sur la chaîne de vol.
- b) Les connecteurs des bolomètres ont été fixés avec du "stycast" sur la plaque support des bolomètres de façon à limiter les vibrations des fils.

- c) L'expérience du premier vol nous a permis de mieux comprendre le fonctionnement des bolomètres ainsi que l'effet du courant de polarisation. Par exemple, il s'est avéré judicieux de mettre un courant un peu plus important que le courant qui optimise la sensibilité, de façon à diminuer l'impédance du bolomètre. Nous avons remarqué que si l'impédance était plus grande, le bruit augmentait de façon plus importante que le bruit Johnson. Il est possible que le bolomètre agisse en tant qu'antenne. De façon à améliorer la qualité du signal observé (bruit  $\times$  sensibilité) nous avons donc mis légèrement plus de courant dans les détecteurs.

## Résultats

Le tableau 4.2 donne un récapitulatif des bruits mesurés lors du deuxième vol scientifique. Le bruit provenant de la chaîne de lecture est mesurée à 6 nV<sup>4</sup> et est inclus dans le bruit total.

fréquence	143 GHz	217 GHz	353 GHz	545 GHz
$R_{moyenne}$ (M $\Omega$ )	1,6	1,1	1,6	0,5
$P_{ciel}$ (pW)	2,8	6,2	2,8	20
Théorie				
$NEV_{FET}$ (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	6	6	6	6
$NEV_{Johnson}$ (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	3,4	3,1	3,5	2,2
$NEV_{thermique}$ (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	3,6	3,5	4,1	1,2
$NEV_{photon}$ (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	5,8	6,3	9,6	5,11
$NEV_{tot}$ (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	9,9	9,8	12,8	8,3
Mesuré				
$NEV_{mesuré}$ (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	12,3	12,63	13,2	8,2

TAB. 4.2 – Récapitulatif du bruit mesuré lors du vol de février 2002

Pour le deuxième vol, le bruit attendu est cohérent avec les mesures. L'écart entre la théorie et le bruit mesuré est compris dans les incertitudes du modèle. Nous pouvons remarquer que l'impédance des bolomètres est plus faible, cela est dû à deux raisons : nous avons polarisé un peu plus fortement les détecteurs et la puissance provenant du ciel est plus importante. Ces deux phénomènes ont pour conséquence de réchauffer le détecteur et donc d'abaisser son impédance. La raison pour laquelle les bolomètres "voient"

<sup>4</sup>La chaîne de mesure : BEBO et FET du préamplificateur a été mesuré sans le bolomètre

plus de signal provient du fait que l'optique a été entièrement re-nettoyée après le premier vol, ce qui a eu pour effet d'améliorer la transmission des cornets.

Nous venons d'étudier le bruit moyen intrinsèque à la mesure. Dans le chapitre suivant, nous verrons qu'il peut se décomposer en plusieurs catégories, parfois mesurables et que l'on peut soustraire.



## Chapitre 5

# Analyse et soustraction des signaux parasites à basse fréquence dans les données Archeops

L'objectif de l'expérience Archeops est de reconstruire le spectre de  $C_\ell$ <sup>1</sup> jusqu'à  $\ell=20$ , ce qui permettrait de raccorder les données prises par Boomerang et Maxima à celles de COBE. Pour ce faire, il faut que le signal à basse fréquence ne contienne que du CMB. Nous verrons que le signal utile est caché derrière une multitude de signaux parasites que nous allons chercher à soustraire. L'étude et la soustraction de ces signaux a constitué une partie importante de cette thèse.

La source de ces signaux parasites se trouve souvent dans des phénomènes physiques relatifs à l'instrument. Pour cette raison, il est important d'avoir une bonne connaissance de l'ensemble afin de déterminer la provenance du signal parasite. Nous verrons que des signaux trouvent aussi leur source dans le ciel et qu'il faut parfois les reconstruire.

Dans ce chapitre, nous commencerons par donner un aperçu des données brutes pour définir ce qu'il nous faut traiter, puis nous décrirons les traceurs qui vont nous permettre de reconstruire les signaux parasites. L'étalonnage des détecteurs se fera en même temps que la décorrelation. Pour finir nous discuterons de l'impacte des améliorations apportées à l'instrument entre les deux vols sur les signaux parasites à basses fréquences. Le traitement des données a été réalisé grâce au logiciel de traitement d'images IDL<sup>2</sup>.

---

<sup>1</sup>Le spectre des fluctuations du rayonnement fossile (le  $C_\ell$ ) est décrit dans l'introduction.

<sup>2</sup>Le logiciel IDL permet de faire l'analyse des données d'une façon très visuelle. Il est

## 5.1 Les données brutes

### 5.1.1 Présentation des données

Les données sont ordonnées temporellement. Chaque bolomètre possède une TOI (Time Ordered Information) de la durée du vol. Il est nécessaire de les “nettoyer” avant de les projeter sur le ciel pour réaliser une carte. Une première partie du travail consiste à retirer les “glitches”<sup>3</sup> et les “sauts” (dûs au rééquilibrage du pont de mesure). La figure 5.1 montre le signal d’un bolomètre avant et après le premier traitement, en fonction du numéro d’échantillon.

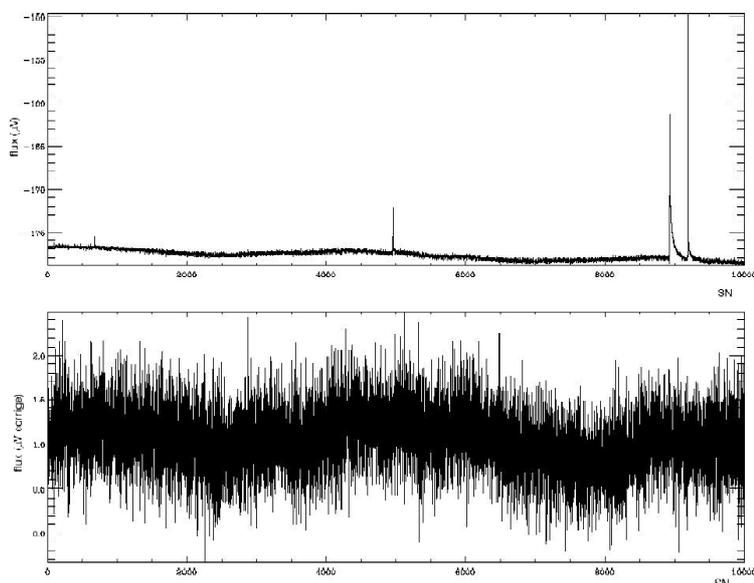


FIG. 5.1 – Données brutes de vol en  $\mu\text{V}$  en fonction du numéro d’échantillon. La courbe du haut représente les données brutes obtenues par l’enregistreur. Les deux premiers pics sont des “glitches” et le suivant (plus large) correspond à un passage de Jupiter. La courbe du bas correspond aux données après le premier traitement, on remarquera la différence d’échelle en ordonnée.

Sur la deuxième courbe de la figure 5.1, sur environ 4000 échantillons ( $\sim$  un tour), on observe une oscillation “lente”. C’est typiquement la forme du signal que l’on cherche à soustraire.

---

développé par Research System, Inc..

<sup>3</sup>Un glitch est un pic dans les données, souvent haut et court, produit par un rayon cosmique qui interagit avec le bolomètre ou son environnement.

La figure 5.2 montre un spectre des données brutes<sup>4</sup>. Nous pouvons remarquer la remontée en  $\frac{1}{f}$  due aux fluctuations thermiques et les pics à la fréquence de rotation (0,03 Hz) et à ses harmoniques. L'objectif est d'aplatir le spectre pour les fréquences inférieures à  $F_{spin}$  (fréquence de rotation, 2 tours/min), là où aucun signal scientifique n'est présent et de diminuer la surface sous les pics. A la fréquence de rotation il y a non seulement le CMB mais aussi beaucoup de signaux parasites.

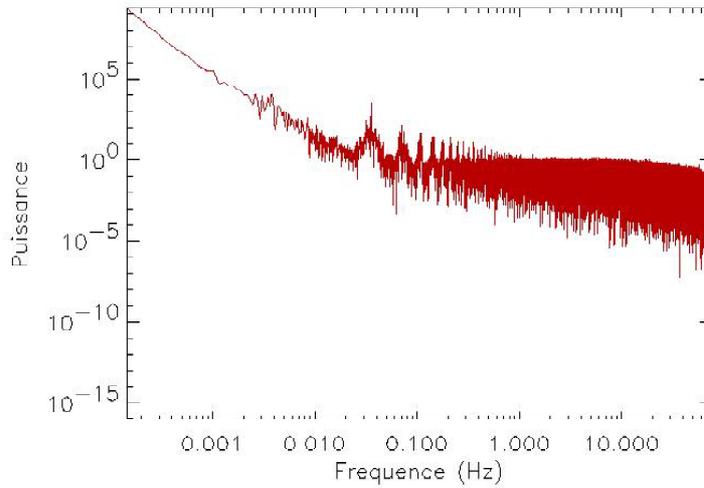


FIG. 5.2 – Spectre de données brutes en  $\mu V^2$ .

### 5.1.2 Fréquences analysées et signaux parasites

Nous allons nous intéresser aux fréquences allant du dixième de la fréquence de rotation (0,003 Hz) à dix fois la fréquence de rotation (0,3 Hz). C'est à ces fréquences qu'apparaissent les signaux parasites correspondant aux fluctuations thermiques de l'instrument. Les signaux parasites sur le ciel apparaissent plutôt à la fréquence de rotation ( $F_{spin}$  et ses harmoniques), comme c'est le cas pour le Dipole et pour la Galaxie. Le signal parasite se propage sur les harmoniques et on prendra soin de réaliser la soustraction sur tout le spectre lorsque c'est nécessaire.

Nous avons choisi de présenter les signaux par fréquence car c'est la méthode la plus proche de l'analyse. Nous pouvons aussi traiter les signaux en fonction de leur provenance (instrument ou ciel) ou encore en fonction du

<sup>4</sup>On notera que le filtrage n'est plus le même que pour l'observation en temps réel décrite dans le paragraphe 4.1.6.

fait qu'ils sont mesurables directement ou non. Dans la liste non exhaustive de signaux parasites *possibles* certains seront traités et d'autres, non mesurables, seront simplement filtrés. Un filtrage brutal, qui élimine aussi en partie le CMB sera toujours nécessaire, l'objectif étant de repousser au minimum la fréquence de coupure d'un tel filtre de façon à atteindre les plus bas  $\ell$  du spectre des  $C_\ell$ . Certains des signaux parasites (tels que la microphonie ou les perturbations électromagnétiques) sont traités grâce aux thermomètres lors de la décorrélation à haute fréquence (voir paragraphe 5.2.3).

Liste de quelques signaux parasites possibles :

- l'atmosphère,
- le ballon que l'on peut éventuellement voir dans les lobes secondaires de l'instrument,
- la microphonie,
- les perturbations électromagnétiques,
- les différentes températures de l'instrument telles que la température du miroir, des filtres à 10 K ou à 1,6 K,
- la température des détecteurs.

Par la suite nous décrivons certains de ces signaux en montrant comment ils apparaissent dans le signal et la façon de les soustraire.

## 5.2 Description des signaux parasites

Les signaux parasites dans les données sont très variés, ils interviennent à différentes fréquences et leur source n'est pas toujours directement observable.

La figure 5.3 montre un signal typique sur une heure de données (pour le premier vol scientifique) pour les quatre fréquences d'observation 143, 217, 353 et 545 GHz, le 10 K et l'altitude. Nous pouvons distinguer plusieurs fréquences où apparaissent des effets parasites.

La fréquence de rotation est présente dans les "petites" oscillations assez régulières sur le 143 GHz et sur le 217 GHz. Elles sont moins importantes sur le 545 GHz. On distingue aussi une fréquence plus petite avec à peu près trois oscillations par 0,2 heure où le signal des bolomètres est corrélé avec l'altitude.

Les signaux sont décrits de la façon suivante :

- en fonction de la fréquence d'apparition de leur première harmonique,
- puis en fonction de leurs provenances, signaux instrumentaux ou signaux sur le ciel

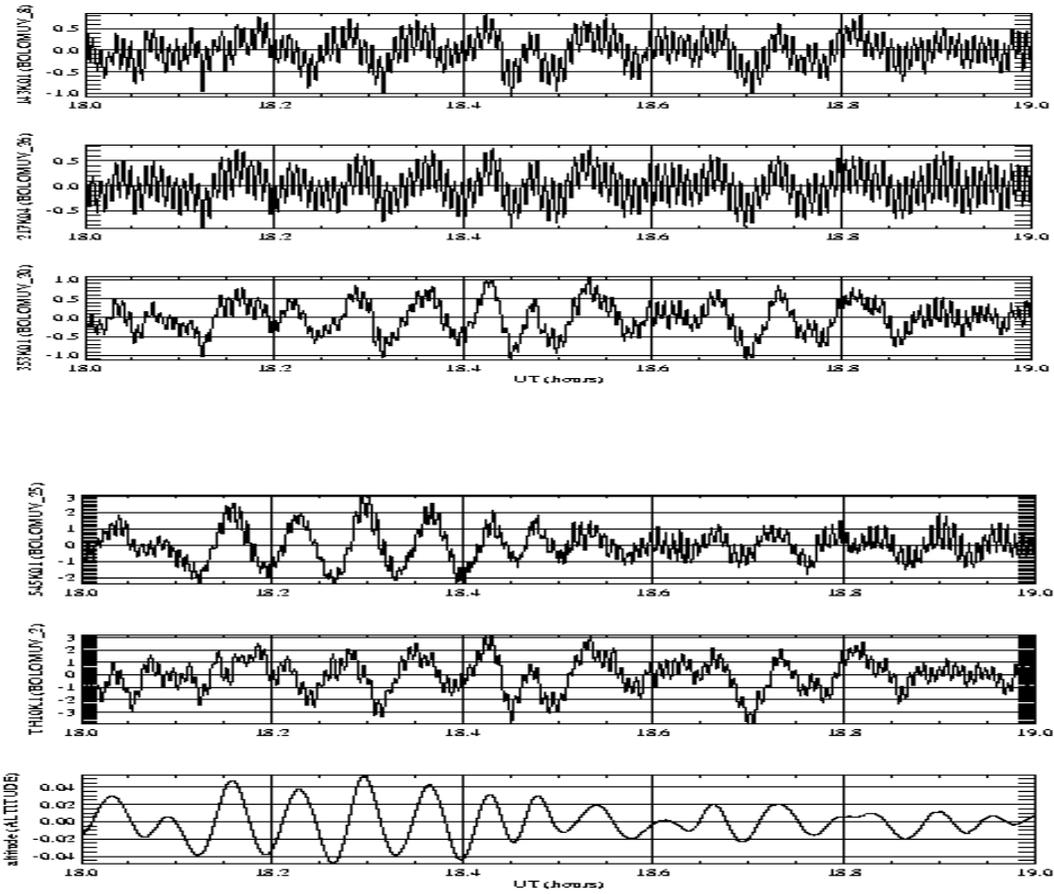


FIG. 5.3 – Signaux des bolomètres : en haut un bolomètre à 143 GHz, puis à 217 GHz, puis à 353 GHz, puis à 545 GHz (en  $\mu\text{V}$ ). L'avant dernière courbe est celle d'un thermomètre à 10 K (en  $\mu\text{V}$ ) et la dernière l'altitude (en km autour de la valeur moyenne).

### 5.2.1 Les dérives lentes ( $F \ll F_{spin}$ )

#### Signaux parasites provenant de l'instrument

La figure 5.4 montre le signal brut du bolomètre et la température du plan focal sur cinq heures de vol.

La température des bolomètres décroît lentement pendant la durée du vol. Nous avons fait le choix de ne pas réguler la température du plan focal, il faut tout de même annuler cet effet sur les données. La décroissance étant très lente, la décorrélation se fait facilement. C'est l'effet dominant au premier ordre sur les données. La décorrélation se fait en filtrant pour ne garder que

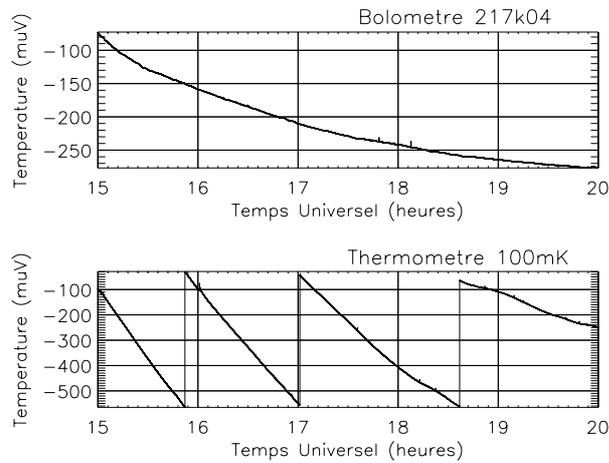


FIG. 5.4 – Courbe d’un bolomètre et d’un thermomètre sur cinq heures de vol. La décroissance progressive du signal du bolomètre est principalement due au refroidissement du plan focal. Les sauts dans le signal du thermomètre correspondent à des rééquilibrages du pont de mesure.

les très basses fréquences des données du bolomètre et du thermomètre.

Dans la figure 5.1 et 5.3 l’effet de la température à été corrigé.

Le refroidissement des bolomètres pendant le vol va avoir comme autre conséquence de faire varier la sensibilité (elle augmente quand le bolomètre refroidit). Nous avons donc corrigé les données de cet effet avant de les traiter [Benoit et al., 2001b].

### Signaux parasites provenant du ciel

La figure 5.5 montre le signal d’un bolomètre à 545 GHz et l’altitude. Le signal que l’on voit très fortement à 545 GHz est aussi présent dans les fréquences utiles pour le CMB (143 GHz et 217 GHz). En utilisant le signal de l’altitude provenant du GPS embarqué on peut reconstruire la variation de quantité d’atmosphère que voit le bolomètre ; c’est ce que nous appellerons l’épaisseur optique.

**L’épaisseur optique** ( $ep$ ) est définie comme étant proportionnel à la quantité d’atmosphère résiduelle à une certaine altitude. Comme première approximation (suffisante pour les données du premier vol scientifique) nous utilisons l’expression suivante :

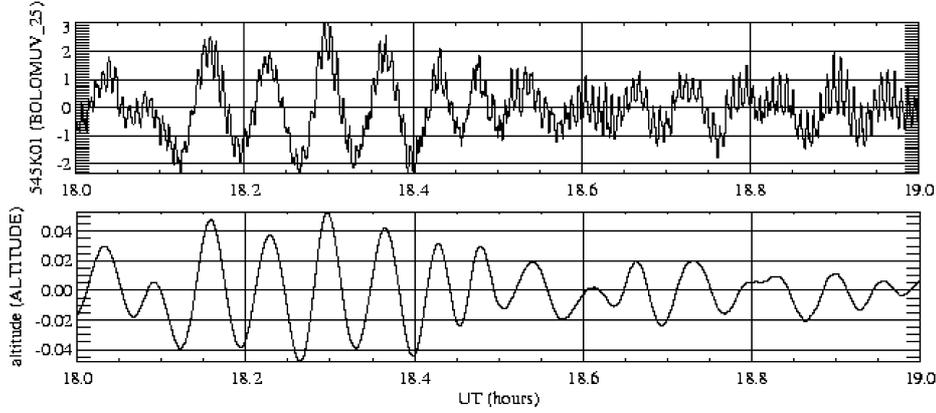


FIG. 5.5 – Courbe d'un bolomètre à 545 GHz et de l'altitude (km) autour de la moyenne.

$$\begin{aligned}
 x &= \exp\left(\frac{-\ln(2) \times altitude}{40000}\right) \\
 ep &= \frac{x}{\langle x \rangle \sin(41^\circ)}
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

On rappellera que l'angle de visée de la nacelle est de  $41^\circ$  et que l'on est à une altitude d'environ 40000 m.

### 5.2.2 Les signaux en phase avec la rotation de la nacelle ( $\mathbf{F} = \mathbf{F}_{spin}$ )

Ce sont les plus complexes à retirer mais aussi les plus importants car la qualité de la décorrélation des signaux à la fréquence de rotation va définir l'exactitude de l'étalonnage. En effet, les signaux utilisés pour réaliser l'étalonnage des détecteurs (le Dipole et la Galaxie) ont une première harmonique à la fréquence de rotation.

#### Signaux parasites provenant de l'instrument

##### Le 10 K

La figure 5.6 montre le signal du bolomètre pour quelques tours de la nacelle ainsi que le signal du thermomètre à 10 K. Nous observons une corrélation forte des deux signaux avec un léger décalage en temps (la température mesurée du 10 K est en retard sur le signal du bolo). En étudiant la

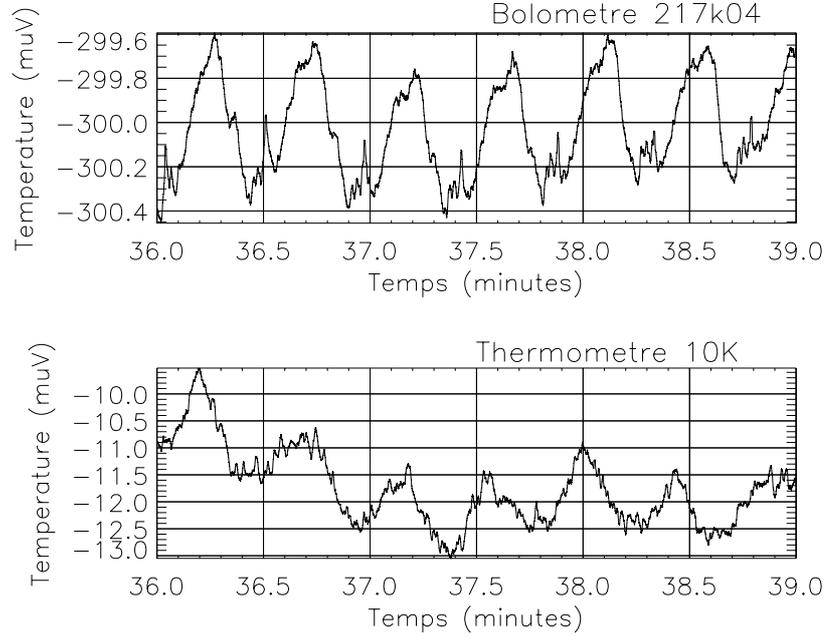


FIG. 5.6 – Courbes d’un bolomètre et du thermomètre du 10K.

thermique de l’étage à 10 K nous avons reconstruit un signal directement proportionnel à celui que voit le bolomètre en partant de la température indiquée par le thermomètre à 10 K.

Le phénomène physique est schématisé par la figure 5.7.

Il ne faut pas considérer directement la température obtenue grâce au thermomètre mais l’émission des cônes, filtrée par une constante de temps :

- L’équation de Planck nous permet de déterminer le rayonnement de l’étage à 10 K (équation (5.2)). En effet le bolomètre reçoit une puissance de rayonnement et non directement une température.

$$Ray_{10K} = \frac{hkf_i}{\exp\left(\frac{hkf_i}{T_{10K}}\right) - 1} \quad (5.2)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $k$  la constante de Boltzmann,  $T_{10K}$  la température et  $f_i$  la fréquence d’observation considérée.

- La constante de temps est déterminée pour chaque détecteur. On comprendra facilement qu’elle dépend de la position du cornet par rapport au thermomètre et de la façon dont le cornet est fixé sur la plaque (contact thermique). Pour cette raison, elle est différente pour chaque bolomètre. Elle est déterminée en utilisant une décorrélation sur l’épaisseur optique, le Dipole cosmologique et le signal du 10 K avancé

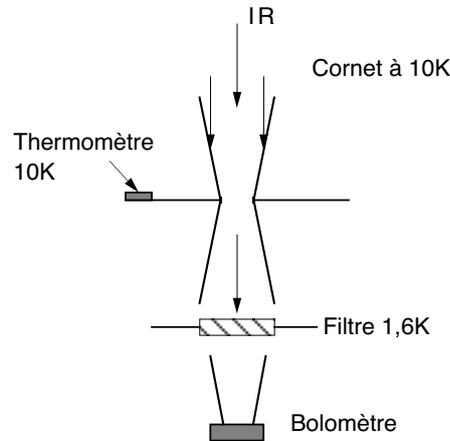


FIG. 5.7 – Les cornets à 10 K sont chauffés par l'émission infrarouge du ciel. Le bolomètre voit instantanément l'échauffement du cornet alors que le thermomètre reçoit une partie de cette puissance un instant plus tard à cause de la diffusion dans la plaque support des cônes.

de la constante  $\tau$ . On retient la valeur de  $\tau$  qui minimise l'énergie mesurée sous le spectre de puissance entre  $F_{spin}$  et  $3 \times F_{spin}$  [Benoit et al., 2001a].

**Le 10K dans le 545 GHz** n'est pas clairement détecté (alors que la corrélation est très importante pour les autres fréquences). Cela est dû au fait que l'étage à 10 K est plutôt à une température de 8 K. Son émission devient plus faible (décroissance exponentielle selon la loi de Planck) à haute fréquence.

### Le ballon

Un signal provenant du ballon a été détecté lors du vol technique à Trapani. Sur les autres vols aucun signal ne semble visible. Pour évaluer cela nous avons besoin de créer une variable qui correspond à la position du ballon par rapport à la nacelle. Si le ballon est parfaitement fixe, et la nacelle en rotation par rapport à son axe, nous observons un signal à la fréquence de rotation (qui se mélangerait avec tous les autres signaux parasites). Heureusement ce n'est pas tout à fait le cas. Nous pouvons quantifier la rotation du ballon par rapport à la nacelle grâce à un dispositif spécialement réalisé dans ce but :

Une petite bobine est placée sur le pivot du côté de la nacelle et un aimant est placé du côté du ballon. Chaque fois que la nacelle fait un

tour, l'aimant passe devant la bobine et induit un signal. Pour repérer la rotation de la nacelle nous utilisons un magnétomètre (grosse bobine dans le champ magnétique terrestre) accroché à la nacelle.

Si le ballon fait un tour alors que la nacelle ne bouge pas, on mesurera tout de même un signal dans la petite bobine du pivot. En mesurant le déphasage entre le magnétomètre et la bobine du pivot nous avons une information concernant la position du ballon par rapport à la nacelle. C'est en regardant la corrélation de ce signal (lentement variable) avec le signal du bolomètre que nous avons déterminé qu'aucune corrélation n'existait et donc que les détecteurs n'observaient pas le ballon (grâce à l'escalier, voir 1.2.2, qui n'était pas monté pour le vol de Trapani).

### Signaux parasites provenant du ciel

Ils ne sont mesurés que par les bolomètres, le risque est de soustraire une partie du signal. La figure 5.8 montre le signal des bolomètres à 143, 217 et 545 GHz sur un tour. Le signal présenté est une moyenne sur plusieurs tours afin de faire ressortir les composantes à la fréquence de rotation. On reconnaîtra, le Dipôle cosmologique, la Galaxie et le signal atmosphérique.

### L'atmosphère

Le signal induit par l'atmosphère est sûrement le plus difficile à retrouver car il est indirectement mesuré par le bolomètre à 545 GHz. La difficulté consiste à retirer proprement la Galaxie (qui contient elle aussi une forte composante à la fréquence de rotation) pour ne décorrélérer que de l'atmosphère et des nuages d'Ozone. La figure 5.9 montre le signal d'un bolomètre à 217 GHz et d'un bolomètre à 545 GHz .

### La Galaxie et le Dipole

Ce sont des signaux bien définis qui vont nous servir à étalonner l'instrument en vol. Il faudra ensuite les soustraire pour mesurer le CMB.

### 5.2.3 Les signaux parasites à haute fréquence

Les signaux parasites à plus haute fréquence sont traités en détails dans le mémoire de thèse de Philippe Filliatre [Filliatre, 2002]. La décorrélation est faite de la façon suivante :

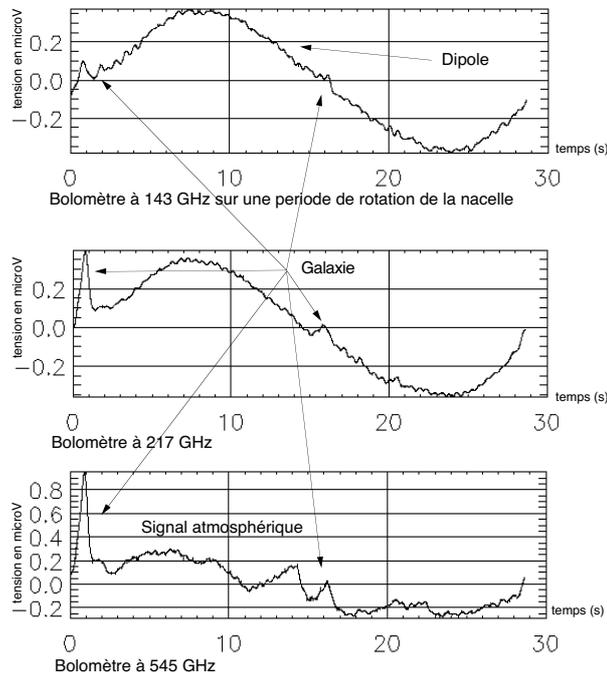


FIG. 5.8 – Signal de bolomètre moyenné sur plusieurs tours. En haut un bolomètre à 143 GHz sur lequel apparaît clairement le Dipole. Au milieu, le signal d’un bolomètre à 217 GHz sur lequel on voit deux pics provenant de la Galaxie et du Dipole. En bas, signal d’un bolomètre à 545 GHz sur lequel on voit la Galaxie et du signal atmosphérique.

- Il s’agit tout d’abord de traiter les “exceptions”, comme les sauts dans les données causés par un rééquilibrage du pont de mesure du bolomètre, le traitement des glitches, le traitement des bouffées de bruit qui apparaissent de temps en temps (surtout pour le premier vol scientifique).
- La décorrélation des hautes fréquences se fait dans le spectre de Fourier. Les signaux parasites sont décomposés en deux groupes : les pics fins et les grandes structures.

Les pics fins sont à des fréquences bien définies. Pour les retirer, la méthode consiste à créer dans l’espace temporel un signal carré à la fréquence du pic que l’on soustrait aux données.

Pour les grande bosses, probablement dues à des effets de bruit mécanique, elles sont aussi observées sur le signal des thermomètres à 100 mK, et du bolomètre aveugle. Pour retirer ces “bosses”, le signal est décorrélé avec les thermomètres et le bolomètre aveugle. La non stationnarité de ce type de

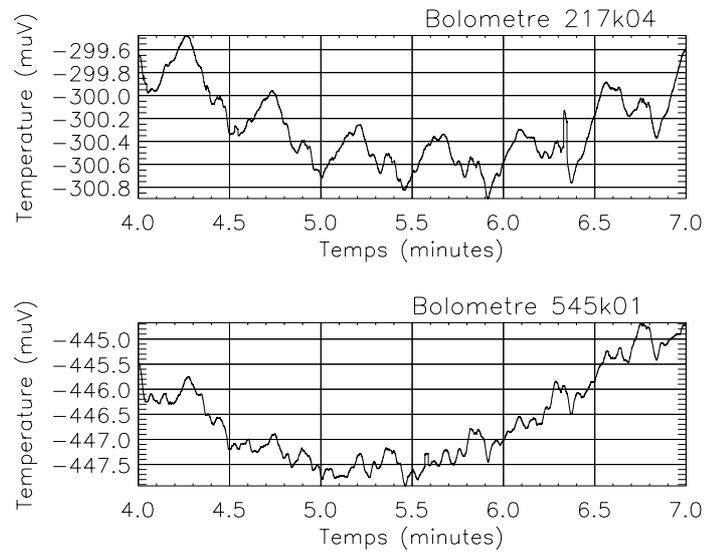


FIG. 5.9 – Signal d’un bolomètre à 217 GHz et du bolomètre à 545 GHz (pour le deuxième vol scientifique). La corrélation est présente pour des durées de l’ordre de trois minutes et pour le signal à la fréquence de rotation.

bruit implique un traitement sur des tranches de données courtes.

La figure 5.10 montre un spectre avant et après décorrélation.

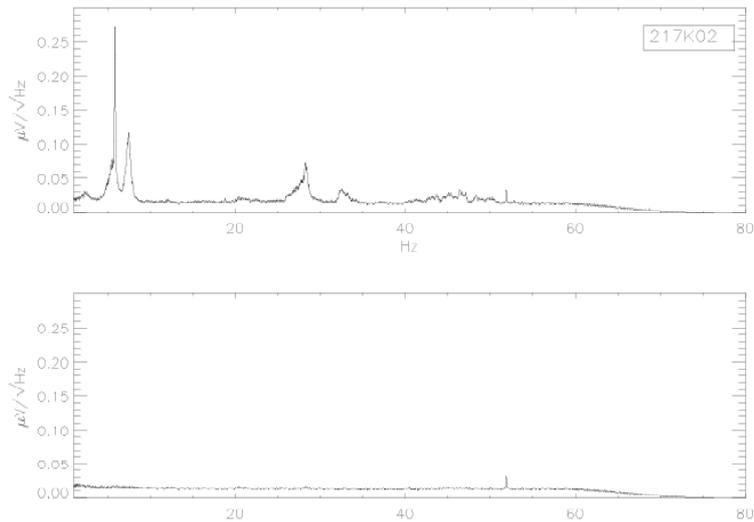


FIG. 5.10 – Spectre avant et après décorrélation haute fréquence avec la même échelle en ordonnée.

## 5.3 Soustraction des signaux parasites et résultats

Après avoir défini les signaux parasites et construit des grandeurs directement proportionnelles au signal du bolomètre nous pouvons décorréler.

### 5.3.1 Méthode de décorrélation

La méthode consiste à faire une régression linéaire sur le signal du bolomètre et sur les signaux parasites afin de minimiser le bruit.

Pour décorréler des dérives très lentes nous avons lissé le signal des bolomètres avant de déterminer le coefficient de corrélation. Les coefficients déterminés de cette façon sont ensuite appliqués à toutes les bandes de fréquence du signal. Pour les signaux à la fréquence de rotation nous avons sélectionné une bande autour de  $F_{spin}$  pour déterminer le coefficient de corrélation.

### 5.3.2 Décorrélation et étalonnage

Lorsque l'on a décorrélé tous les signaux à la fréquence de rotation nous avons accès aux coefficients d'étalonnage des bolomètres sur le Dipole et sur la Galaxie. Leur bon accord est un signe de la qualité de la décorrélation.

#### La décorrélation

La figure 5.11 montre les données d'un bolomètre avant et après décorrélation des signaux parasites aux basses fréquences. A droite est représenté le spectre de puissance pour cette décorrélation. Une bonne partie de la puissance à la fréquence de rotation a été soustraite.

Un ordre de grandeur pour les coefficients de corrélation et la constante de temps par rapport à la température du 10 K est donné dans le tableau 5.1. Un bolomètre par longueur d'onde a été choisi pour illustrer ces coefficients.

#### L'étalonnage

Le tableau 5.2 donne les coefficients d'étalonnage pour chaque bolomètre à 143 GHz et à 217 GHz avec le Dipole, la Galaxie et Jupiter, lors du premier vol scientifique.

On choisit d'utiliser la température Rayleigh-Jeans ( $K_{RJ}$ ) qui correspond au domaine du rayonnement du corps noir où  $h\nu \ll kT$ . La brillance peut alors s'exprimer comme :

$$B_\nu(T) \sim \frac{2kT}{\lambda^2}$$

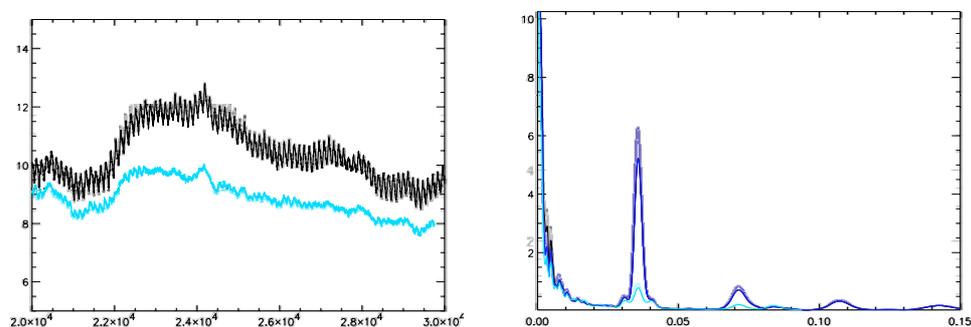


FIG. 5.11 – Signal et spectre d’un bolomètre avant et après décorrélation basse fréquence. Au gauche, en haut le signal brut (en  $\mu\text{V}$ ) où l’on aperçoit les oscillations régulières à la fréquence de rotation (l’axe des x est en nombre de point) et en bas le signal décorrélé. A droite le spectre correspondant aux données avant (en foncé) et après (en clair) la décorrélation.

bolomètre	constante de temps par rapport au 10 K (ms)	coefficient de corrélation $\mu\text{V}/\mu\text{V}_{\text{du } 10\text{K}}$
143K02	3,5	0,18
217K04	5,5	0,13
353K02	2	0,26
545K01	0	0,06

TAB. 5.1 – Tableau des constantes de temps et du coefficient de corrélation du 10 K. Ces valeurs sont obtenues sur l’analyse des données du premier vol scientifique.

## 5.4 Discussion sur la différence entre les données du premier et du deuxième vol scientifique.

Comme nous l’avons déjà discuté dans le chapitre 4, le bruit global est nettement inférieur sur les données du deuxième vol. Cela est d’autant plus important à haute fréquence.

- Les données du deuxième vol sont de meilleure qualité pour deux raisons :
- les améliorations apportées à l’instrument entre les deux vols
  - la durée du second vol, 12h30 de données scientifiques au lieu de 7h pour le premier vol.

bolomètre	Dipole mK <sub>RJ</sub> /μV	Galaxie mK <sub>RJ</sub> /μV	Jupiter mK <sub>RJ</sub> /μV
143B03	6,75	6,64	19,6
143K01	7,75	7,3	13,3
143K02	5,02	4,89	19,7
143K03	8,56	8,08	17,7
143K04	7,49	7,21	10,1
143K05	5,57	5,37	15,3
143K07	8,21	7,88	16,1
143T01	8,21	8,23	16
217K01	9,54	10,42	20
217K02	7,88	8,37	40
217K03	15,39	16,21	8
217K04	3,04	3,57	8,7
217K05(aveugle)	-	-	-
217K06	3,82	4,50	5
217T06	3,46	3,75	7

TAB. 5.2 – Tableau des valeurs d'étalonnage obtenues par trois méthodes différentes. La dispersion entre les valeurs est liée à l'incertitude sur le signal et sur les méthodes. L'écart très important avec Jupiter est dû à la constante de temps du bolomètre. Ces valeurs ont changé par la suite. Pour le deuxième vol, l'écart entre les différents étalonnages varie entre de 10 à 20 % (L'effet de la constante de temps du bolomètre étant corrigé pour l'étalonnage sur Jupiter).

### 5.4.1 Amélioration de l'instrument

Les améliorations apportées à l'instrument ainsi que leurs conséquences sur les données sont répertoriées dans le tableau 5.3.

### 5.4.2 Augmentation du temps d'observation

Une autre différence importante entre les deux vols fut le temps d'intégration sur le ciel. Le premier vol a duré 7h30 alors que le deuxième a duré 12h30 (de données utiles). Cela augmente considérablement la portion de ciel où les cercles se croisent, ce qui accentue la qualité de chaque pixel sur les cartes.

Un plus grand nombre de détecteurs avec des spectres de bruit convenables pour faire l'analyse du CMB permet de co-additionner les cartes de différents détecteurs avant de calculer le  $C_\ell$ , ce qui diminue les barres d'erreurs sur chaque  $\ell$ .

Amélioration	Conséquence sur les données
Déplacement du pivot à plusieurs dizaines de mètres de la nacelle	Suppression des bruits haute fréquence de grande structure (les “bosses”)
Meilleure fixation des fils des bolomètres	Moins de bruit haute fréquence
Nettoyage des cornets à 10 K	Moins d’émission à 10 K, le signal parasite à 10 K est moins important lors du deuxième vol. Tous les signaux à la fréquence de rotation sont donc au premier ordre plus “faciles” à traiter. Cela se remarque aussi sur l’accord entre les calibrations (Dipole, Galaxie et Jupiter).
Répartition d’“Ecosorb” sur la boîte à 1,6 K	L’émission de l’étage à 10 K est absorbée par l’étage à 1,6 K. Moins d’émission infrarouge peut arriver au détecteur.
Meilleur alignement des cornets avec les filtres	A priori cela devrait limiter les fuites optiques des détecteurs (analyse en cours).

TAB. 5.3 – Tableau récapitulatif des améliorations apportées entre les deux vols scientifiques et les conséquences sur les données.

## 5.5 Conclusion

L’état actuel des données permet de faire des cartes du ciel où le CMB commence à être visible. Du travail est encore nécessaire pour décorrélérer correctement des basses fréquences afin de pouvoir étendre le spectre des  $C_\ell$  jusqu’aux points de COBE en ce qui concerne les données du premier vol scientifique.

Avec les données obtenues lors du deuxième vol, les objectifs sont quasiment atteints et le spectre des  $C_\ell$  obtenu se raccorde bien avec celui obtenu par COBE à bas  $\ell$ . Une simulation des barres d’erreur que l’on devrait obtenir est présentée dans le chapitre suivant.

L’objectif d’Archeops était de faire un vol de 24h de nuit. Cela n’a malheureusement pas été possible à cause des conditions météorologiques dans la stratosphère. Néanmoins, les 12h30 de données disponibles après le vol du 7 février 2002 sont très prometteuses pour fournir le spectre des anisotropies du rayonnement fossile.

Le chapitre suivant fait un récapitulatif des deux vols et présente les résultats obtenus à ce jour par l’ensemble de l’équipe Archeops.

# Chapitre 6

## Les résultats scientifiques

Archeops n'a pas encore publié officiellement les résultats obtenus sur les courbes de  $C_\ell$ , nous présentons donc ici un premier aperçu des résultats sur les cartes d'Archeops ainsi que la précision attendue sur le spectre des fluctuations.



## 6.1 Les deux vols scientifiques

Les deux vols scientifiques ont eu lieu à partir de la base d'Esrange (Suède), l'un a duré 7h et l'autre 12h. La durée des vols dépend des vents dans la stratosphère. Elle dépend aussi des autorisations données par les autorités soviétiques qui définissent la limite géographique (en latitude et longitude) où la nacelle peut se poser. Pour les deux campagnes Archeops, les vents étaient assez rapides, ce qui a écourté la durée des vols. Nous avons pu néanmoins couvrir à peu près 30 % du ciel. La figure 6.1 montre les trajectoires pour chaque vol ainsi que la couverture du ciel obtenue. Lors du premier vol, l'autorisation a été donnée jusqu'à l'Oural, ce qui explique la plus courte durée.

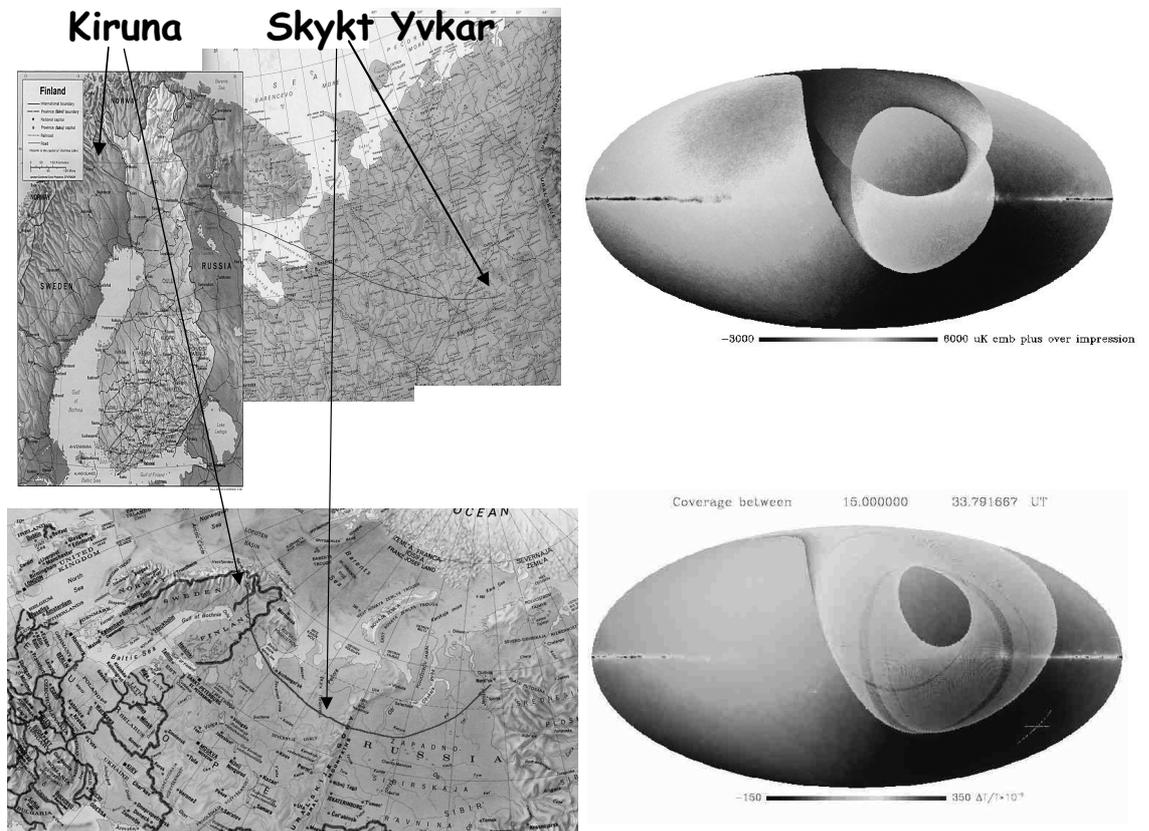


FIG. 6.1 – Trajectoires et couvertures du ciel pour les deux vols scientifiques d'Archeops. En haut le vol du 29 janvier 2001 et en bas le vol du 7 février 2002. Le "trou" sur la carte (en bas à droite) du ciel pour le deuxième vol correspond au moment où le soleil est au-dessus de l'horizon.

Lors de ces deux vols la chaîne cryogénique et les détecteurs ont parfaitement fonctionné. Dans les chapitre 4 et 5 nous avons discuté des améliorations apportées entre le premier et le deuxième vol ainsi que leurs conséquences sur les mesures.

La figure 6.2 montre une photographie du plan focal d'Archeops ainsi que les lobes obtenus grâce à la mesure de Jupiter, considéré comme une source ponctuelle. Le contour pour chaque détecteur montre que la résolution est entre 9 et 20 minute d'arc.

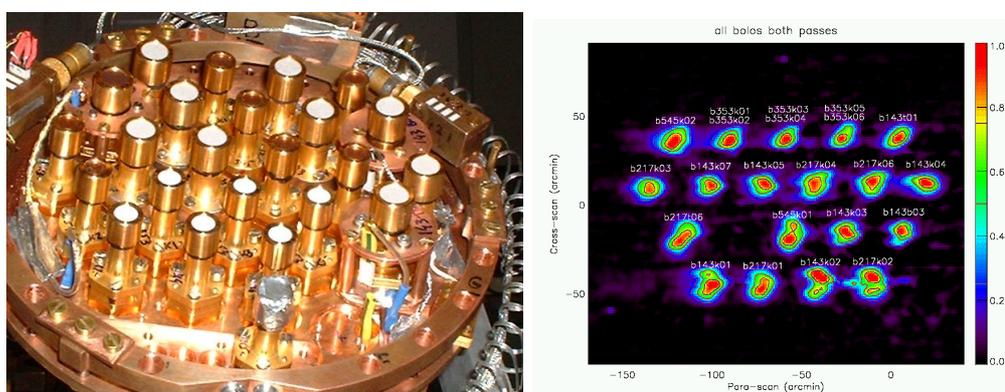


FIG. 6.2 – Plan focal d'Archeops pour le premier vol scientifique. A droite la mesure du lobe principal pour chaque détecteur, obtenue grâce aux passages sur Jupiter, à gauche une photographie du plan focal (à 100 mK). Certains bolomètres ont un filtre supplémentaire antiréfléchissant en blanc. Un seul lobe apparaît sur la figure de droite pour les détecteurs à 353 GHz (polarisés) car ils ont un cornet commun pour deux détecteurs.

Lors de ces deux vols nous avons obtenu des données de qualité qui nous ont permis d'obtenir des cartes du ciel à différentes longueurs d'onde.

## 6.2 Cartes préliminaires

Les premiers résultats obtenus par l'instrument Archeops sont des cartes de la Galaxie avec une très grande résolution aux longueurs d'onde millimétriques. La figure 6.3 présente les cartes obtenues aux longueurs d'onde d'Archeops (143, 217, 353 et 545 GHz).

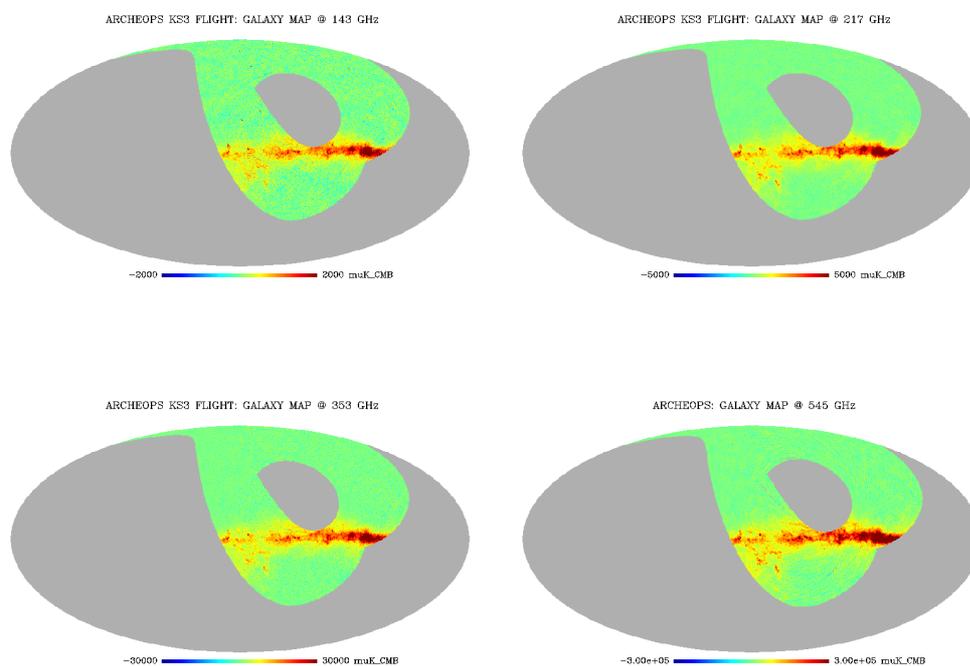


FIG. 6.3 – Cartes obtenues aux quatre longueurs d’onde d’Archeops pour le deuxième vol scientifique.

### 6.3 Précision attendue sur les $C_\ell$

A partir des cartes, il faut calculer le spectre des  $C_\ell$ . Etant donné le bruit mesuré sur les données, la couverture du ciel et le nombre de détecteurs, il est possible de prédire la zone des  $\ell$  accessible et d’estimer les erreurs sur le spectre.

La figure 6.4 montre le spectre angulaire de l’amplitude des fluctuations attendu avec 12h de données pour 10 détecteurs lors du le deuxième vol scientifique.

Du travail est encore nécessaire pour affiner et confirmer le spectre obtenu grâce aux données enregistrées. Les données collectées lors des vols Archeops sont une mine d’information, non seulement pour les mesures du CMB mais aussi pour regarder la Galaxie dans une gamme de longueurs d’onde où elle est peu connue. Il reste encore plusieurs années de travail afin de dépouiller entièrement les données prises par l’instrument Archeops. Cette expérience aura également permis à la communauté scientifique de se familiariser avec

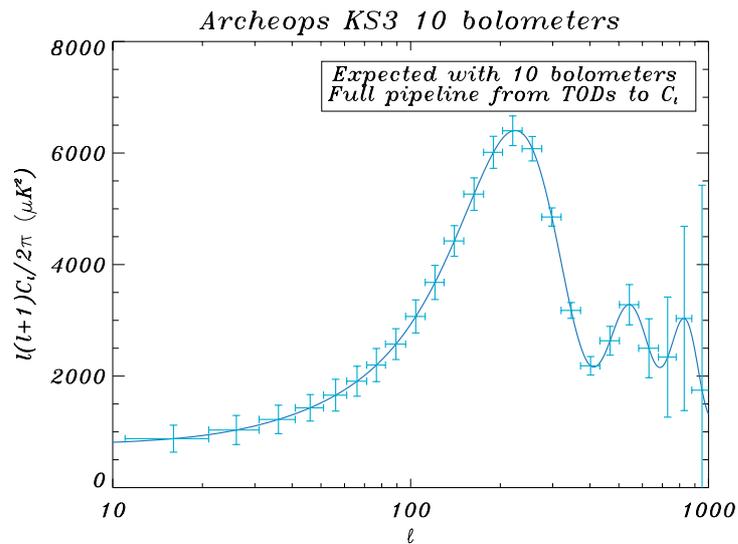


FIG. 6.4 – Spectre des  $C_\ell$  simulé pour les données du deuxième vol scientifique.

ce type de données, en se préparant à l'analyse de celles que devrait fournir dans quelques années le satellite Planck.



# Conclusion



Cette thèse avait pour but la mise au point de deux instruments pour la mesure du rayonnement cosmologique. Après avoir défini le contexte scientifique et décrit les expériences complémentaires qui ont été faites dans le domaine, je me suis consacrée à trois aspects de l'instrumentation.

Dans la première partie nous avons vu comment refroidir les détecteurs de façon optimale dans le cadre de l'expérience satellite Planck. Dans ce but, nous avons développé trois types de supports pour l'échangeur à contre-courant permettant d'atteindre 100 mK avec une puissance disponible de 100 nW. Lors des essais, nous avons approfondi la compréhension de phénomènes physiques présents dans une dilution à cycle ouvert.

En deuxième partie nous avons étudié et mis au point un filtrage original pour atteindre une grande stabilité de température à 100 mK. En réalisant différentes expériences nous avons démontré l'efficacité d'un filtre continu à forte capacité calorifique. Il a été qualifié d'un point de vue spatial afin d'être utilisé pour le satellite Planck.

La troisième partie est entièrement consacrée à l'expérience Archeops. Dans ce cadre nous avons utilisé et optimisé un cryostat spécifique pour la mesure en ballon stratosphérique. Cette expérience m'a permis de développer plusieurs domaines tels que la bolométrie, l'électronique et l'analyse d'un signal complexe. Le succès du dernier vol d'Archeops nous a permis de conforter l'utilisation des différentes techniques pour le satellite Planck. Les données prometteuses qu'elle a produites devraient contraindre un peu plus les paramètres cosmologiques.

Afin de répondre aux attentes de la communauté scientifique, qui demande à pouvoir disposer de technologies plus sensibles, plus rapides et de meilleure résolution, il faudra que l'instrumentation continue à se développer. Au CRTBT, des matrices de bolomètres sont en cours de développement. Il faudra adapter la cryogénie pour ce nouveau type de détecteur en utilisant les acquis obtenus grâce au développement des instruments Archeops et Planck. L'étude d'un multiplexage est en cours afin de limiter les fils de mesure pour un grand nombre de détecteurs. Dans un premier temps ces matrices seront utilisées pour des expériences au sol en plaçant le cryostat au foyer d'un télescope. Dans un avenir plus lointain, les matrices seront adaptées à des satellites ou à des expériences en ballon. Elles ont aussi un avenir pour la mesure difficile de la polarisation du CMB (des études sont en cours aux Etats Unis). Dans le domaine, encore peu connu des émissions dans les longueurs d'onde millimétriques, il reste encore beaucoup à découvrir (nuage froid de formation d'étoile par exemple) et les techniques devront encore s'améliorer pour augmenter la sensibilité.



# Table des figures

1	Cartes du rayonnement cosmologique . . . . .	4
2	Schéma des $C_\ell$ typique . . . . .	6
3	Influence des paramètres cosmologiques sur le spectre des $C_\ell$ . . . . .	8
4	Spectre de corps noir mesuré par FIRAS . . . . .	9
5	Anisotropie du CMB avec DMR . . . . .	10
6	Cartes Maxima . . . . .	10
7	Cartes Boomerang . . . . .	12
8	Cartes COBE et MAP . . . . .	13
9	Le $C_\ell$ mesuré aujourd'hui . . . . .	14
10	Précision attendue sur les $C_\ell$ avec les mesures qui seront présent par le satellite Planck . . . . .	15
1.1	Planck et Herschel dans le lanceur Ariane V . . . . .	21
1.2	Le satellite Planck . . . . .	22
1.3	Vue en coupe d'HFI . . . . .	23
1.4	Schéma de la cryogénie sur Planck/HFI . . . . .	24
1.5	Le satellite Planck en L2 . . . . .	26
2.1	Diagramme de phase $^3\text{He} - ^4\text{He}$ . . . . .	28
2.2	Schéma d'une dilution classique . . . . .	30
2.3	Dilution en cycle ouvert . . . . .	32
2.4	Schéma du cryostat 4K-100 mK . . . . .	33
2.5	Diagramme enthalpique schématique . . . . .	34
2.6	Echangeur à contre courant . . . . .	35
2.7	Illustration de la résistance de Kapitza . . . . .	37
2.8	Réalisation d'un échangeur 1,6 K - 100 mK . . . . .	38
3.1	Puissance disponible en fonction de la température de la dilution . . . . .	40
3.2	Montage pour la mesure de la puissance de refroidissement . . . . .	41
3.3	Courbes de puissance . . . . .	42
3.4	Profil de température le long de l'échangeur . . . . .	46
3.5	Modèle d'un profil de température . . . . .	47

3.6	Photographie de l'échangeur du type panier de basket . . . . .	49
3.7	Photographie de l'échangeur sur un support en Inox . . . . .	50
3.8	Photographie du modèle de qualification . . . . .	51
1.1	Le filtre du première ordre . . . . .	59
1.2	Le filtre du première ordre réel . . . . .	61
1.3	Capacité calorifique de l'Ho en fonction de la température . . . . .	63
1.4	Schéma de principe de transport de la chaleur . . . . .	66
1.5	Fonction de transfert théorique du filtre HoY . . . . .	67
1.6	Profil de température du filtre HoY . . . . .	70
1.7	Photo de l'alliage d'HoY pour . . . . .	72
1.8	Droite de Vegard de l'alliage HoY . . . . .	72
2.1	Dispositif expérimental pour la mesure de la constante de temps de l'HoY . . . . .	74
2.2	Schéma électrique équivalent pour la mesure de la constante de temps de l'alliage . . . . .	74
2.3	Résultats expérimentaux pour la mesure de la constante de temps de l'alliage HoY . . . . .	76
2.4	Résistances thermiques équivalentes du montage pour la mesure de la constante de temps de l'alliage . . . . .	77
2.5	Photographie du montage pour la mesure de la fonction de transfert de l'alliage HoY . . . . .	79
2.6	Montage du filtre d'HoY pour la mesure de la fonction de transfert . . . . .	80
2.7	Fonction de transfert mesurée de l'alliage HoY . . . . .	82
3.1	Schéma du plan focal et des trois plots en HoY . . . . .	86
3.2	Photo du filtre HoY sur Archeops . . . . .	87
3.3	Schéma du filtrage thermique sur Archeops . . . . .	87
3.4	Spectres de puissance des thermomètres d'archeops . . . . .	88
1.1	Croisement de cercle dans le ciel observé d'Archeops . . . . .	99
1.2	Nacelle Archeops . . . . .	100
1.3	Baffle Archeops . . . . .	101
1.4	Chaîne optique d'Archeops . . . . .	101
1.5	Le cryostat Archeops . . . . .	103
1.6	Photo d'un bolomètre "toile d'araignée" . . . . .	105
2.1	Schéma simplifié du cryostat . . . . .	108
2.2	Schéma du circuit de prérefroidissement . . . . .	110

2.3	Courbes de température des étages d'Archeops pendant la mise en froid . . . . .	111
2.4	Trois façons différentes de mesurer le débit . . . . .	112
2.5	Schéma de l'optique froide dans le cryostat . . . . .	116
2.6	Débit d' $^4\text{He}$ pendant le vol . . . . .	119
2.7	Température des différents étages cryogéniques au cours du vol	121
2.8	Température du plan focal au cours du vol . . . . .	121
3.1	Schéma de principe d'un bolomètre . . . . .	124
3.2	Shema fonctionnel d'un bolomètre . . . . .	127
3.3	Schéma de principe de la chaîne de lecture bolométrique . . .	129
3.4	Schéma de la contre réaction thermique . . . . .	129
3.5	Réponse indicielle ( $i(t)$ ) et impulsionnelle ( $h(t)$ ) du bolomètre	134
3.6	Courbe $V(I)$ d'un bolomètre "aveugle" . . . . .	135
3.7	Dispositif expérimental pour l'étude photométrique des bolomètres . . . . .	142
3.8	Courbes $V(I)$ pour des puissances incidentes différentes . . . .	143
3.9	Sensibilité du bolomètre en fonction de la température du bain cryogénique . . . . .	143
3.10	Sensibilité du bolomètre en fonction de la puissance incidente .	144
4.1	Préamplificateur à 4K . . . . .	147
4.2	Transmission des données Archeops . . . . .	148
4.3	Spectre de bruit d'un bolomètre. . . . .	150
5.1	Données brutes . . . . .	160
5.2	Spectre de données brutes . . . . .	161
5.3	Signaux des bolomètres, le 10K et l'altitude . . . . .	163
5.4	Courbe d'un bolomètre et d'un thermomètre . . . . .	164
5.5	Courbe d'un bolomètre à 545 GHz et de l'altitude . . . . .	165
5.6	Courbes d'un bolomètre et du thermomètre du 10K . . . . .	166
5.7	Echauffement des cornets à 10 K . . . . .	167
5.8	Signaux parasites à la fréquence de rotation de la nacelle. . . .	169
5.9	Signal d'un bolomètre et du bolomètre à 545 GHz. . . . .	170
5.10	Spectre avant et après décorrélation haute fréquence . . . . .	170
5.11	Signal et spectre d'un bolomètre avant et après décorrélation .	172
6.1	Trajectoires et couvertures du ciel . . . . .	176
6.2	Plan focal d'Archeops . . . . .	177
6.3	Cartes obtenues aux quatre longueurs d'onde d'Archeops . . . .	178
6.4	$C_\ell$ simulé . . . . .	179



# Liste des tableaux

1	Récapitulatif des expériences qui ont mesuré les anisotropies du CMB . . . . .	13
1.1	Tableau récapitulatif des étages cryogéniques de l'instrument HFI . . . . .	24
1.2	Tableau récapitulatif des performances attendues du satellite Planck . . . . .	26
3.1	Récapitulatif des essais . . . . .	45
1.1	Analogie thermique-électrique . . . . .	58
1.2	Caractéristiques de l'Holmium et l'Yttrium . . . . .	62
1.3	Mesure de la résistivité à différentes températures . . . . .	64
1.1	Caractéristiques Techniques d'Archeops . . . . .	97
2.1	Récapitulatif des performances de la chaîne cryogénique . . . . .	119
3.1	Caractéristiques techniques des bolomètres d'Archeops . . . . .	126
3.2	Valeurs typiques des paramètres des bolomètres d'Archeops . . . . .	138
4.1	Récapitulatif du bruit mesuré lors du vol de janvier 2001 . . . . .	155
4.2	Récapitulatif du bruit mesuré lors du vol de février 2002 . . . . .	156
5.1	Tableau des constantes de temps et du coefficient de corrélation du 10 K . . . . .	172
5.2	Etalonnage des bolomètres . . . . .	173
5.3	Améliorations apportées entre les deux vols . . . . .	174



# Bibliographie

- A. Benoit, P. Ade, A. Amblard, R. Ansari, E. Aubourg, J. Bartlett, J. Bernard, R. Bhatia, A. Blanchard, J. Bock, A. Boscaleri, F. Bouchet, A. Bourrachot, P. Camus, F. Couchot, P. deBernardis, J. Delabrouille, F. Desert, O. Dore, M. Douspis, L. Dumoulin, X. Dupac, P. Filliatre, K. Ganga, F. Gannaway, B. Gautier, M. Giard, Y. Giraud-Heraud, R. Gispert, L. Guglielmi, J. Hamilton, S. Hanany, S. Henrot-Versille, V. Hristov, J. Kaplan, G. Lagache, J. Lamarre, A. Lange, K. Madet, B. Maffei, D. Marone, S. Masi, J. Murphy, F. Naraghi, F. Nati, G. Perrin, M. Piat, J. Puget, D. Santos, R. Sudiwala, J. Vanel, D. Vibert, E. Wakui, and D. Yvon. Archeops : A High Resolution, Large Sky Coverage Balloon Experiment for Mapping CMB Anisotropies. *AstroParticle physics*, May 2002a. arXiv.org :0106152.
- A. Benoit, M. caussignac, and S. Pujol. New type of dilution refrigerator and space application. *Cryogenics*, 34, 1994.
- A. Benoit, P. Crespi, P. Camus, J.-J. Fourmond, G. Guyot, K. Madet, L. Sentis, and S. Triqueneaux. Design of the planck/hfi dilution system. *Proceedings ICEC19, soumis*, July 2002b.
- A. Benoit, F. Desert, and K. Madet. limiting the  $c_l$  sepctrum in low  $l_s$  considernig the parasitic effects. Note interne à la collaboration Archeops, 2001a.
- A. Benoit, F. Desert, and K. Madet. Responsivity corrected for archeops-kiruna. Note interne à la collaboration Archeops, 2001b.
- P. D. Bernardis, P. Ade, J. Bock, J. Bend, J. Borril, A. Boscaleri, K. Coble, B. Crill, G. D. Gasperis, P. Farese, P. Ferreira, K. Ganga, M. Giacometti, E. Hivon, V. Hristov, A. H. Jaffe, A. Lange, L. Martinis, S. Masi, P. Mason, P. Mausekopf, A. Melchiorri, L. Miglio, T. Montroy, C. Netterfield, E. Pascale, F. Piacentini, D. Pogosyan, S. Prunet, S. Roa, G. Romeo, J. Ruhl, F. Scaramuzzi, D. Sforna, and N. Vittorio. A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation. *Nature*, 404, Apr. 2000.

- Y. Berthier. Méthode expérimentale de traitement du signal : première partie : Aspect physique du bruit de fond. *Laboratoire de Spectrométrie Physique*, 1986.
- Y. Brunet. Echange thermique. *Cours de DEA, Université de Grenoble, Formation C.E.R.N*, 1994.
- P. Camus. Analyse du fonctionnement d'un cryostat à dilution en cycle ouvert pour des applications spatiales. *Rapport de DEA, Université de Paris VI*, 1998.
- M. Chappellier. Chaleur Spécifique Anormales. 4<sup>ème</sup> Ecole d'Automne Balaruc les bains, Nov. 1999.
- M. Chappellier and J. Torr. communication privée, 1999.
- B. Collaudin and T. Passvogel. The FIRST/Planck Mission, Cryogenic systems-Curent Status. 2000. <http://astro.estec.esa.nl/Planck/>.
- B. Collaudin, J. Schupp, A. Hauser, and A.Wagner. FIRST payload module and Accommodation of Instruments. *UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments, SPIE symposium*, Mar. 2000. <http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/First>.
- J. Delabrouille. Le fonc comologique micro-ondes. Présentation de l'école de détection à basse température, Oléron, 2002.
- W. H. . S. Dodelson. Cosmic Microwave Background Anisotropies. *Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2002*, 2001. arXiv :astro-ph/0110414v1.
- M. Douspis. *Analyse Statistique des anisotropies du fond diffus cosmologique*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III, 2000.
- P. Downey. Monolithic Silicon Bolometers. *Appl. Opt.*, 23, 1984.
- F.-X. Désert, A. Benoit, S. Gaertner, J.-P. Bernard, N. Coron, P. de Marcillac, M. Giard, J.-M. Lamarre, B. Lefloch, J.-L. Puget, and A. Sirbi. Observation of the Sunyaev-Zel'dovich effect et high angular resolution towards the galaxy clusters Abell 665 and 2163 and CL0016+16. *Elsevier Science*, 8 :655–669, 1998.
- Ecole-d'Aussois. Propriétés des solides et des fluides utilisés en cryogénie. 4<sup>ème</sup> Ecole d'Automne Balaruc les bains, Nov. 1999.
- P. Filliatre. *Contraintes sur les paramètres cosmologiques et sur la quantité de matière sombre non baryonique à l'aide des données d'Archeops*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2002.
- S. Gaertner. *Système de lecture des bolomètres optimisé pour la mission spatiale Planck Surveyor*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, 1997.

- S. Gaertner, A. Benoit, J.-M. Lamarre, M. Giard, J.-L. Bret, J.-P. Chabaud, F.-X. Desert, J.-P. Faure, G. Jegoudez, J. Leblanc, J.-P. Lepeltier, J. Narbonne, M. Piat, R. Pons, G. Serra, and G. Simiand. A new readout system for bolometers with improved low frequency stability. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, pages 151–160, 1997a.
- S. Gaertner, A. Benoit, M. Piat, M. Giard, J.-M. Lamarre, R. Pons, and G. Serra. A new readout electronic for the Planck Surveyor bolometric instrument. *Proc. ESA Symposium*, 1997b.
- S. Gaertner and M. Giard. Fast digital electronics for space bolometers modulation system. *Proc. 30th ESLAB Symp.*, 1996.
- E. Gawiser and J. Silk. The cosmic microwave background radiation. *Physics Reports*, 2000.
- N. Halverson, E. Leitch, C. Pryke, J. Kovac, J. C. W. Holzapfel, M. Dragovan, J. Cartwright, B. Mason, S. Padin, T. Pearson, A. Readhead, and M. Shepherd. DASI First Results : A Measurement Of The Cosmic Microwave Background Angular Power Spectrum. *Astrophysical Journal*, May 2002. arXiv.org :0104489.
- J. Hamilton. Responsivity corrected for archeops-kiruna. Note interne à la collaboration Archeops, 2001.
- A. Heurtel. Planck-HFI, 0.1 K cooler, Ho<sub>x</sub>Y<sub>x-1</sub> : Product Assurance Specifications. *Note interne, IAS*, 2000a.
- A. Heurtel. planck-HFI, Cleanliness Control Plan. *Note interne, IAS*, 2000b.
- E. Hubble. A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae. "*Proc. Natl. Acad. Sci.*", USA, 1929.
- C. Kittel. *Introduction à la physique de l'état solide*. Dunod Paris, 1956.
- J. Lamarre. Photon noise in photometric instruments at far-infrared and submillimeter wavelengths. *Applied Optics*, 25 :870–876, 1986.
- J. Lamarre, P. Ade, A. Benoit, P. de Bernardis, J. Bock, F. Bouchet, T. Bradshaw, J. C. te S. Church, F. Couchot, J. Delabrouille, G. Efstathiou, M. Giard, Y. Giraud-héraud, R. Gispert, M. Griffin, A. Lange, A. Murphy, F. Pajot, J. Puget, and I. Ristorcelli. The High Frequency Instrument of Planck : Design and Performances. *Astrophysics Letters and Communications*, 2000.
- Langley. . *Nature*, 25, 1881.
- A. Lee, P. Ade, A. Balbi, J. Bock, J. Borrill, A. Boscaleri, B. Crill, P. D. Bernardis, H. D. Castillo, P. Ferreira, K. Ganga, S. Hanany, V. Hristov, A. Jaffe, A. Lange, P. Mauskopf, C. Netterfield, S. Oh, E. Pascale,

- B. Rabbii, P. Richards, J. Ruhl, G. Smoot, and C. D. Winant. MAXIMA : an experiment to measure temperature anisotropy in the cosmic microwave background. *To appear in proceedings of '3K Cosmology'*, Oct. 1998. arXiv :astro-ph/9903249.
- P. Lejay. communication privée, 2002.
- R. Lescouzères. Analyse de la diaphonie sur l'instrument Archeops. *Rapport de DEA, Université Pierre et Marie Curie*, 2001.
- A. Liddle. Inflationary Cosmology : Theory and Phenomenology. "*The Early Universe and Cosmological Observations : a Critical Review*", Cape Town, July 2001. arXiv :astro-ph/0109439.
- C. H. Linewear. Cosmological Parameters. *COSMO-01, Rovaniemi, Finlan*, 2001. arXiv :astro-ph/0112381v1.
- O. Lounasmaa. *Experimental Principles and Methods Below 1K*. Academic Press : london and New York, 1974.
- B. Maffei, P. Ade, C. Tucker, E. Wakui, R. Wylde, J. Murphy, and R. Colgan. Shaped corrugated horns for cosmic microwave background anisotropy measurements. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2000.
- S. Masi, P. Ade, J. Bock, J. Bond, J. Borrill, A. Boscaleri, K. Coble, C. Contaldi, B. Crill, P. de Bernardis, G. D. Gasperis, G. D. Troia, P. Farese, K. Ganga, M. Giacometti, E. Hivon, V. Hristov, A. Iacoangeli, A. Jaffe, W. Jones, A. Lange, L. Martinis, P. Mason, P. Mauskopf, A. Melchiorri, P. Natoli, T. Montroy, C. Netterfield, E. Pascale, F. Piacentini, D. Pogosyan, G. Polenta, F. Pongetti, G. R. S. Prunet, J. Ruhl, F. Scaramuzzi, and N. Vittorio. The BOOMERanG experiment and the curvature of the Universe. *Proc. of the Erice School on "Neutrinos in Astro, Particle and Nuclear Physics"*, 2001. arXiv.org :0201137.
- J. Mather, E. Cheng, R. Eplee, R. Issacman, S. Meyers, R. Shafer, R. Weiss, E. Wright, C. Bennett, N. Boggess, E. Dwek, S. Gulkis, M. Hauser, M. Janssen, T. Kelsall, P. Lubin, S. Moseley, T. Murdock, R. Silverberg, G. Smoot, and D. Wilkinson. A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite. *Astrophysical Journal, Part 2*, May 1990.
- J. C. Mather. Bolometer noise : nonequilibrium theory. *Applied Optics*, 21 : 1125–1129, 1982.
- A. Paragina. *Etude de la réfrigération par dilution d'hélium en cycle ouvert. Application à un satellite d'observation submillimétrique*. PhD thesis, Université Joseph Fourier Grenoble I, 1997.

- T. Pearson, B. MASON, A. Readhead, M. SHepherd, J. Sievers, P. Udomprasert, J. Cartwright, A. Farmer, S. Padin, S. Myers, J. Bond, C. Contaldi, U.-L. Pen, S. Prunet, D. Pogosyan, J. Carlstrom, J. Kovac, E. Leitch, C. Pryke, N. Halverson, W. Holzappel, P. Altamirano, L. Bronfman, S. Cassassus, J. May, and M. Joy. The Anisotropy of the Microwave background to  $\ell=3500$  : Mosaic Observations with the Cosmic Background Imager. *submitted to Astrophysical Journal*, May 2002. arXiv.org :0205388.
- A. Penzias and R. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophys. J. Letter 142*, 1965.
- M. Piat. *Contributions à la définition des besoins scientifiques et des solutions instrumentales du projet Planck/HFI*. PhD thesis, Université de Paris XI, 2000.
- M. Piat, B. Ierliche, J.-P. Torre, J.-M. Lamarre, A. Benoit, and J.-P. Crusaire. Thermal architecture design tests for the Planck/HFI Instrument. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2002.
- F. Pobell. *Matter and Methods at Low temperature, 2nd Edt.* Springer-Verlag, 1995.
- F. Prins and M. V. Eesbeek. VBQC outgassing kinetic test n° 3727, hlmium-Yttrium. *Note interne, ESA, ESTEC*, 2000.
- R. Radebaugh. *Thermodynamic properties of the He<sup>3</sup>-He<sup>4</sup> solutions with applications to the He<sup>3</sup>-He<sup>4</sup> dilution refrigerator*. U.S Government Printing Office, 1967.
- G. H. Reike. *Detection of light : From the ultraviolet to the submillimeter*. Press Syndicat of the University of Cambridge, 1994.
- J. Rembaum. 3He-4He Dilution Explanation. 2002. <http://cdms.berkeley.edu/UCB/75fridge/inxsrc/dilution/>.
- B. Revenu. *Anisotropies et Polarisation du rayonnement fossile : méthode de détection et traitement des données*. PhD thesis, Université Paris 7, 2000.
- B. Revenu. Etude des anisotropies du fond diffus comologique. 2001. <http://cdfinfo.in2p3.fr/Experiences/CMB>.
- P. R. Roach and B. P. Helvensteijn. Development of a Dilution Refrigerator for Low-temperature Microgravity Experiment. *10th Intl. Cryocoolers Conf.*, May 1999a. [http://irtek.arc.nasa.gov/CryoGroup/Archive/PR\\_98ICCC.pdf](http://irtek.arc.nasa.gov/CryoGroup/Archive/PR_98ICCC.pdf).
- P. R. Roach and B. P. Helvensteijn. Progress on a Microgravity Dilution Refrigerator. *Cryogenics*, 39, 1999b. <http://irtek.arc.nasa.gov/CryoGroup/Archive/PR99SpcCryo.pdf>.

- P. Scott, P. Carreira, K. Cleary, R. Davies, R. Davis, C. Dickinson, K. Grainge, C. Gutiérrez, M. Hobson, M. Jones, R. Kneissl, A. Lasenby, K. Maisinger, G. Pooley, R. Rebolo, J. Rubiño-martin, P. Molina, B. Rusholme, R. Saunders, R. Savage, A. Slosar, P. Molina, A. Taylor, D. Titterington, E. Waldram, R. Watson, and A. Wilkinson. First results from VSA - III The CMB power spectrum. *submitted to MNRAS*, May 2002. arXiv.org :0205380.
- G. Smoot, C. Bennett, A. Kogut, E. Wright, J. Aymon, N. Boggess, E. Cheng, G. D. Amici, S. Gulkis, M. Hauser, G. Hinshaw, C. Lineweaver, K. Loewenstein, P. Jackson, M. Janssen, E. Kaita, T. Kelsall, P. Keegstra, P. Lubin, J. Matter, S. Meyer, S. Moseley, T. Murdock, L. Rokke, R. Silverberg, L. Tenorio, R. Weiss, and D. Wilkinson. Structure in the COBE DMR First Year Maps. *Astrophysical Journal Letters*, Apr. 1992.
- G. Smoot, C. Bennett, R. Weber, J. Maruschak, R. Ratliff, M. Janssen, J. C. and L. Hilliard, M. Lecha, R. Mills, R. Patschke, C. Richards, C. Backus, J. Mather, M. Hauser, R. Weiss, D. Wilkinson, S. Gulkis, N. Boggess, E. Cheng, T. Kelsall, P. Lubin, S. Meyer, H. Moseley, T. Murdock, R. Shafer, R. Silverberg, and E. Wright. COBE Differential Microwave Radiometers : Instrument Design and Implementation. *The Astrophysical Journal*, Sept. 1990.
- R. Stompor, A. Balbi, J. Borril, P. Ferreira, S. Hanany, A. Jaffe, A. Lee, S. Oh, B. Rabbii, P. Richards, G. Smoot, C. Winant, and J.-H. Wy. Making Maps Of The Cosmic Microwave Background : The MAXIMA Example. *Phys. Rev. D*, Jan. 2002. arXiv :astro-ph/1006451.
- R. Sudiwala, M. Griffin, and A. Woodcraft. Thermal modelling and characterisation of semiconductor bolometers. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 23(4), Apr. 2002. <http://www.astro.cf.ac.uk/groups/instrumentation/publications.html>.
- J.-P. Torre. Les Bolomètres pour la photometrie. *2<sup>eme</sup> Ecole d'Automne Balaruc les bains*, Sept. 1992.
- J.-P. Torre. Les Bolomètres pour le submillimétrique et le millimétrique. *4<sup>eme</sup> Ecole d'Automne Balaruc les bains*, Nov. 1999.
- H. Van-Kempen, A. Miedema, and W. Huiskamp. Heat Capacities of the Metals Terbium and Hlmium below 1°K. *Physica*, 30, 1964.
- S. W. Van-Sciver. *Helium Cryogenics*. The international Cryogenics Monograph Series, 1968.
- J.-C. Vanel. Le cryostat d'étaalonnage Archeops. *Institut de Physique Nucléaire, Service Basse température*, Mar. 1999.

G. Ventura, M. Barucci, E. Gottardi, and I. Peroni. Low temperature thermal conductivity of Kevlar. *Cryogenics*, 40, 2000.

M. White and J. Cohn. TACMB-1 : The Theory of Anisotropies in the Cosmic Microwave Background. *AJP/AAPT Bibliographic Resource letter*, 2002. arXiv.org :astro-ph/0203120v1.



## **Résumé**

**Titre :** Mesure du Rayonnement Cosmologique : Préparation et Etalonnage des Instruments Archeops et Planck

La mesure du rayonnement cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) en est à un point crucial. Les expériences qui le mesurent sont de plus en plus sensibles et précises. Ce manuscrit présente deux instruments dont l'objectif est de mesurer les anisotropies de température de ce rayonnement. Dans une première partie nous présentons le travail effectué sur l'optimisation du refroidissement des détecteurs grâce à une dilution en cycle ouvert de  $^3\text{He}$  dans  $^4\text{He}$  dans le cadre de l'expérience satellite Planck. Trois types de supports pour l'échangeur à contre-courant permettant d'atteindre 100 mK avec une puissance disponible de 100 nW sont étudiés. Lors des essais, nous avons approfondi la compréhension de phénomènes physiques présents dans une dilution à cycle ouvert. La deuxième partie présente un filtrage original pour atteindre une grande stabilité de température à 100 mK. En réalisant différentes expériences nous démontrons l'efficacité d'un filtre continu à forte capacité calorifique. Ce filtre, en HoY, a été qualifié d'un point de vue spatial afin d'être utilisé pour le satellite Planck. La troisième partie de ce manuscrit est entièrement consacrée à l'expérience Archeops. Dans ce cadre nous avons développé un cryostat spécifique pour la mesure en ballon stratosphérique. Cette expérience nous a permis d'approfondir plusieurs domaines de la mesure du CMB telles que la bolométrie, l'électronique et l'analyse d'un signal complexe. Les données prometteuses du dernier vol devraient contraindre les paramètres cosmologiques.

**Mots clefs :** Cosmologie, Instrumentation, Cryogénie spatiale, Dilution en cycle ouvert, Filtrage thermique, Bolomètre, Analyse du bruit

## **Abstract**

**Title :** Measuring the Cosmological Background : Preparation and Calibration of the Archeops and Planck Instruments

The measurement of the cosmological background (CMB for Cosmic Microwave Background) is at a crucial point. The experiments that measure this radiation are more and more sensitive and precise. Two different instruments are presented in this thesis : Archeops and Planck. They are aiming at measuring the temperature anisotropies of the CMB. In the first section of this manuscript we present our work on the optimisation of the cooling of the detectors by means of an open cycle dilution refrigerator for the Planck/HFI instrument. Three different types of supports are studied in order to reach 100 mK with 100 nW of cooling power. During the different tests we concentrated on having a better understanding of the physical processes which take place in an open cycle dilution. In a second section we present an original way to filter temperature fluctuations at 100 mK using a high specific heat material. The HoY alloy has been qualified for space applications in order to be used for the Planck experiment. The third section of this manuscript concentrates on Archeops, a balloon-borne, experiment. We present different aspects of the instrumentation needed in order to measure the CMB. The cryogenics, especially designed for a balloon experiment is detailed as well as the bolometric detectors and the associated electronics. This last section finishes with the current results of the Archeops team. The data obtained during the last flight (February 2002) is very promising and should allow to constrain the cosmological parameters in a significant way.

**Key words :** Cosmology, Instrumentation, Space cryogenics, Open cycle dilution refrigerator, Thermal filter, Bolometer, Noise analysis

[http://journal.archeops.org/Archeops\\_Thesis/](http://journal.archeops.org/Archeops_Thesis/)