



HAL
open science

Réalisation d'un interféromètre de Martin-Puplett pour le développement d'une caméra bolométrique.

Thomas Durand

► **To cite this version:**

Thomas Durand. Réalisation d'un interféromètre de Martin-Puplett pour le développement d'une caméra bolométrique.. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00181020

HAL Id: tel-00181020

<https://theses.hal.science/tel-00181020>

Submitted on 22 Oct 2007

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

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

THÈSE

présentée
pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN PHYSIQUE
de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I
Spécialité : Physique pour l'Instrumentation
par

Thomas DURAND

RÉALISATION D'UN INTERFÉROMÈTRE DE MARTIN PUPLETT POUR LE DÉVELOPPEMENT D'UNE CAMÉRA BOLOMÉTRIQUE

Soutenue publiquement le 25 septembre 2007

Devant le jury composé de :

M. A. BENOIT

M. F.X. DESERT

Mme S. HENROT-VERSILLE

M. L. RODRIGUEZ

M. K. SCHUSTER

M. P.E. WOLF

Directeur de thèse

Codirecteur de thèse

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Président du jury

Institut Néel - CNRS, département MCBT, Grenoble

*« Le plus ancien signal est le rayonnement
fossile à 3K, l'incandescence du Big Bang, à
l'origine de l'espace et du temps naturels »*

Harry Mulisch (La découverte du ciel)

Remerciements

Je tiens à remercier humblement tous ceux et toutes celles qui de près ou de loin, m'ont permis de mener à bien cette étude. Je suis intimement persuadé qu'ils se reconnaîtront sans qu'il soit nécessaire de se livrer au traditionnel exercice de style que sont « les remerciements » ...

Table des matières

Introduction	9
PARTIE I: FONCTIONNEMENT ET REALISATION D'UN SPECTROMETRE MILLIMETRIQUE	15
Chapitre 1: Principe de fonctionnement	17
1. Interféromètre de Martin Puplett	17
2. Chaîne optique	21
3. Bolomètre	23
4. Electronique de lecture	27
5. Acquisition des données	28
6. Traitement du signal	28
7. Synthèse - Vision générale de la chaîne instrumentale	30
Chapitre 2: Réalisation de la chaîne instrumentale	31
1. Définition du cahier des charges	31
2. Interféromètre de Martin Puplett	32
3. Cryostat	41
4. Bolomètre	52
5. Electronique de lecture	55
6. Programme d'acquisition des données	60
7. Programme de traitement des données	62
8. Comparaison avec d'autres IMP	74
Chapitre 3: Utilisation et performances de l'instrument	75
1. Logiciel d'utilisation	75
2. Différents modes de mesures	78
3. Performance	79

PARTIE II: MESURES EFFECTUEES A L'INTERFEROMETRE DE MARTIN PUPLETT ET SIMULATION DES RESULTATS	81
Chapitre 1: Etalonnage de l'instrument	83
1. Bolomètre	83
2. Mesure de filtres connus	94
3. Pic d'absorption de l'eau	96
4. Simulation du spectre attendu sur le cryostat Diabolo	97
5. Reproductibilité des spectres	100
6. Mesures et analyses des polariseurs de l'IMP	100
Chapitre 2: Etudes de divers échantillons et avancement de la caméra	105
1. Influence de la taille de l'étendue du faisceau	105
2. Analyse des lentilles	106
3. Analyse de filtres	109
4. Matrice de bolomètre	112
5. Avancement de la caméra bolométrique	125
Conclusion et perspectives	129
Références	137
ANNEXE : Manuel d'utilisation d'un Interféromètre de Martin Puplett	143

Introduction

Pour comprendre le grand intérêt et l'importance de ces travaux de thèse, nous devons d'abord revenir loin, très loin dans le passé, afin de connaître l'origine de notre univers.

Tout a commencé juste après le Big Bang, moment pris comme référence des temps, où toute l'énergie de l'univers, concentrée en une petite région de l'espace, appelée singularité primordiale, s'est libérée. C'est la création de l'espace, du temps et de la matière. A cet instant, notre univers est homogène, dense et isotherme. Ensuite, entre 10^{-43} et 10^{-30} seconde, c'est l'époque de l'inflation où l'univers s'étend très rapidement. L'inflation se termine en créant tout un spectre de particules et d'antiparticules. Puis l'univers s'étend toujours, mais beaucoup moins vite qu'au moment de l'inflation, et ainsi, l'espace-temps se dilue petit à petit, entraînant la baisse progressive de la température. En parallèle, entre 10^{-6} et 1 seconde, la quasi-totalité des particules et antiparticules disparaissent en s'annihilant. Cependant, une asymétrie d'origine quantique fait apparaître un petit excédent responsable de l'ensemble de la matière présente dans l'univers. De plus, l'univers est encore tellement chaud que la totalité de la matière cosmique est ionisée. Les photons interagissent sans cesse, par diffusion Thomson, avec les électrons libres. L'univers est alors dit opaque. Ce n'est que 380 mille années plus tard où l'espace-temps est suffisamment dilué, faisant chuter la température à 3000K, que les électrons peuvent se lier aux noyaux d'hydrogène et d'hélium pour former les premiers atomes. C'est l'époque de la recombinaison. Les photons n'interagissent plus avec les électrons. Ils se propagent maintenant en ligne droite. L'univers émet sa première lumière, il est transparent. 13,8 Milliard d'années plus tard, c'est cette lumière, appelée rayonnement fossile ou fond diffus cosmologique, qui vient jusqu'à nous et que nous cherchons à caractériser [Lachièze-Rey et Gunzig,95]. Vu de la Terre ou de n'importe quels autres points de l'univers puisque tous les points d'observation sont équivalents, la température apparente de ce rayonnement passe de 3000K à 3K. Ce phénomène est dû à l'expansion de l'univers qui étire les longueurs d'ondes, donc diminue sa fréquence et déplace ce rayonnement vers les très basses températures.

La découverte du fond diffus cosmologique est en fait due partiellement au hasard. Arno Penzias et Robert Wilson, en tentant d'effectuer des mesures absolues du halo de notre Galaxie, ont enregistré des flux électromagnétiques plus élevés que prévu et qu'ils ne parvenaient pas à expliquer. Jusqu'au jour où ils discutèrent avec un collègue d'astrophysique, B. Burke, qui avait lui-même entendu parler d'un fond diffus de

rayonnement. En 1964, leur découverte fut publiée [Penza et Wilson,65]. Les premières mesures de ce rayonnement commencèrent, bien qu'ils ne furent pas, à l'époque, au courant de l'existence de ce rayonnement prédit bien plutôt en 1950 par Alpher et Herman.

Dès la découverte du rayonnement fossile, un grand intérêt de le caractériser s'est manifesté. Parmi l'ensemble des récepteurs qui permettent d'avoir accès aux différents niveaux d'énergies des photons, le bolomètre qui exploite les effets thermiques du rayonnement sur la matière est un bon candidat.

En 1992, des bolomètres sont intégrés dans une partie des instruments (DIRBE et FIRAS) du satellite COBE. Le spectromètre Martin-Puplett FIRAS a montré que le spectre du rayonnement fossile est décrit parfaitement par celui d'un corps noir à $2,725 \pm 0,001$ K [Fixsen et Mather,02] (cf. figure 0.3). D'autre part, les radiomètres DMR du satellite COBE ont permis la détection de ses anisotropies avec une résolution angulaire de 7° . Ces premières mesures ont non seulement confirmé la presque parfaite homogénéité de l'univers à l'époque de la recombinaison, mais aussi permis de contraindre les paramètres des modèles cosmologiques, à savoir la constante de Hubble qui définit la vitesse d'expansion de l'univers, la constante cosmologique (ou énergie du vide), les différentes densités de matière, des neutrons et des photons, la courbure de l'espace-temps et l'âge de l'univers. Ensuite, de nombreuses expériences dans le but de mesurer les anisotropies avec une meilleure résolution afin de mieux contraindre ses paramètres cosmologiques, sont apparues. Comme parmi tant d'autres mais avec une meilleure précision et sur tout le ciel, le satellite WMAP, avec une résolution de 10 à 20 minutes d'arc, a pu cartographier des anisotropies du rayonnement fossile dont l'écart type angulaire est de l'ordre de $30 \mu\text{K}$ (cf. figure 0.1).

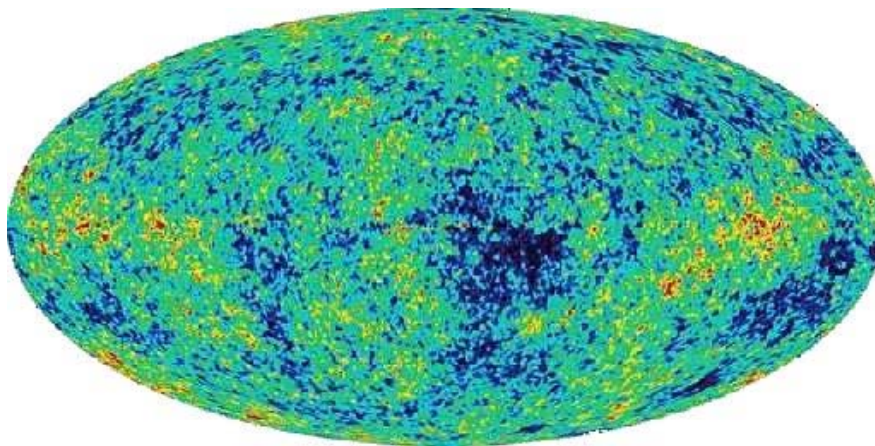


Figure 0.1 Projection de la voûte céleste en coordonnées galactiques des anisotropies du rayonnement fossile vue par WMAP. L'écart de température entre les taches rouges et noires présente un écart-type de $30\mu\text{K}$ autour de $2,725\text{K}$.

Une autre anisotropie n'a été encore étudiée que partiellement : les anisotropies de la polarisation du fond diffus cosmologique associées aux ondes gravitationnelles [Ponthieu,03]. La connaissance de ces variations de polarisation de l'ordre de $1 \mu\text{K}$ ou moins (10 à 30 fois plus faibles que les fluctuations de température) permettrait de contraindre fortement les modèles cosmologiques (voir conclusion et perspectives).

En 2008, la mission spatiale PLANCK effectuera des mesures d'anisotropies du rayonnement fossile à grande et moyenne échelle angulaire avec une résolution de 5 minutes d'arc, ainsi que des mesures à grande échelle sur la polarisation de ce rayonnement. Ces futures informations permettront de réduire encore plus les marges d'incertitudes des modèles cosmologiques. En parallèle, la mission spatiale HERSCHEL, mesurant dans le submillimétrique par des observations pointées, effectuera avec une meilleure résolution angulaire des mesures sur les poussières de galaxies.

Concernant les expériences au sol, la présence de l'atmosphère constitue le principal inconvénient. Cependant, pour peu que l'humidité ne soit pas trop élevée, certaines bandes dans ces longueurs d'ondes peuvent passer à travers l'atmosphère sans être trop atténuées (cf. figure 0.2).

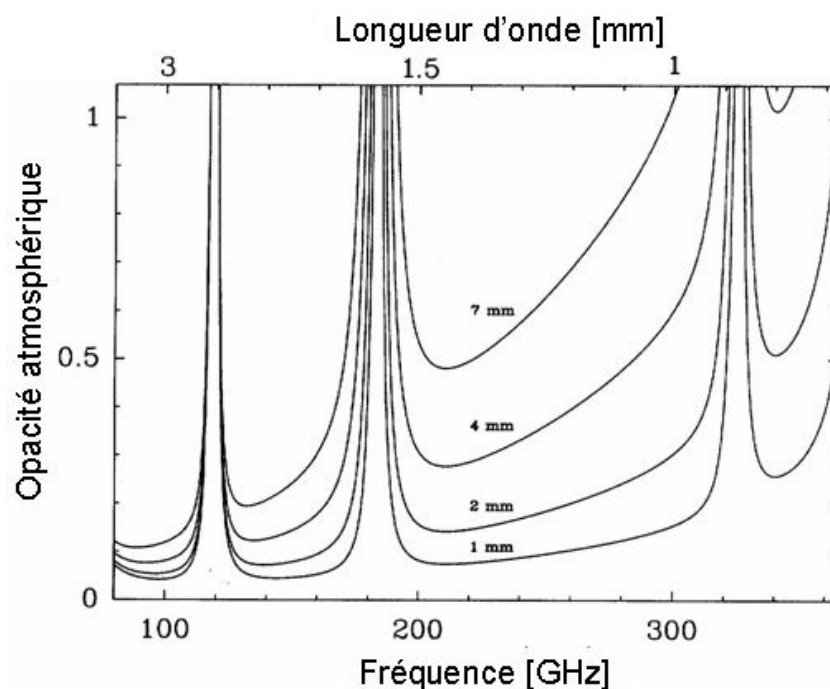


Figure 0.2 Opacité atmosphérique au zénith pour différentes quantités de vapeur d'eau. Les courbes résultent de calculs effectués avec le logiciel ATM pour la bande de fréquences comprise entre 80 et 365 GHz [Wild,99]. La transmission atmosphérique se déduit en prenant l'exponentielle de l'opacité.

Il est alors possible de compenser l'opacité atmosphérique peu importante mais non négligeable dans ces bandes spectrales par l'utilisation de grandes surfaces collectrices des radiotélescopes, par la multiplication des détecteurs et par des temps d'intégration aussi longs que souhaités. On peut ainsi obtenir des images aussi lumineuses que dans l'espace, avec une meilleure résolution angulaire grâce à la grande taille des miroirs. Par exemple, avec le télescope de 30 mètres de diamètre à l'IRAM, en Espagne, on peut atteindre des résolutions angulaires jusqu'à 11 secondes d'arc à 230 GHz et 17 secondes d'arc à 140 GHz. Les limitations sont les bandes de fréquences accessibles, le bruit de l'atmosphère et surtout le bruit de photon qui est d'autant plus important que les rayonnements parasites sont puissants. La mesure du rayonnement fossile au sol est réalisée actuellement en balayant le ciel avec des instruments qui contiennent peu de détecteurs mais cette méthode devient vite fastidieuse. La solution serait d'utiliser des instruments à grand champ et avec un nombre important de pixels.

Sous cette forte demande, nous avons donc besoin de réaliser une caméra bolométrique qui apportera des possibilités d'imagerie à grand champ, avec un grand nombre de pixels et une résolution angulaire de 11 secondes d'arc à 230 GHz. Des études de polarimétrie pourraient également se réaliser avec ce type de caméra afin de déterminer les anisotropies de la polarisation du rayonnement fossile qui représentent une nouvelle limite de la cosmologie observationnelle.

Cependant, si on pointe la caméra vers le ciel, on ne mesurera pas que le rayonnement fossile, mais aussi un nombre important de sources micro-ondes parasites (ou utiles selon les cas) avec des brillances bien plus élevées. On dénombre par exemple l'atmosphère et le télescope, qui perturbent les observations au sol. La présence de rayonnement émis par les planètes ayant une atmosphère, les amas de galaxies, les galaxies proches, les régions de formation d'étoile..., de rayonnement thermique de la poussière galactique, de freinage de noyau atomique, synchrotron... perturbent aussi le signal.

De plus, sachant que le spectre du rayonnement fossile est exactement celui d'un corps noir à 2,725K, alors son maximum de brillance est à 160 GHz. C'est donc autour de cette fréquence que les détecteurs bolométriques auront le plus de chance de cartographier ce rayonnement.

Par conséquent, pour éliminer l'ensemble de ces sources parasites, on échantillonne le spectre mesuré de part et d'autre du maximum de brillance du spectre du rayonnement fossile, pris dans des bandes spectrales où l'atmosphère est transparente, soit à 143 et 250 GHz. Puis

on reconstruit le spectre en se basant sur celui d'un corps noir.

De plus, le rayonnement fossile subit des distorsions lorsqu'il traverse des nuages intergalactiques de gaz chauds et ionisés. Cet effet, appelé Sunyaev – Zeldovich [Sunyaev et Zeldovich, 69, 72 et 80] apparaît à cause des interactions entre les photons du rayonnement fossile et les électrons de ces gaz (cf. figure 0.3).

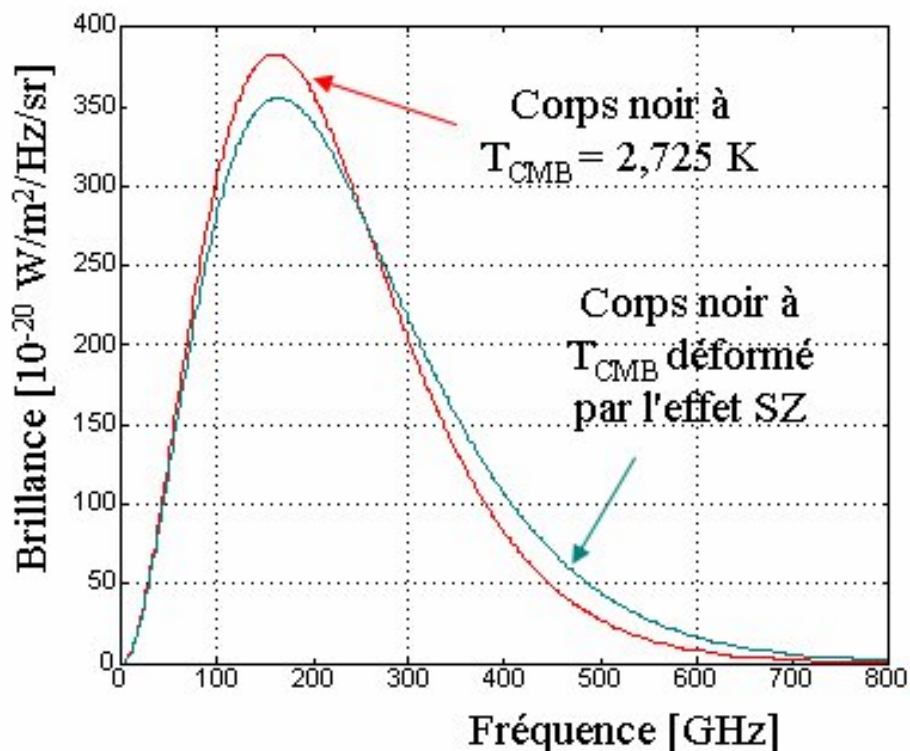


Figure 0.3 Brillance du rayonnement fossile déformé ou non par l'effet Sunyaev-Zeldovich, noté SZ (Remarque, l'effet SZ a été accentué ici d'un facteur 1000 afin de mettre en évidence son influence sur le spectre du rayonnement fossile).

Ainsi, la nouvelle caméra bolométrique devra posséder une matrice de 1000 détecteurs de haute performance afin d'occuper l'ensemble du champ de vue disponible. Pour répondre aux besoins en cosmologie observationnelle, ces détecteurs seront appliqués à la détection du rayonnement cosmologique fossile, à la mesure de la déformation de ce spectre par les amas de galaxies (effet SZ) et à la mesure de la polarisation de ce rayonnement. Ils pourraient aussi nous renseigner sur les amas de gaz et de poussières (formation d'étoiles), les galaxies lointaines et les fluctuations secondaires du rayonnement fossile.

Pour évaluer les progrès des performances au cours de l'élaboration des nouveaux designs de matrices de bolomètres, nous avons dû se doter d'un ensemble d'outils instrumentaux de laboratoire au moins aussi performants que les objets que l'on veut

caractériser. L'Interféromètre de Martin Puplett (IMP) est un outil qui offre l'avantage de caractériser optiquement non seulement ces matrices de bolomètres, mais aussi divers échantillons (lentille, filtre...) en transmission et en absorption dans la gamme millimétrique. Par exemple, il sera possible de caractériser les effets collectifs entre pixels du nouveau design des matrices de bolomètres qui laissent à penser qu'ils induisent une absorption non uniforme au travers du domaine spectral millimétrique. Ainsi, on pourra caractériser chaque élément optique de la caméra, d'où sa réponse totale. Sans cet outil, la perspective d'obtenir des matrices de bolomètres aux spécifications astronomiques, et par extension la nouvelle caméra bolométrique, est vouée à l'échec.

La première partie de ce rapport de thèse décrit le principe de fonctionnement puis la réalisation de toute la chaîne instrumentale à savoir l'interféromètre, le chemin optique, le cryostat qui permet de refroidir le bolomètre, l'électronique de lecture, le programme d'acquisition et de commande et enfin le traitement du signal. En ce qui concerne le fonctionnement, nous verrons l'allure du signal attendu sur le bolomètre puis la détermination de la réponse de l'instrument à partir du signal théorique. Ensuite au chapitre 2, nous verrons comment cet instrument a été conçu, élément par élément avec les diverses versions et améliorations réalisées. Puis nous décrirons au chapitre 3, couplé avec l'annexe sur le manuel d'utilisation, son utilisation et ses performances pour qu'un opérateur puisse prendre en main l'instrument.

La seconde partie est consacrée à l'interprétation de la réponse optique de plusieurs échantillons mesurés sur cet interféromètre. On verra ainsi un panel d'exemples d'utilisation et la démarche à suivre pour interpréter ces réponses. Au chapitre 1, les réponses mesurées et simulées d'échantillons calibrés permettent de vérifier l'étalonnage et la reproductibilité de l'instrument. Au chapitre suivant, nous interpréterons plusieurs échantillons (filtres, matrices de bolomètres, lentilles) dont la réponse optique est a priori inconnue, afin de définir les futurs éléments optiques qui constitueront la caméra bolométrique.

PARTIE I: Fonctionnement et réalisation d'un spectromètre millimétrique

Les instruments qui sont capables de mesurer des réponses spectrales des échantillons, sont appelés spectromètres ou interféromètres. Il existe des spectromètres qui analysent le signal dans le domaine spatial comme l'interféromètre de Michelson ou l'interféromètre de Martin Puplett et d'autres dans le domaine temporel. Cependant, comme nous allons le voir au ch.I.1.1, malgré le fait que l'interféromètre de Michelson gagne un facteur deux sur la puissance collectée par rapport à celui de l'interféromètre de Martin Puplett, il n'est pas adapté au millimétrique. Le développement de sa lame séparatrice dans ce domaine spectral est compliqué ce qui a freiné leur fabrication jusqu'à ici. Par contre, l'interféromètre de Martin Puplett peut couvrir tout le domaine millimétrique et submillimétrique. En plus, il permet d'effectuer des mesures sous lumière polarisée. Par conséquent, ce dernier correspond au choix du spectromètre millimétrique réalisé dans cette thèse.

L'interféromètre de Martin Puplett (IMP) [Martin et Puplett, 69] est un instrument de mesure qui permet de caractériser optiquement divers échantillons à 300K et à 4K tels que des lentilles, des filtres, des matrices de bolomètres... Il mesure leurs réponses spectrales en transmission ou en absorption dans le domaine millimétrique, ainsi que leurs indices spectraux. De plus, la mesure peut se réaliser sous différentes polarisations du champ électromagnétique. Il serait ainsi facile de caractériser en absolu de nombreux instruments millimétriques et submillimétriques tels que la caméra bolométrique.

Dans un souci de compréhension du fonctionnement de cet instrument, on va décomposer les différents éléments de la chaîne de mesure selon l'organigramme de la figure I.1.1.

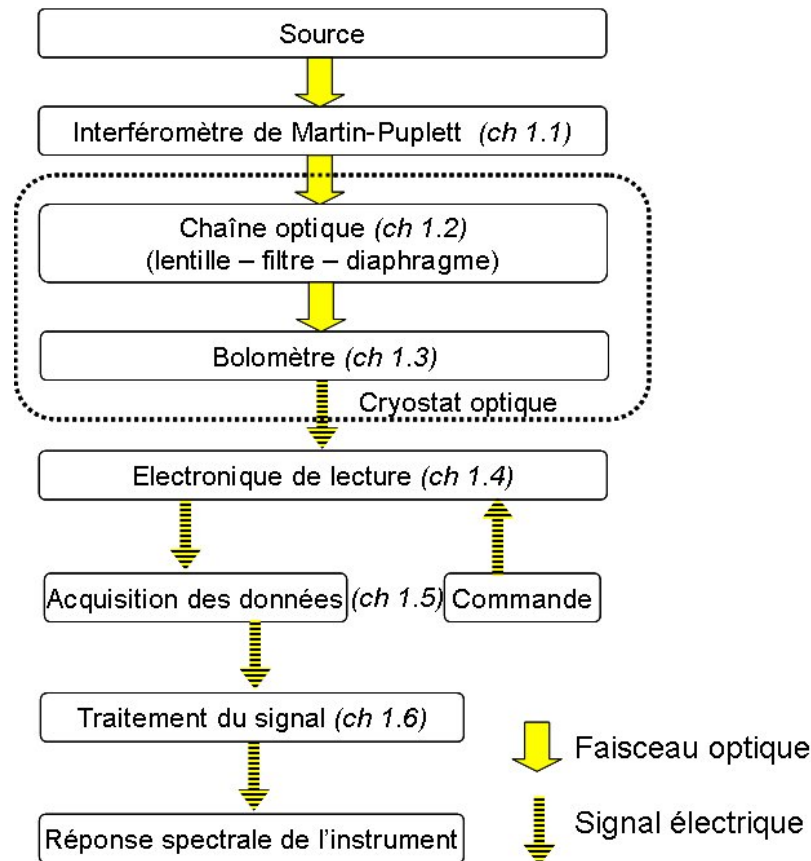


Figure I.1.1 Organigramme de la chaîne instrumentale de mesure de l'IMP. Les chapitres correspondants au détail des sous-ensembles sont indiqués entre parenthèses.

Pour des raisons de simplification, dans toute la suite de ce manuscrit, la source sera considérée comme partie intégrante de l'IMP.

L'IMP fournit un signal optique modulé et polarisé permettant de caractériser spectralement un échantillon placé dans le faisceau optique. Ce signal est ensuite sélectionné spectralement, puis focalisé, avant d'être collecté par un détecteur de rayonnement, nommé bolomètre. Cependant, pour pouvoir détecter de faibles variations de puissance (de l'ordre du picoWatt), le bolomètre est refroidi à 2K en l'implémentant dans un cryostat optique. Ensuite, une électronique de lecture nous extrait une tension fournie par le bolomètre et proportionnelle à la quantité de rayonnement absorbé sur celui-ci. Enfin, le signal électrique est traité puis converti en une réponse spectrale de l'instrument, imprégnée de celle de l'échantillon.

Le premier chapitre explique le fonctionnement de cet instrument, détaillant le rôle de ses différents éléments. Puis, le chapitre suivant présente la réalisation de l'ensemble selon le cahier des charges imposé par les besoins actuels en astrophysique. Enfin, le dernier chapitre explique l'utilisation et décrit les performances de l'IMP.

Chapitre 1: Principe de fonctionnement

1. Interféromètre de Martin Puplett

1.1. Description de l'instrument et définition des notations

L'interféromètre de Martin Puplett (IMP) est un spectromètre millimétrique qui fait interférer deux faisceaux optiques cohérents entre eux (issus de la même source), comme l'interféromètre de Michelson. Il diffère du Michelson principalement par sa grille polarisante, appelée séparatrice, qui offre l'avantage de couvrir une large gamme de fréquences et par ses polariseurs d'entrée et de sortie, qui offrent la possibilité d'étudier l'échantillon en lumière polarisée.

Afin d'obtenir un signal optique non perturbé par l'environnement extérieur pendant la mesure (fluctuation de température, perturbation optique provenant de l'extérieur...), nous modulons le signal en amplitude entre deux sources d'entrées différentes: une source chaude thermalisée à la température de la pièce (300K) et une source froide thermalisée à l'azote liquide (77K). Ces sources sont assimilées à des corps noirs à leurs températures respectives. La rotation du polariseur P1 permet d'obtenir une lumière polarisée modulée entre ces deux sources. Ensuite, la grille polarisante P2 sépare le faisceau en deux selon la polarisation. Après un aller-retour entre la grille et leur miroir en toit, ils se recombinent. Le déplacement du miroir 2 change la différence de marche entre ces deux faisceaux cohérents et ainsi provoque des interférences constructives ou destructives. La transformée de Fourier du signal de sortie en fonction du déplacement δd du miroir, appelé interférogramme, nous donne une réponse spectrale. Le polariseur de sortie P3 permet à la fois d'obtenir en sortie une lumière polarisée toujours horizontalement et un signal modulé en ne sélectionnant alternativement qu'une des deux sources d'entrées.

Remarque, dans la plupart des IMP, le polariseur de sortie P3 est incliné de 45 degrés par rapport à l'axe optique. Cela donne deux avantages. Le premier est qu'on n'est pas gêné par le signal modulé réfléchi par P3 qui pourrait se superposer au signal de sortie. Le second permet de pouvoir caractériser les deux signaux modulés polarisés orthogonalement (l'un réfléchi et l'autre transmis par P3) en même temps. Ici, les sources étant considérées comme des corps noirs, le signal réfléchi par P3 est totalement absorbé par ces sources et il n'est pas utile de mesurer simultanément la réponse complémentaire de ce signal.

La figure I.1.2 représente un schéma de l'interféromètre définissant les notations utilisées par la suite.

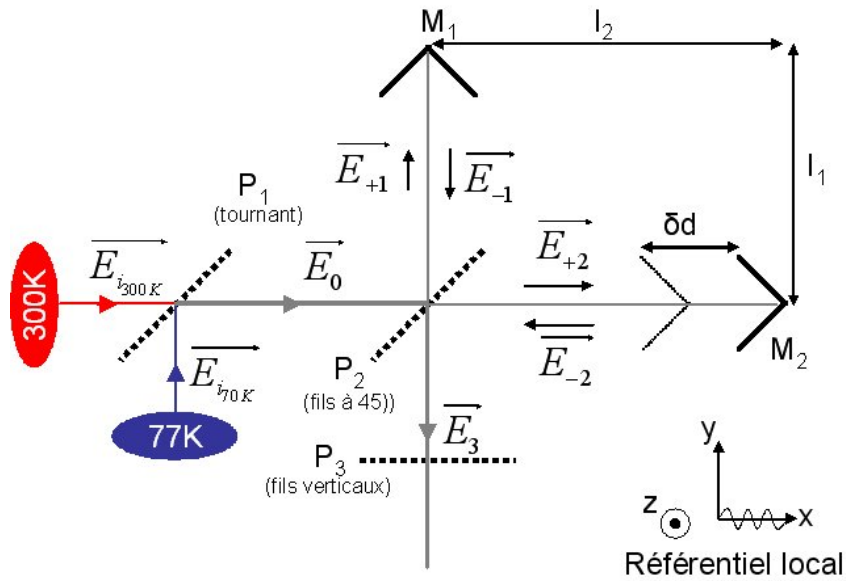


Figure I.1.2 Schéma de l'IMP introduisant les notations utilisées. Les polariseurs sont nommés P et les miroirs M. Dans le référentiel local, le champ électrique est une onde progressive se propageant selon l'axe des x.

1.2. Equation de l'interférogramme

Dans un premier temps, pour simplifier le problème, on considère une onde plane progressive monochromatique incidente de fréquence f_0 issue que de la source à 300K et se propageant selon l'axe des x, notée $\vec{E}_{i_{300K}}$. En traversant le polariseur P_1 tournant à la fréquence ω_p , l'onde transmise \vec{E}_0 se polarise et perd la moitié de sa puissance.

On a alors, dans le référentiel local :

$$\vec{E}_0 = \frac{\vec{E}_{i_{300K}}}{\sqrt{2}} \cos(2\pi f_0(t - \frac{x}{c})) \begin{cases} 0 \\ \cos(\omega_p t) \\ \sin(\omega_p t) \end{cases} \quad (\text{I.1.1})$$

Arrivée sur la grille où les fils du polariseur ont un angle apparent de 45° , la fraction de l'onde polarisée parallèlement au fil est réfléchiée vers le miroir 1, tandis que l'autre fraction est transmise vers le miroir 2. On obtient alors les équations suivantes :

$$\vec{E}_{+1} = \frac{\vec{E}_{i_{300K}}}{2\sqrt{2}} \cos(2\pi f_0(t - \frac{x}{c})) \begin{cases} 0 \\ \cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t) \\ \cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t) \end{cases} \quad (\text{I.1.2})$$

$$\vec{E}_{+2} = \frac{\vec{E}_{i_{300K}}}{2\sqrt{2}} \cos(2\pi f_0(t - \frac{x}{c})) \begin{cases} 0 \\ \cos(\omega_p t) - \sin(\omega_p t) \\ -\cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t) \end{cases}$$

Les miroirs en toit permettent en deux réflexions de renvoyer l'onde sur la grille polarisante sans en changer la polarisation dans leurs référentiels locaux. En effet, après chaque réflexion sur le miroir, la polarisation verticale (selon l'axe Oy) reste inchangée et la polarisation horizontale (selon l'axe Oz) est retournée de 180° par rapport au référentiel local (cf. figure 1.2.3). On a ainsi après deux réflexions:

$$\vec{E}_{+1} = \vec{E}_{-1} \quad \text{et} \quad \vec{E}_{+2} = \vec{E}_{-2} \quad (\text{I.1.3})$$

Après recombinaison sur la grille polarisante, on obtient des interférences qui dépendent de la différence de marche entre ces deux ondes cohérentes, soit du déplacement Δd du miroir 2. Si on note \vec{E}_3 l'onde résultante, alors d'après les formules de Fresnel, on obtient comme puissance résultante:

$$\begin{aligned} \langle |\vec{E}_3|^2 \rangle &= \langle |\vec{E}_{-1} + \vec{E}_{-2}|^2 \rangle \\ \langle |\vec{E}_3|^2 \rangle &= \langle |\vec{E}_{-1}|^2 \rangle + \langle |\vec{E}_{-2}|^2 \rangle + 2 \langle \vec{E}_{-1} \parallel \vec{E}_{-2} \rangle \end{aligned} \quad (\text{I.1.4})$$

Ensuite, sachant que l'onde sortant de l'interféromètre est toujours polarisée horizontalement (les fils du polariseur P3 sont fixés verticalement), son intensité est :

$$I_{300K} = 2 \langle |\vec{E}_3 \cdot \vec{y}|^2 \rangle \quad (\text{I.1.5})$$

où le facteur 2 est défini par convention afin d'avoir une intensité égale au carré de l'amplitude du champ électrique.

D'après les équations I.1.2, I.1.3 et I.1.4, on a :

$$I_{300K} = \frac{P_{i_{300K}}}{4} \left(\begin{aligned} &\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + 2 \left(\cos \left(2\pi f_0 \left(t - \frac{2l_1}{c} \right) \right) (\cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t)) \right) \\ &\left(\cos \left(2\pi f_0 \left(t - \frac{2l_2}{c} \right) \right) (\cos(\omega_p t) - \sin(\omega_p t)) \right) \end{aligned} \right) \quad (\text{I.1.6})$$

$$I_{300K} = \frac{P_{i_{300K}}}{4} \left(1 + \cos(2\omega_p t) \cos \left(2\pi f_0 \frac{2\Delta d}{c} \right) \right)$$

où $P_{i_{300K}} = 2 \langle |\vec{E}_{i_{300K}}|^2 \rangle$, avec la même convention qu'au I.1.5.

En faisant le même raisonnement mais avec une onde issue de la source froide à 70K, on obtient :

$$I_{70K} = \frac{P_{i_{70K}}}{4} \left(1 - \cos(2\omega_p t) \cos \left(2\pi f_0 \frac{2\Delta d}{c} \right) \right) \quad (\text{I.1.7})$$

Ces deux sources étant incohérentes, l'intensité totale sortant de l'interféromètre est :

$$I = I_{300K} + I_{70K}$$

$$I = \frac{P_{i_{300K}} + P_{i_{70K}}}{4} + \frac{P_{i_{300K}} - P_{i_{70K}}}{4} \cos(2\omega_p t) \cos\left(2\pi f_0 \frac{2\Delta d}{c}\right) \quad (\text{I.1.8})$$

Cependant, dans le cas réel, les sources ne sont pas monochromatiques, mais sont considérées comme des corps noirs. Par conséquent, l'intensité totale devient la somme de toutes les ondes qui contribuent au signal. Nous supposons que la source a une répartition spectrale $\frac{dP(f)}{df}$ bornée, l'équation précédente devient :

$$I(\Delta d) = \frac{P_{i_{300K}} + P_{i_{70K}}}{4} + \frac{\cos(2\omega_p t)}{4} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \frac{dP_{i_{300K}}(f) - dP_{i_{70K}}(f)}{df} \cos\left(2\pi f \frac{2\Delta d}{c}\right) df \quad (\text{I.1.9})$$

Cette fonction est la somme de deux termes. Le premier terme est constant et représente la puissance émise par le corps noir de la source chaude et celui de la source froide. Le second terme, celui qui nous intéresse, est modulé à la fréquence double du polariseur d'entrée et représente la différence de puissance émise par ces deux sources. Il faudra donc démoduler cette fonction afin de n'extraire que le second terme. Ainsi, seul le signal utile est modulé. C'est un principal avantage lié à l'IMP.

1.3. Discussion sur la forme du signal

Dans cette partie, les polariseurs et les miroirs sont considérés comme parfaits. Pour le miroir, la réflexion est totale et pour le polariseur, on ne considère aucune absorption par les fils et la réflexion est considérée comme totale si l'onde est polarisée parallèlement aux fils.

La rotation du polariseur impose une modulation sinusoïdale du signal contrairement à une modulation carrée du flux lumineux (chopeur). La modulation sinusoïdale donne l'avantage de ne pas donner d'harmonique secondaire dans le signal après démodulation et de ne pas être limité par le temps de réponse du détecteur contrairement à une variation brutale d'intensité.

Ici, on a une modulation en amplitude du signal. Une autre possibilité serait de moduler en phase en faisant osciller le miroir autour de son point de mesure, comme sur l'IMP situé à l'IAS (Institut d'Astrophysique Spatiale), localisé à Paris. Cette dernière possibilité offre l'avantage de supprimer une modulation mais présente l'inconvénient de mettre plus de temps à obtenir une réponse spectrale.

La fonction démodulée à la fréquence ω_p de l'équation précédente est appelée interférogramme.

2. Chaîne optique

Avant de collecter la puissance émise par l'IMP, il faut d'abord la filtrer spectralement et la focaliser. En effet, une forte puissance atténuerait beaucoup la sensibilité du bolomètre. C'est le rôle des filtres, des lentilles et des diaphragmes placés sur le chemin optique, entre l'IMP et le bolomètre (cf. figure I.1.3).

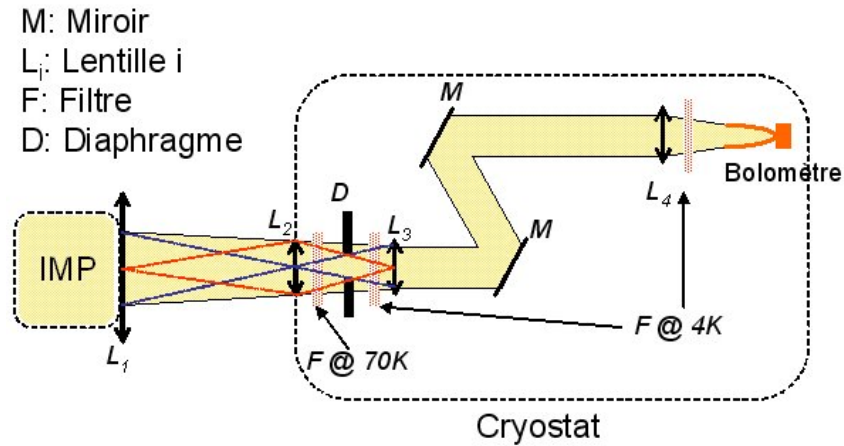


Figure I.1.3 Schéma du parcours du signal optique depuis l'IMP jusqu'au bolomètre. L_3 est l'image de L_1 , l'entrée du cône du bolomètre est l'image de L_3 , L_2 et L_4 sont les pupilles.

2.1. Filtrage du signal

La puissance émise par le premier terme (terme constant) de l'équation I.1.9 est celle d'un corps noir dont la distribution de la brillance est la suivante :

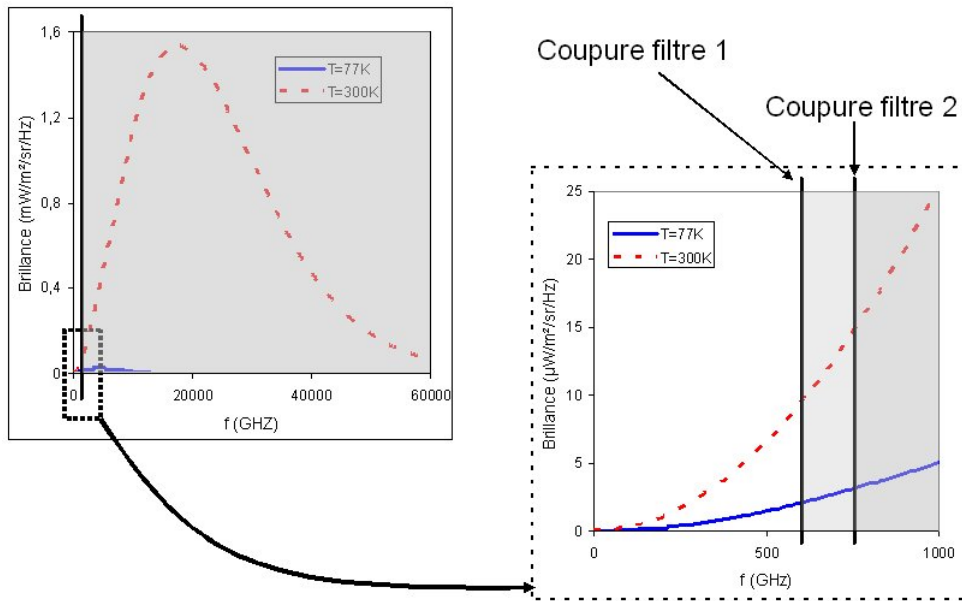


Figure I.1.4 Brillance d'un corps noir à 300K (rouge pointillé) et à 77K (bleu). La partie foncée montre la zone où les filtres contenus dans le cryostat coupent le signal.

Dans un premier temps, d'après la figure I.1.4, on peut négliger la puissance totale émise par la source froide devant celle de la source chaude. L'intégrale de la source chaude correspond à la puissance émise sur le cryostat. La loi de Planck nous donne directement cette valeur qui est de 70 W/m²/Sr. Cependant, cette puissance est trop importante pour maintenir le bolomètre refroidi à 2K, et écraserait sa dynamique. On ne pourrait donc plus retrouver le terme modulé (second terme de l'équation I.1.9). Toutes les fréquences supérieures et égales au domaine de l'infrarouge ($f > 1000$ GHz) sont coupées par l'utilisation de deux filtres passe-bas absorbants en polyéthylène chargé (nommé PEC). Pour y remédier, le premier est placé sur l'écran à 70K du cryostat (cf. figure I.1.3). Le deuxième filtre est placé à 4K juste avant le bolomètre afin d'avoir une coupure plus raide du signal et d'éviter qu'il réémette un rayonnement à sa température sur le bolomètre avec une trop grande puissance. La puissance émise sur le bolomètre passe alors de 70 W/m²/Sr à 2 mW/m²/Sr. La partie foncée sur la figure I.1.4 montre que les deux filtres ne laissent passer que 0,03 % de la brillance totale.

Un autre jeu de filtres peut être placé à 4K devant le bolomètre afin d'isoler une bande de fréquences et ainsi obtenir une caractérisation plus fine de l'échantillon sans qu'elle soit écrasée par la puissance à haute fréquence.

2.2. Ouverture du diaphragme

Un diaphragme est placé à l'image de la lentille L_1 de sortie de l'IMP (cf. figure I.1.3) afin de contrôler l'inclinaison des rayons dans l'IMP. Plus l'ouverture sera petite, plus les rayons seront parallèles à l'axe optique et plus on gagnera en précision (cf. chI.2.2.11.1). Cependant, l'ouverture ne peut pas être aussi petite que l'on souhaite puisqu'elle limite l'étendue géométrique E du faisceau, donc la fréquence basse du spectre, ce qui fournit une première contrainte. Pour avoir au moins un mode à basse fréquence, on doit avoir :

$$E = S \cdot \Omega > \lambda_{\max}^2 \quad (\text{I.1.10})$$

où λ est la longueur d'onde, S la surface du faisceau et Ω son angle solide.

2.3. Focalisation du faisceau

Pour focaliser le flux lumineux sur l'entrée du bolomètre, on utilise des lentilles en polyéthylène haute densité (PHD), quasi-transparente dans le millimétrique (l'absorption est inférieure à 5 %).

La lentille L_1 focalise le faisceau à l'entrée du cryostat. L_2 sert à la fois de pupille en conjuguant L_1 et L_3 et de fenêtre d'entrée du cryostat (étanchéité au vide). Elle est placée au foyer de L_1 . L_3 , image de L_1 , collimate le signal, créant une zone de caractérisation des échantillons où les rayons sont tous parallèles entre eux. L_4 concentre le faisceau sur l'entrée du cône du bolomètre (cf. figure I.1.3). Enfin, le bolomètre est muni d'un cône de Winston

afin de collecter un maximum de rayonnement. En effet, ce cône a pour caractéristique de transmettre uniquement tous les rayons qui arrivent à l'entrée du cône et sous un angle fixé par construction.

3. Bolomètre

Une fois le signal optique filtré spectralement puis focalisé par la chaîne optique décrite au ch.I.1.2, il faut maintenant le convertir en signal électrique. C'est le rôle du bolomètre où son principe de fonctionnement est décrit dans le paragraphe suivant.

Le bolomètre est un détecteur qui mesure une énergie incidente grâce à un absorbeur dont la température s'élève lorsqu'il absorbe cette énergie. Cette élévation de température est détectée par un thermomètre, puis évacuée grâce à une fuite thermique vers un bain qui sert de thermostat. Un modèle simple du bolomètre est détaillé chez [Jones,53]. La mesure de température s'effectue en mesurant la résistance de ce thermomètre. La principale caractérisation du bolomètre est définie par son coefficient de réponse sans dimension en température α tel que :

$$\alpha = \frac{T}{R} \cdot \frac{dR}{dT} \quad (\text{I.1.11})$$

Il existe deux grandes familles de bolomètres qui dépendent de la nature du thermomètre : les bolomètres à coefficient de température positif et ceux à coefficient négatif.

3.1. Bolomètre à coefficient de température positif

Cette famille concerne les thermomètres en couche supraconducteur (exemple d'un film de Titane décrit dans [Camus,02]). Il s'agit d'exploiter la transition métal-supraconducteur. Un échauffement du composé provoque ainsi une élévation importante de la résistance. Les ordres de grandeur caractéristiques de α vont de 100 à 1000 et les impédances R très faibles vont de 1 m Ω à 10 Ω .

La mesure de la résistance du thermomètre s'effectue à tension constante. En effet, dans ce cas un échauffement du thermomètre provoque une élévation de sa résistance, soit une diminution du courant de polarisation, ce qui entraîne une diminution de la puissance électrique fournie. Cette contre-réaction a l'avantage de stabiliser le thermomètre autour de son point de fonctionnement et ainsi de n'avoir que de faibles variations linéaires.

3.2. Bolomètre à coefficient de température négatif

Les bolomètres utilisés dans cette thèse appartiennent à cette catégorie. Il existe des thermomètres en matériau semi-conducteur comme le silicium ou le germanium qui sont les plus utilisés en dessous de 4K. Ils fonctionnent à la transition métal-isolant. La zone thermique de cette transition est choisie en jouant sur le dopage du semi-conducteur. Il existe aussi des matériaux à valence mixte, cas des isolants d'Anderson, formés avec au moins un élément métallique et qui présente une transition métal-isolant (exemple du NbSi détaillé chez [Marnieros,98]). Les ordres de grandeur caractéristiques sont $\alpha = 2 - 20$ et les impédances sont très élevées ($R = 1 \text{ M}\Omega - 1 \text{ G}\Omega$).

Contrairement à l'autre catégorie de bolomètre, la mesure de la résistance se fait à courant constant. En effet, dans ce cas, un échauffement du thermomètre provoque une diminution de sa résistance, soit une diminution de la tension de polarisation, ce qui entraîne une diminution de la puissance électrique fournie. On retrouve la contre-réaction précédente qui stabilise le thermomètre autour de son point de fonctionnement.

3.3. Avantages / inconvénients des deux types de bolomètre

Les bolomètres à coefficient de température positif comportent des transitions très raides. Ils impliquent donc des α très importants. Cependant, du fait de leurs faibles impédances, la difficulté est de les lire par un SQUID.

Pour les bolomètres à coefficient de température négatif, ils ont l'inconvénient d'être fortement impédants, ce qui nous oblige à utiliser des amplificateurs JFET à fort niveau de bruit, d'où une électronique complexe associée (modulation, amplification, conversion...). Cependant, on retiendra cette famille de bolomètres puisque leurs bruits sont très bien connus (bruit Jonson par exemple) et qu'il est facile de faire un échantillon adapté à un besoin spécifique (par exemple, une variation de la concentration de niobium dans le NbSi change la température de transition métal – isolant, donc le point de fonctionnement du bolomètre). De plus, l'électronique utilisée pour ce genre de bolomètre présente actuellement un bruit qui est plus faible que le bruit de photon, bruit indépendant du bolomètre et de l'électronique. Il est donc inutile de l'améliorer. Ce bruit de photon, appelé aussi bruit quantique ou bruit de grenaille, est dû à la nature quantique des photons qui va engendrer des fluctuations de rayonnement. Ce bruit est donc d'autant plus important que la puissance incidente sur le bolomètre l'est. Par exemple, dans le cas de la caméra bolométrique sur l'observatoire de l'IRAM, le bruit de photon attendu par pixel est de $24 \cdot 10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$ à 143 GHz [Leclercq,04].

3.4. Modèle du bolomètre

Le bolomètre se décompose en trois éléments : le thermomètre, l'absorbeur et la fuite thermique vers le bain. Le rayonnement issu de l'IMP dépose sa puissance qui diffuse à travers l'absorbeur grâce à l'augmentation de l'agitation des atomes sur eux-mêmes. Ceci provoque un échauffement des phonons de l'absorbeur, donc des phonons du thermomètre collé sur ce dernier. Le bolomètre doit posséder une très faible capacité calorifique C et la masse de l'absorbant et du thermomètre doivent être les plus petites possibles afin de minimiser le temps de montée de la température pour une énergie incidente donnée.

La mesure de la résistance du thermomètre ne dépend que de la température de ses électrons, donc de la mobilité des électrons libres présents dans le thermomètre. Il faut alors tenir compte du couplage entre les électrons et les phonons du thermomètre, appelé $G_{é-ph}$. De plus, le courant de polarisation circulant dans le thermomètre provoque un dégagement de chaleur par effet Joule qui revient à augmenter la température des électrons. Enfin, il est nécessaire de créer une fuite thermique G_f avec le bain cryogénique afin d'évacuer cette chaleur accumulée (cf. figure I.1.5). La présence de cette fuite fixe la sensibilité du thermomètre. La constante de temps thermique du bolomètre τ est définie par :

$$\tau_{th} = \frac{C}{G_f} \quad (\text{I.1.12})$$

Un compromis doit être trouvé entre sensibilité et rapidité du détecteur.

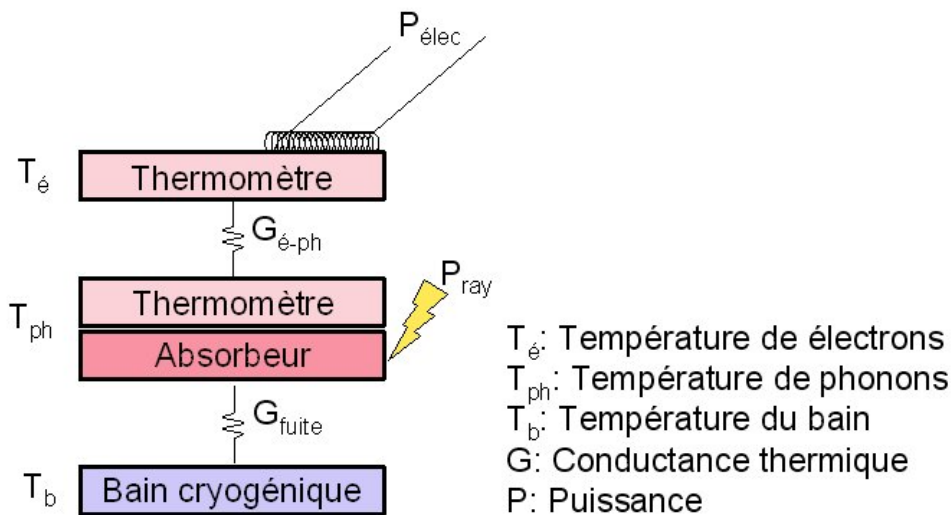


Figure I.1.5 Schéma du modèle du bolomètre

La modélisation du bolomètre se base sur le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} C_{Th} \frac{dT_e}{dt} &= P_{el} - P_{e-ph} \\ C_{abs} \frac{dT_{ph}}{dt} &= P_{e-ph} + P_{ray} - P_{ph-b} \end{aligned} \quad (\text{I.1.13})$$

C_i est la capacité thermique de l'élément i (thermomètre ou absorbeur dans notre cas)

$P_{el} = RI^2$ est la puissance électrique dissipée dans le thermomètre

P_{ray} est la puissance incidente absorbée

$P_{e-ph} = G_{e-ph}(T_e^5 - T_{ph}^5)$ est la puissance transmise entre les électrons et les phonons du thermomètre

$P_{ph-b} = G_f(T_{ph}^b - T_b^b)$ est la puissance transmise entre les phonons et le bain

G_i est la conduction thermique

L'exposant b renseigne sur le vecteur de la fuite thermique. Elle est égale à 3 pour des phonons, 1 pour des électrons ou intermédiaire si les deux sont vecteurs.

A l'équilibre ce système se simplifie et devient :

$$\begin{aligned} P_{el} &= RI^2 = G_{e-ph}(T_e^5 - T_{ph}^5) \\ P_{el} + P_{ray} &= G_f(T_{ph}^b - T_b^b) \end{aligned} \quad (I.1.14)$$

Pour de faibles polarisations, la loi de résistivité suit la loi de Mott :

$$R(T) = R_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^n\right] \quad (I.1.15)$$

Le paramètre de puissance n est compris entre $\frac{1}{4}$ et 1 selon la gamme de température considérée et le régime de conduction. Par exemple, en prenant le cas du NbSi avec $n = 0,5$, on considèrera des interactions coulombiennes dans le NbSi et un régime de conduction par sauts tunnels (régime d'Efros et Shklovskii). R_0 et T_0 dépendent du matériau NbSi (concentration du Nb, recuit,...) et de la gamme de température.

Par contre, sous forte polarisation, il faut prendre en compte un effet du champ électrique. Ceci provoque une atténuation de la résistance causée par l'accélération des électrons due à la différence de potentiel imposée entre les deux électrodes du thermomètre ([Hill,71], [Pollak,72] et [Pollack et Riess,76]). Cette loi devient :

$$R(T_e, V) = R_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T_e}\right)\left(1 - \frac{el_{loc}V}{2dk_bT_e}\right)\right]^n \quad (I.1.16)$$

e est la charge de l'électron, l_{loc} et d représentent respectivement la longueur de localisation des électrons et la distance entre les électrodes du thermomètre et V la tension appliquée.

Remarquons que cet effet de champ électrique est d'autant plus important que la polarisation est forte et que la température est faible.

Une analyse complète du bolomètre est reprise en détails chez [Galeazzi et McCammon, 03].

A partir des équations I.1.14 et I.1.16 et connaissant la résistance du thermomètre, on peut donc en déduire sa température, ce qui permet de remonter au flux de lumière issu de l'IMP qu'il a absorbé.

4. Electronique de lecture

Maintenant, nous allons voir le principe de l'électronique de lecture utilisée permettant d'extraire le signal électrique issu du bolomètre.

Le bolomètre utilisé étant en silicium, il fait partie de la famille des bolomètres à coefficient négatif. La mesure de la résistance se fera à courant de polarisation constant grâce à un condensateur qui délivre une source de courant. Les autres possibilités de lecture des bolomètres sont expliquées chez [Gaertner et al,96].

La mesure de la résistance du bolomètre contient un fort bruit en $1/f$ dû en partie aux bruits des amplificateurs. Pour ne pas être gêné par ce bruit, on module le signal afin de décaler le signal vers les hautes fréquences jusqu'à l'obtention d'un bruit qui n'est dominé que par le bruit Johnson (bruit intrinsèque au thermomètre).

Le bolomètre est polarisé en courant, modulé en carré, en injectant à l'entrée d'un condensateur une tension triangle. A l'autre pôle du bolomètre, on injecte une tension d'opposition carrée de même période, de signe opposé à celui du courant et d'amplitude $R_0.I$, où R_0 est fixée et est égale à la résistance du bolomètre au point de fonctionnement. On a ainsi au point S, milieu de R_{bolo} et de C_p , une tension qui ne résulte que du déséquilibre du bolomètre autour du point de fonctionnement, ce qui permet de diminuer considérablement la dynamique de mesure. Ce déséquilibre, traduit en tension, est égal à $\Delta R.I$, où ΔR est la variation de la résistance autour de R_0 . Le signal est ensuite pré-amplifié, puis amplifié avant d'être converti en signal numérique.

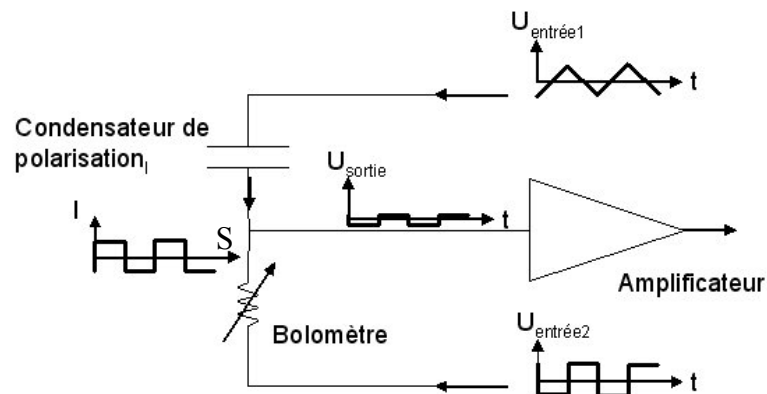


Figure I.1.6 Principe de fonctionnement de la lecture du signal du bolomètre. Le signal de sortie (en S) correspond directement à la mesure du déséquilibre du bolomètre autour de son point de fonctionnement.

L'utilisation d'un signal carré pour la modulation présente l'avantage d'avoir une puissance électrique dissipée par le bolomètre constante. Le bolomètre reste ainsi tout le temps, quelque soit la fréquence de modulation, à son point de fonctionnement. Il peut donc fonctionner à des fréquences plus lentes que le temps de réponse thermique du bolomètre, contrairement à des systèmes possédant une modulation sinusoïdale.

En sortie de cette électronique, on obtient une tension numérique proportionnelle au flux de rayonnement émis par l'IMP puis absorbé par le bolomètre.

5. Acquisition des données

Le signal numérique est ensuite envoyé en série vers un autre boîtier qui contient un circuit programmable en logique câblée (FPGA : Field Programmable Gate Arrays ou "réseaux logiques programmables") suivi d'un microcontrôleur programmable nommé SC12. Ce circuit permet de stocker, puis de comprimer les données avant qu'elles ne soient redirigées, via un bus ethernet, vers un ordinateur qui traitera ce signal. Ce circuit permet aussi de commander l'électronique de mesure (période des modulations, amplitude du courant et de la tension à injecter...). Il assure aussi toute l'interface de pilotage et de contrôle de l'IMP entre l'instrument et l'ordinateur, à savoir : rotation du polariseur, mouvement du miroir et capteur de position du polariseur et du miroir.

Un programme MANIP, conçu par le laboratoire, assure à la fois le pilotage de l'instrument et la restauration des données comprimées. Ensuite, en parallèle, il traite de façon approximative ces données pour avoir une vérification rapide de la qualité des mesures, et enregistre le signal brut démodulé du bolomètre sur un fichier de sauvegarde.

6. Traitement du signal

Le principe du programme de traitement du signal est de réduire les données acquises par le bolomètre en une réponse spectrale en transmission de l'instrument, puis d'en déduire la réponse relative à l'échantillon.

Nous avons vu que le signal était directement proportionnel à l'intensité émise par l'IMP. Donc, d'après l'équation I.1.9 et après démodulation du signal modulé par le bolomètre, on recueille les données provenant du signal s suivant :

$$s(\Delta d) = \frac{P_{i_{300K}} + P_{i_{70K}}}{4} + \frac{\cos(2\omega_p t)}{4} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \frac{dP_{i_{300K}}(f) - dP_{i_{70K}}(f)}{df} \cos\left(2\pi f \frac{2\Delta d}{c}\right) df \quad (\text{I.1.17})$$

Pour retrouver explicitement la caractérisation optique de l'échantillon analysé, nous devons encore traiter ce signal en suivant les étapes détaillées ci-dessous.

6.1. Démodulation et élaboration de l'interférogramme

A partir des données sauvegardées sur un fichier, on démodule le signal modulé à la fréquence double de rotation du polariseur en multipliant l'équation I.1.17 par un cosinus à la même pulsation. On obtient ainsi :

$$S_{\text{démodulé}}(\Delta d) = \frac{1}{8} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \frac{dP_{i_{300K}}(f) - dP_{i_{70K}}(f)}{df} \cos\left(2\pi f \frac{2\Delta d}{c}\right) df \quad (\text{I.1.18})$$

Le signal démodulé, appelé interférogramme, correspond à la transformée de Fourier en cosinus du signal d'entrée.

6.2. Transformée de Fourier et obtention du spectre

Une transformée de Fourier inverse de l'interférogramme, noté S, permet de remonter au spectre du signal. On obtient ainsi :

$$S(f) = TF^{-1}[S_{\text{démodulé}}(\Delta d)] \quad (\text{I.1.19})$$

Cette réponse spectrale S(f) est directement égale à la différence entre la réponse du spectre de puissance $P_i(f)$ de la source chaude et celui de la source froide. Cependant, si on considère une réponse spectrale en transmission $T_i(f)$ de l'ensemble de l'instrument (filtres, lentilles, ouverture du diaphragme...) et une réponse spectrale en absorption du bolomètre $A_{\text{bolomètre}}(f)$ différentes de 1 (paramètres ignorés jusqu'à présent), cela revient à les multiplier au signal précédent, c'est-à-dire :

$$S(f) = T_i(f) \cdot A_{\text{bolomètre}}(f) \cdot (P_{i_{300K}}(f) - P_{i_{70K}}(f)) \quad (\text{I.1.20})$$

En comparant plusieurs spectres, il est ainsi possible d'extraire la caractérisation optique d'un échantillon. Par exemple, si on place un échantillon de transmission $T_e(f)$ sur le chemin optique à la sortie de l'IMP, alors le spectre S_1 mesuré sera de la forme :

$$S_1(f) = T_i(f) \cdot A_{\text{bolomètre}}(f) \cdot (P_{i_{300K}}(f) - P_{i_{70K}}(f)) \cdot T_e(f) \quad (\text{I.1.21})$$

Par comparaison avec un spectre dit de référence S_{ref} , c'est-à-dire sans échantillon, décrit par l'équation I.1.20, on a la fonction suivante :

$$\frac{S_1}{S_{\text{ref}}}(f) = T_e(f) \quad (\text{I.1.22})$$

Et on obtient la réponse spectrale en transmission de l'échantillon.

7. Synthèse - Vision générale de la chaîne instrumentale

La figure I.1.7 récapitule l'emplacement et le rôle de chaque élément décrit précédemment de la chaîne instrumentale :

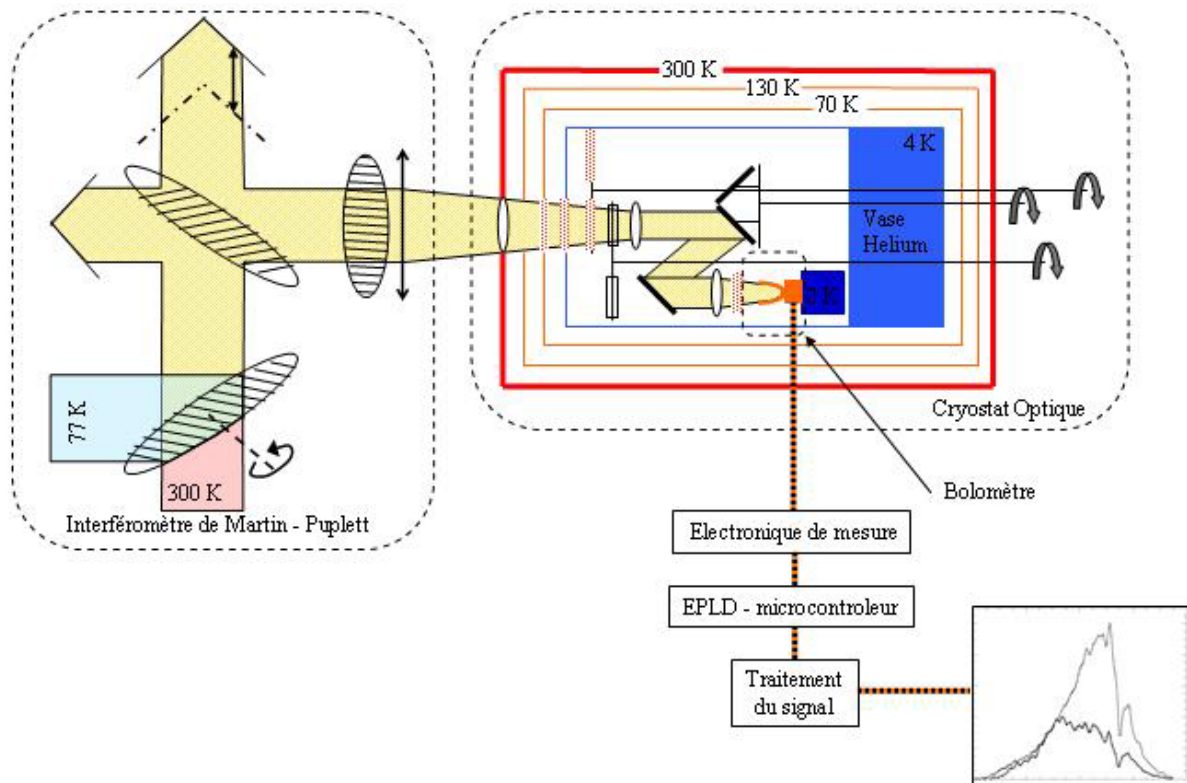


Figure I.1.7 Schéma de l'ensemble de la chaîne instrumentale

L'IMP fournit un signal optique pour caractériser spectralement un échantillon. Ce signal est ensuite borné spectralement puis focalisé par des filtres et lentilles, avant d'être collecté par un bolomètre. Cependant, pour pouvoir détecter ces faibles variations de puissance (de l'ordre du piconWatt), le bolomètre doit être refroidi à 2K en l'implémentant dans un cryostat optique. Ensuite, une électronique de lecture nous extrait une tension fournie par le bolomètre et proportionnelle à la quantité de rayonnement absorbé. Enfin, le signal électrique est traité puis converti en une réponse spectrale.

Chapitre 2: Réalisation de la chaîne instrumentale

Après avoir défini le cahier des charges de l'instrument de mesure, ce chapitre traitera en détails chaque élément de la chaîne instrumentale, de la conception à la réalisation. Aussi, nous verrons en parallèle les différences par rapport au signal théorique décrit au chapitre précédent et souvent établi avec des hypothèses trop restrictives.

1. Définition du cahier des charges

Cet instrument doit être capable de caractériser rapidement les propriétés optiques en transmission et en absorption de composants optiques (détecteurs, filtres...) constituant les caméras bolométriques. Ces caméras étant destinées à la cosmologie observationnelle dans le domaine millimétrique et submillimétrique (domaine où rayonne principalement le fond diffus cosmologique), la caractérisation doit être aussi dans ce vaste domaine de fréquences, soit de 50 à 3000 GHz. La grande difficulté est la caractérisation autour de 50 GHz car cela implique soit des grandes étendues du faisceau, soit des ouvertures optiques importantes.

De plus, l'évolution des besoins observationnels nous pousse également à caractériser ces éléments en lumière polarisée, ce qui est un second challenge (conception de nouveaux détecteurs sensibles à la polarisation par exemple).

Enfin, comme certaines propriétés électro-magnétiques dépendent fondamentalement de la température (pertes dans les diélectriques, résistivité des semi-conducteurs, métaux supraconducteur...), et que les différents éléments optiques de la caméra sont parfois placés à basse température, nous avons aussi besoin de caractériser ces échantillons à basse température ($T = 4K$).

Concernant la précision de la mesure, on impose une résolution minimale de 10 GHz (résolution relative à la largeur des bandes où l'atmosphère est transparente) dans la gamme de fréquences étudiée et une précision sur la réponse spectrale à 5 % près.

A terme, on veut aussi obtenir des réponses spectrales en polarisation des matrices de bolomètres en visant directement l'instrument avec la caméra bolométrique.

2. Interféromètre de Martin Puplett

Ce cahier des charges impose des contraintes sur le dimensionnement des éléments de l'IMP (polariseur, déplacement du miroir, taille du faisceau, miroir...) et sur la précision des moteurs et capteurs de position du polariseur tournant et du miroir en translation. En collaboration avec le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC) à Grenoble, nous avons pu dimensionner, concevoir, réaliser et enfin assembler les différents éléments décrits ci-dessous.

2.1. Taille du faisceau

L'étendue géométrique du faisceau E limite la plus petite fréquence. Pour avoir au moins un mode à basse fréquence, l'étendue doit vérifier l'équation suivante:

$$E = S \cdot \Omega > \lambda_{MAX}^2 \quad (I.2.1)$$

où S est la surface et Ω l'angle solide du faisceau.

On cherchera alors à avoir une étendue du faisceau la plus grande possible.

A 50 GHz, $\lambda = 0.006$ m, donc l'étendue du faisceau doit être supérieure à $0,36 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$.

Ceci constitue une première limite sur le dimensionnement des pièces optiques.

Regardons ensuite la taille du faisceau à la sortie de l'IMP. Elle est limitée par la résolution spectrale qui ne dépend que de l'angle solide du faisceau. A la position d'équilibre des miroirs, la résolution R est :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2\pi}{\Omega} \quad (I.2.2)$$

où λ est la longueur d'onde. Comme la résolution doit être la plus grande possible, on cherchera donc à minimiser l'angle solide.

D'après les équations I.2.1 et I.2.2, on trouve une surface S_s à la sortie de l'IMP définie par:

$$S_s = \frac{\lambda_{max}^2}{2\pi} \cdot R \quad (I.2.3)$$

Il faut trouver un compromis sur S_s entre l'encombrement de l'instrument qui cherche à le minimiser et la résolution qui le maximise.

La surface du faisceau à l'entrée S_e dépend de la longueur l de parcours du faisceau dans l'IMP et de son angle solide. On a :

$$\sqrt{S_e} = \sqrt{S_s} + l \cdot \sqrt{\Omega} \quad (I.2.4)$$

Le compromis sur S_s se répercute alors aussi sur S_e .

D'après les équations I.2.2 et I.2.3, on déduit :

$$\sqrt{S_e} = \frac{\lambda_{\max}}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{R} + l \cdot \sqrt{2\pi} \frac{1}{\sqrt{R}} \quad (\text{I.2.5})$$

avec $l = 1 \text{ m}$. Pour une faible résolution, le second terme, qui traduit l'étendue du faisceau, prédomine et pour une grande résolution, c'est le premier terme qui prédomine.

Le minimum de cette équation (cf. figure I.2.1) est un bon compromis et nous indique la surface minimale du faisceau à l'entrée ainsi que la résolution optimale.

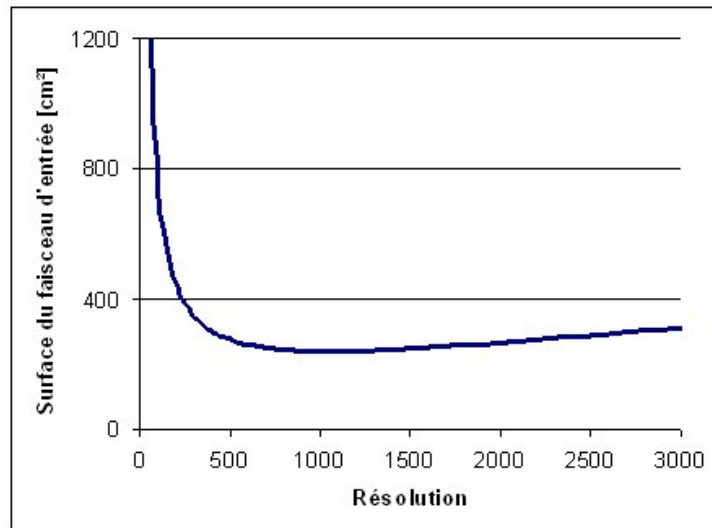


Figure I.2.1 : Evolution de la surface d'entrée du faisceau en fonction de la résolution. Le meilleur compromis est de choisir une surface de faisceau de 240 cm^2 avec une résolution de 1100.

En conclusion, la surface minimale du faisceau à l'entrée est de 240 cm^2 , avec une résolution de 1100. Et comme :

$$\Omega = 2\pi \cdot (1 - \cos i_{\max}) \quad (\text{I.2.6})$$

où i_{\max} est l'inclinaison maximale des rayons, on a :

$$d_e = 17,5 \text{ cm}$$

$$i_{\max} = 2,4^\circ \quad (\text{I.2.7})$$

$$d_s = 9,5 \text{ cm}$$

où d_e est le diamètre du faisceau à l'entrée de l'IMP et d_s celui à la sortie.

2.2. Choix de la lentille L_1

Afin de pouvoir maîtriser l'étendue du faisceau par un diaphragme et non pas par la lentille L_1 , située à la sortie de l'IMP (cf. figure I.1.3), L_1 possède un diamètre de 15 cm (diamètre supérieur à d_s). La lentille est en polyéthylène haute densité, quasi-transparente aux fréquences mesurées (transmission de $95 \pm 2 \%$ selon la fréquence).

2.3. Polariseur P_1

P_1 est le polariseur tournant d'entrée (cf. figure I.1.2), fixé à 45° par rapport à la source froide et la source chaude. L'inclinaison à 45° par rapport aux sources évite de renvoyer le signal réfléchi sur la source et ainsi de retrouver sur le signal final un écho parasite modulé. Son diamètre doit être supérieur à $\sqrt{2}d_e$. On prendra 26 cm de diamètre.

Le polariseur doit être efficace aux fréquences de 50 à 3000 GHz. Une simulation sur l'efficacité et le principe des polariseurs est décrite en détails dans [Hooberman,05]. Il explique que les réflexions du champ électromagnétiques sur le polariseur sont limitées par les basses fréquences et les transmissions par les hautes fréquences. En effet, à basse fréquence, les énergies issues des ondes électromagnétiques incidentes sont peu absorbées par les fils du polariseur. Une partie de ces énergies est par conséquent transmise à travers le polariseur. A haute fréquence, les énergies des ondes perpendiculaires aux fils sont absorbées dans leur épaisseur. Par conséquent, l'énergie absorbée ne sera pas transmise par le polariseur.

Pour un fil de $30 \mu\text{m}$ de diamètre et un pas de $62,5 \mu\text{m}$, plus de 80 % du champ polarisé parallèlement aux fils est réfléchi à partir de 10 GHz et plus de 80 % du champ polarisé perpendiculairement aux fils est transmis en dessous de 3040 GHz. Le chapitre II.1.6 caractérise en détail la réponse spectrale en transmission de ce polariseur entre 50 et 700 GHz et pour différentes orientations de la lumière polarisée incidente.

De plus, les fils sont en Tungstène afin de résister mécaniquement à la force de tension de 5 g par fil. Pour assurer une bonne réflexion des fils, il faut qu'ils absorbent peu, donc qu'ils soient bon conducteur. Pour cela, les fils ont été dorés. La première version du polariseur était constituée en fils d'aciers inoxydables, ce matériau étant plus absorbant que l'or. Cependant, entre les deux versions, on n'a gagné que 5 % du signal ce qui ne justifiait pas de substituer aussi le polariseur de sortie P_3 .

Comme pour les miroirs, cf. ch.I.2.2.7, la planéité requise pour le plan des fils doit être inférieure à $10 \mu\text{m} \left(= \frac{\lambda_{\min}}{10} \right)$, afin de ne pas dégrader la résolution de l'image. Ces fils étant collés sur un cadre en aluminium, cette contrainte de planéité se répercute aussi sur ce dernier.

Un moteur entraîne via une courroie la rotation du cadre aluminium où sont fixés les fils. Pour moduler le signal jusqu'à 20 Hz, on utilise un moteur pas à pas (nécessaire pour un signal synchrone) de fréquence maximum 40 Hz puisque le moteur est découplé d'un facteur quatre par rapport au polariseur.

Un capteur optique infrarouge, placé sur le cadre du polariseur, renvoie un signal à chaque tour afin de vérifier si le polariseur tourne à vitesse constante.

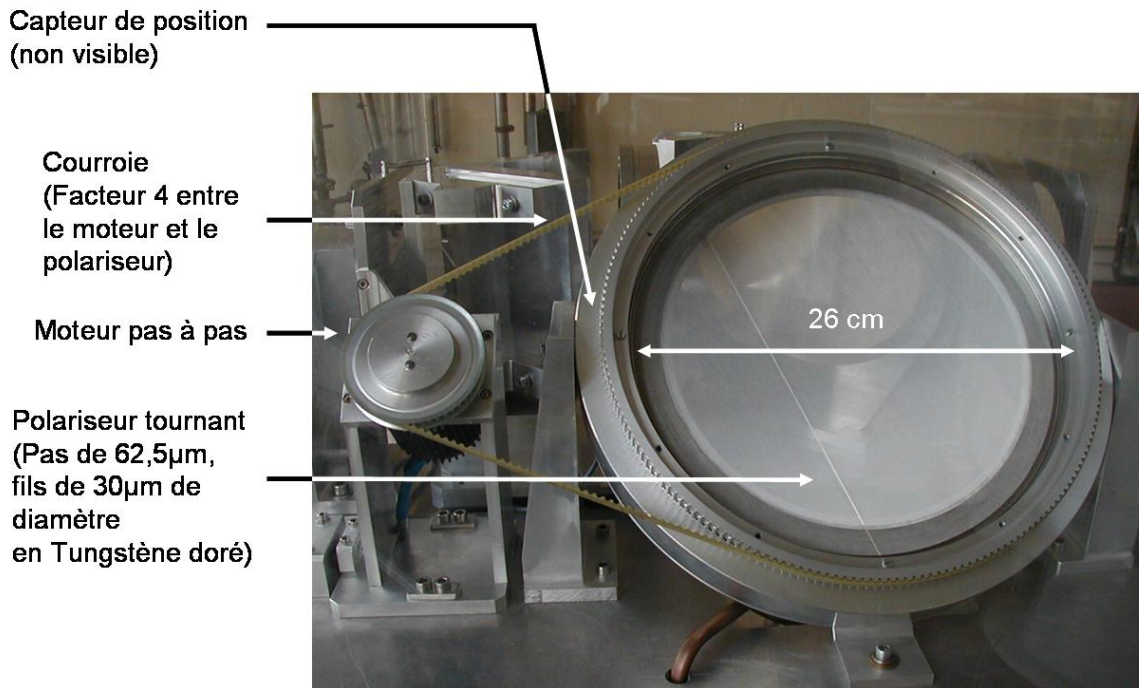


Figure I.2.2 : Photo de la première version du polariseur P_1 tournant (réalisation en adaptant une machine à concevoir les chambres à fils au LPSC). Rotation maximale du polariseur à 20 Hz.

2.4. Grille séparatrice P_2

P_2 a pour but de séparer selon la polarisation le rayonnement incident en deux et d'en assurer la recombinaison. Le polariseur de sortie P_3 fixe l'angle des fils de la grille séparatrice de telle sorte que l'onde incidente polarisée avec un angle de 45° soit réfléchi et que celle de -45° soit transmise. Ainsi, quand la totalité de l'onde est transmise par le polariseur de sortie, soit quand la polarisation incidente est horizontale (voir le paragraphe 2.5 suivant), 50 % de la puissance est transmise dans chacun des deux bras. Pour cela, les fils de la grille séparatrice doivent avoir un angle apparent de 45° vus du polariseur de sortie P_3 . Or, la grille est inclinée de 45° par rapport à P_3 (cf. figure I.1.2). Par conséquent, on tisse les fils sur un cadre métallique avec un angle θ réel de $35,26^\circ$, défini par la formule suivante :

$$\theta = \arctan(\cos(45^\circ)) \quad (\text{I.2.8})$$

Pour avoir à la fois une bonne solidité mécanique et une mauvaise absorption de l'onde, les fils sont aussi en tungstène doré. Pour garder les mêmes efficacités spectrales que le polariseur P_1 , le diamètre des fils est de $30 \mu\text{m}$ et le pas de $75 \mu\text{m}$, c'est-à-dire un pas apparent de $65 \mu\text{m}$.

Le diamètre du faisceau étant de 16 cm, le polariseur réalisé mesure 17 cm de haut et 24 cm de large (car il est positionné à 45° par rapport à l'axe optique).

2.5. Polariseur P_3

P_3 est le polariseur de sortie de l'IMP. Les fils en inox sont verticaux, mesurent $30\ \mu\text{m}$ de diamètre et sont distants de $62,5\ \mu\text{m}$, pour les mêmes raisons que les autres polariseurs. Sa taille ne doit pas limiter le faisceau et sera égale à $15\ \text{cm}$ de diamètre.

2.6. Sources d'entrées

La source chaude est un Eccosorb thermalisé à la température de la pièce. Il absorbe tous les rayons et réémet comme un corps noir à sa température. Il est placé devant le polariseur P_1 .

La source froide est émise par un vase rempli d'azote liquide placé sous le polariseur P_1 . Comme l'azote absorbe tous les rayons après deux centimètres d'épaisseur, on le considère aussi comme un corps noir à 77K .

2.7. Miroir

Un miroir en toit en aluminium est placé à l'extrémité de chaque bras. Il a pour propriété de ne retourner que la polarisation horizontale. Ainsi, un rayon qui a été transmis par la grille séparatrice P_2 , après réflexion sur le miroir, sera réfléchi et inversement pour l'autre rayon (cf. figure I.2.3).

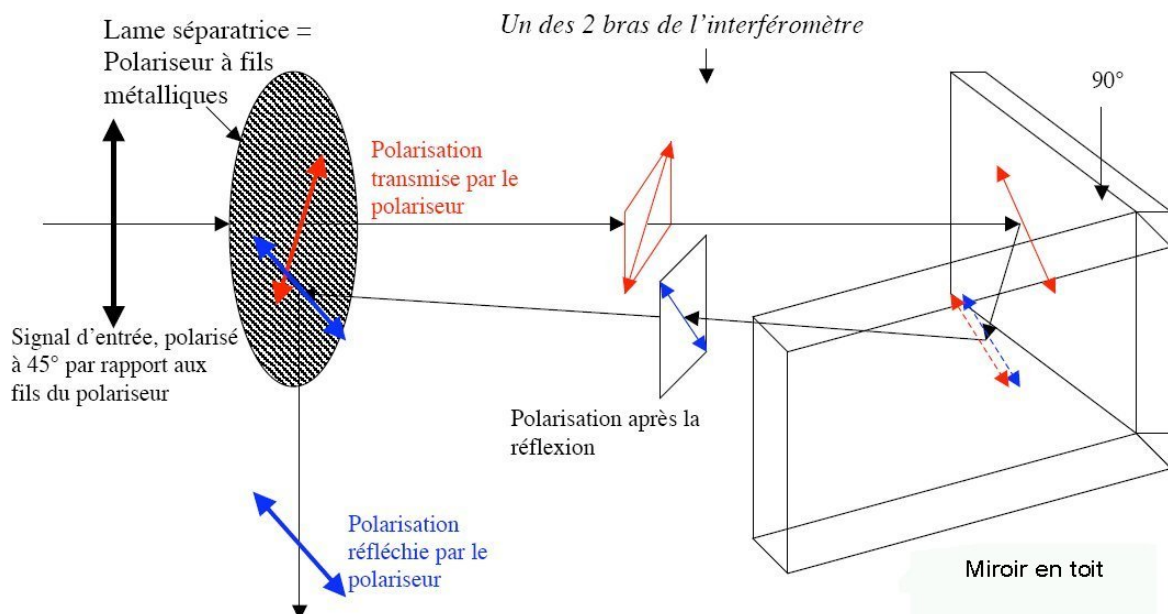


Figure I.2.3 Représentation des plans de polarisation dans l'un des bras du spectromètre [Revéret,04]. Le signal incident, polarisé ici à 45° par rapport aux fils du polariseur laisse passer une seule composante de polarisation, l'autre étant réfléchi. Des miroirs en toit sont utilisés pour faire tourner le plan de polarisation et ainsi transmettre l'onde.

La rugosité du miroir doit être inférieure à $\frac{\lambda_{\min}}{10}$, soit de 10 μm afin de ne pas dégrader la résolution de l'image.

2.8. Table en translation

Un des miroirs est placé sur une table en translation afin de pouvoir faire varier la différence de chemin optique entre les deux faisceaux et ainsi de modifier leurs interférences.

La fréquence maximale de 3000 GHz impose un déplacement minimum du miroir Δx définie par :

$$\Delta x = \frac{c}{4f_{\max}} \quad (\text{I.2.9})$$

où c est la vitesse de la lumière.

Le premier facteur 2 permet d'avoir au moins 2 points de mesure par période (Théorème de Shannon sur l'échantillonnage) et le second facteur 2 correspond au chemin aller puis retour de la lumière. Le pas minimum du miroir est dans ce cas de 25 μm . On choisira un moteur pas à pas de demi-pas 2,5 μm afin de ne pas être limité par le pas du moteur.

La résolution spectrale impose la longueur maximale du déplacement. Pour une résolution de 1,5 GHz, il faut créer une différence de marche de 20 cm, soit un déplacement du miroir de 10 cm. Pour des raisons d'encombrement, il n'est pas possible de faire un déplacement de part et d'autre du centre. Dans ce cas, on prendra un déplacement asymétrique allant de -1,5 cm à 10 cm. Concernant les spectres symétriques, la résolution maximale ne pourra être que de 10 GHz.

Un capteur optique nous permet de connaître approximativement la position du centre du miroir. En effet, ce capteur possède un cycle d'hystérésis dû à la taille de son faisceau optique de $\frac{1}{4}$ de millimètre. Pour connaître la position du centre de façon plus précise, il faudra effectuer une recherche du maximum du signal lors de la réduction des données.

2.9. Rotation de l'IMP

Nous avons vu au I.1.1.2 que l'instrument délivre toujours un signal polarisé horizontal. Or, on souhaite être sensible à la polarisation. Pour cela, l'ensemble de l'IMP peut tourner manuellement de -45° à $+45^\circ$ autour de son axe optique de sortie. Il en est donc de même pour la polarisation de sortie.

2.10. Cage d'azote

Les spectres du chapitre II.1.3 montre que le signal se dégrade en présence de la vapeur d'eau. En effet, la vapeur d'eau possède, dans le domaine spectral étudié (50 – 3000 GHz), des raies d'absorption qui peuvent pour de forte concentration annuler le signal optique. Afin de limiter ce phénomène, on place l'interféromètre dans une cage piégeant un gaz inerte, l'azote.

2.11. Réalisation - Vue d'ensemble de l'IMP

L'ensemble des pièces décrites précédemment est fixé sur une table en aluminium. L'IMP fait 1 m de côté et pèse environ 100 kg. Il a fallu 2 ans pour concevoir, réaliser puis aligner, en collaboration avec le LPSC, cet IMP et 1 an pour corriger les problèmes énumérés ci-dessous:

- Faible signaux → Remplacement des fils en acier inoxydable par du tungstène doré afin de diminuer l'absorption par les fils.
- Décalage de l'axe optique lors de la mise en rotation de la table de l'IMP, donc perte du signal → Réalisation d'une roue placée à la sortie de l'instrument afin de maintenir fixe l'axe de rotation de la table quelque soit sa rotation.
- Installation de capteurs de positions du polariseur tournant et du miroir mobile.
- Le moteur pas à pas qui entraîne le polariseur décrochait → Installation d'une roue d'inertie sur le moteur afin de lisser les variations des forces de frottement créés au niveau du roulement à billes du polariseur.

Et voici une photo de l'instrument obtenu au final :

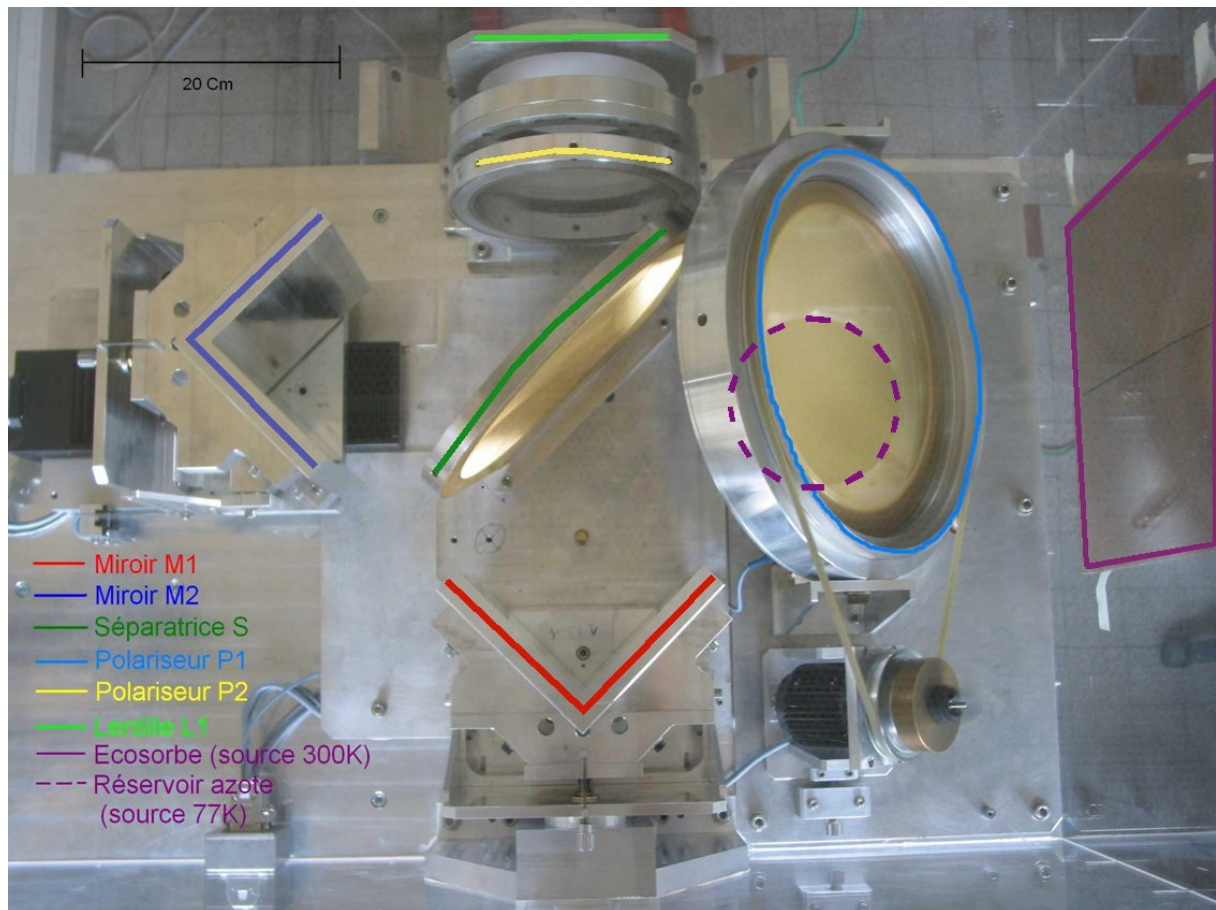


Figure I.2.4 : Vue de dessus de l'IMP. Les sources chaude et froide sont à droite et le polariseur de sortie est en haut de la photo.

2.12. Correction apportée sur le signal théorique

Le signal issu de l'IMP est malheureusement différent du signal théorique attendu, car ces hypothèses sont trop restrictives. Il faut corriger ces écarts qui proviennent des rayons parallaxes, du déplacement continu du miroir et du balayage borné du miroir. Une étude détaillée des systématiques d'un IMP (effet de mauvais alignement, réglage du miroir...) est détaillée dans la publication de [Lambert et Richards,78].

2.12.1. Rayons parallaxes

Les rayons parallaxes concernent les rayons non parallèles à l'axe optique. Les interférences, entre les rayons décrits dans le cas théorique du I.1.1.2, ne concernent que les rayons parallèles à l'axe optique. Les rayons inclinés introduisent une dégradation de la résolution spectrale due à deux effets.

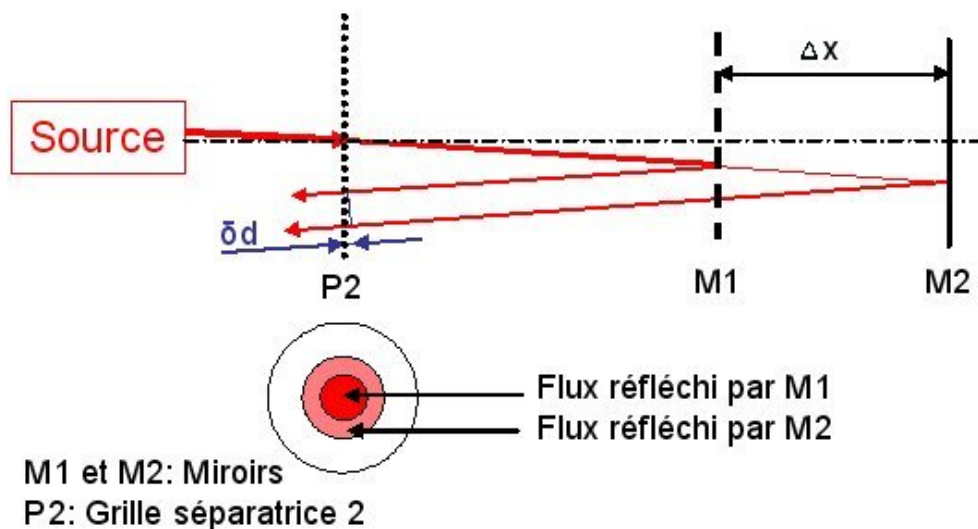


Figure I.2.5 : Conséquence sur le signal théorique d'un rayon incliné par rapport à l'axe. En haut, tracé du chemin optique pour un rayon incliné et en bas, projection du flux sur la grille séparatrice P2.

D'une part, la différence de marche pour un rayon incliné est supérieure de δd (cf. figure I.2.5) par rapport au cas théorique pour une même position du miroir, ce qui modifie l'interférence. L'effet est d'autant plus grand que les rayons sont inclinés et que le miroir est loin de la grille séparatrice P2. Dans le cas extrême, les rayons ont une inclinaison de $2,4^\circ$ et une différence de marche pour un rayon parallèle à l'axe de 20 cm. (Position extrême du miroir mobile égale à $2\Delta x$). Pour le rayon incliné, la différence de marche est $2\Delta x + \delta d$, soit de 20,02 cm. Cet effet provoque au maximum une dégradation de 1 ‰ sur la résolution, ce qui est négligeable pour nous.

D'autre part, les rayons inclinés réfléchis sur le miroir M2 diffusent plus que ceux réfléchis sur le miroir M1. Seuls les rayons de M1 compris dans le flux de M2 interfèrent (zone en rouge foncé sur la figure I.2.5). La zone non interférée (rouge clair) est modulée à la fréquence du polariseur tournant, et après démodulation du signal, deviendra une constante parasite au signal. Pour un rayon incliné de $2,4^\circ$ à 5 cm de l'axe et une position extrême du miroir, la surface du flux réfléchi par M1 est de 120 cm^2 et par M2 de 160 cm^2 . Au total, 40 cm^2 , soit 25 % du flux qui n'est pas interféré et donc 75 % du flux interféré. Au niveau du spectre, ceci provoque un élargissement de la résolution spectrale mais qui peut être corrigé en amont. En effet, cet effet introduit d'une part sur l'interférogramme une constante qui augmente proportionnellement avec la différence de marche, donc un effet de pente du signal moyenné. On peut alors soustraire directement ce terme dans l'interférogramme. Et d'autre part, la diminution du flux interféré pour des grandes différences de marche provoque simplement un effet naturel d'apodisation de l'interférogramme. Cela diminue la largeur des raies au détriment d'augmenter l'amplitude de leurs lobes secondaires.

En conclusion, cet effet n'introduit pas d'erreur sur la réponse spectrale finale puisqu'il est soit négligeable, soit corrigé au niveau du traitement des données.

2.12.2. Déplacement du miroir

Le miroir est entraîné par un moteur pas à pas en continu. Un point dans l'interférogramme correspond à la moyenne des mesures effectuées sur un temps Δt , soit sur une distance de Δx . Ceci revient dans l'équation I.1.18 à convoluer l'interférogramme par une porte de largeur Δx . Le spectre obtenu, égal à la transformée de Fourier de l'interférogramme, correspond au spectre initial multiplié par un sinus cardinal de largeur $1/(2\Delta x)$. Par exemple, si on choisit $\Delta x = 25 \mu\text{m}$ afin d'avoir un spectre jusqu'à 3000 GHz (ch I.2.2.8), le premier zéro du sinus cardinal serait à 1500 GHz. Il faut donc choisir un pas au moins deux fois plus petit pour ne pas être perturbé par cet effet.

2.12.3. Balayage borné du miroir

L'interférogramme est malheureusement limité par le déplacement du miroir. Ceci revient à multiplier l'interférogramme obtenu à l'équation I.1.18 par une porte de largeur $2D$, où D représente la distance maximale balayée par le miroir. Dans le spectre, ceci introduit une convolution du signal par un sinus cardinal de largeur à mi-hauteur $0,6/D$. La présence des lobes secondaires du sinus cardinal dégrade fortement la résolution spectrale. Par exemple, une sinusoïde de fréquence f dans l'interférogramme correspond à un sinus cardinal, avec tous ses nombreux lobes secondaires, centré sur f et de largeur à mi-hauteur du pic principal $0,6/D$. Il est possible d'éliminer les lobes secondaires de ce sinus cardinal en apodisant l'interférogramme, mais en contre partie, ceci élargira la largeur à mi-hauteur du pic principal.

3. Cryostat

La puissance émise par l'interféromètre est recueillie par le bolomètre refroidi à 2K afin de diminuer sa chaleur spécifique. Un cryostat optique a été conçu, en collaboration avec les services de l'Institut Néel, afin de pouvoir refroidir ce bolomètre.

3.1. Description et principe de fonctionnement

Le bolomètre devant être refroidi à 2K, il est impossible techniquement d'obtenir une telle température directement. Il faut donc minimiser tous les modes de propagation de la chaleur :

- La convection est annulée en créant un vide d'isolement dans tout le cryostat.
- Le rayonnement direct à 300K sur la partie froide est supprimé en plaçant, plusieurs écrans thermiques à des températures étagées entre le bolomètre à 2K et la température ambiante.
- La conduction est minimisée par des tiges en inox (mauvais conducteur) creuses et fines (faible section) qui maintiennent mécaniquement les différents écrans et le bolomètre.

Le cryostat contient un réservoir de 20 litres d'Hélium liquide (He) refroidissant l'étage à 4K. Un doigt froid en cuivre immergé dans l'hélium assure le refroidissement par conduction entre cet étage et le vase. Les vapeurs froides de l'hélium, dues à son réchauffement dans le vase, vont refroidir les deux écrans externes avant d'être redirigées vers un liquéfacteur.

Le bolomètre, isolé de l'étage à 4K est refroidi en appliquant une détente Joule-Thomson à l'hélium. Pour cela, on place une vanne froide (détente du gaz) où l'impédance est réglable et un échangeur de chaleur sur le bolomètre. Une pompe crée la dépression en sortie de la vanne et l'entrée est directement reliée au vase d'He (cf. figure I.2.6).

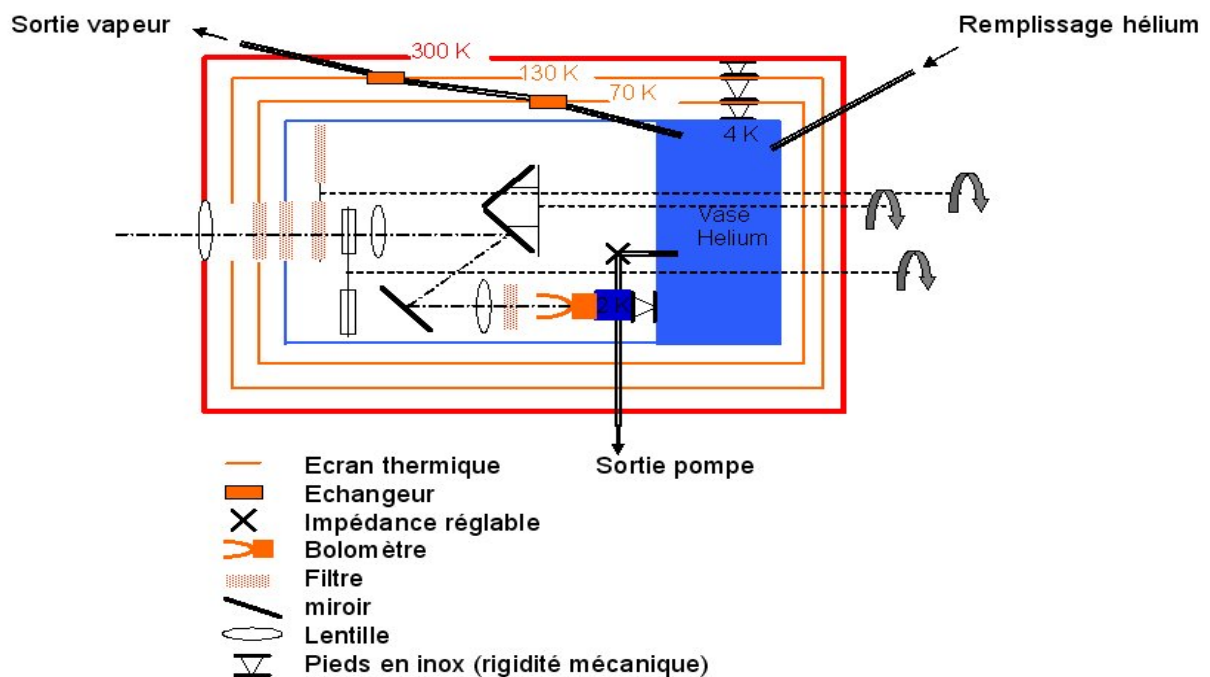


Figure I.2.6 Schéma d'ensemble du cryostat montrant à la fois la partie optique et la partie cryogénique.

L'entrée optique du cryostat est assurée par une lentille en polyéthylène haute densité (PHD), placée sur le devant du cryostat. Cependant, cette lentille laisse aussi passer le rayonnement infrarouge. Alors pour éviter de surchauffer l'étage à 2K, on place un filtre sur

l'écran froid en polyéthylène chargé (PEC), qui absorbe le rayonnement infrarouge et est transparent dans le domaine du submillimétrique (cf. chI.1.2.1).

Quatre pistons à air permettent d'actionner chacun de l'extérieur une tige différente :

- Une tige pour pivoter, devant le faisceau, un support contenant deux filtres. Ce jeu de filtres est placé sur l'étage 4K et permet de borner spectralement le signal.
- Une autre tige permet de régler le diamètre du diaphragme. Deux diamètres sont possibles, ils contrôlent l'inclinaison des rayons par rapport à l'axe optique, dans l'IMP. On peut ainsi augmenter la précision au détriment de couper les basses fréquences (cf. figure I.2.7).

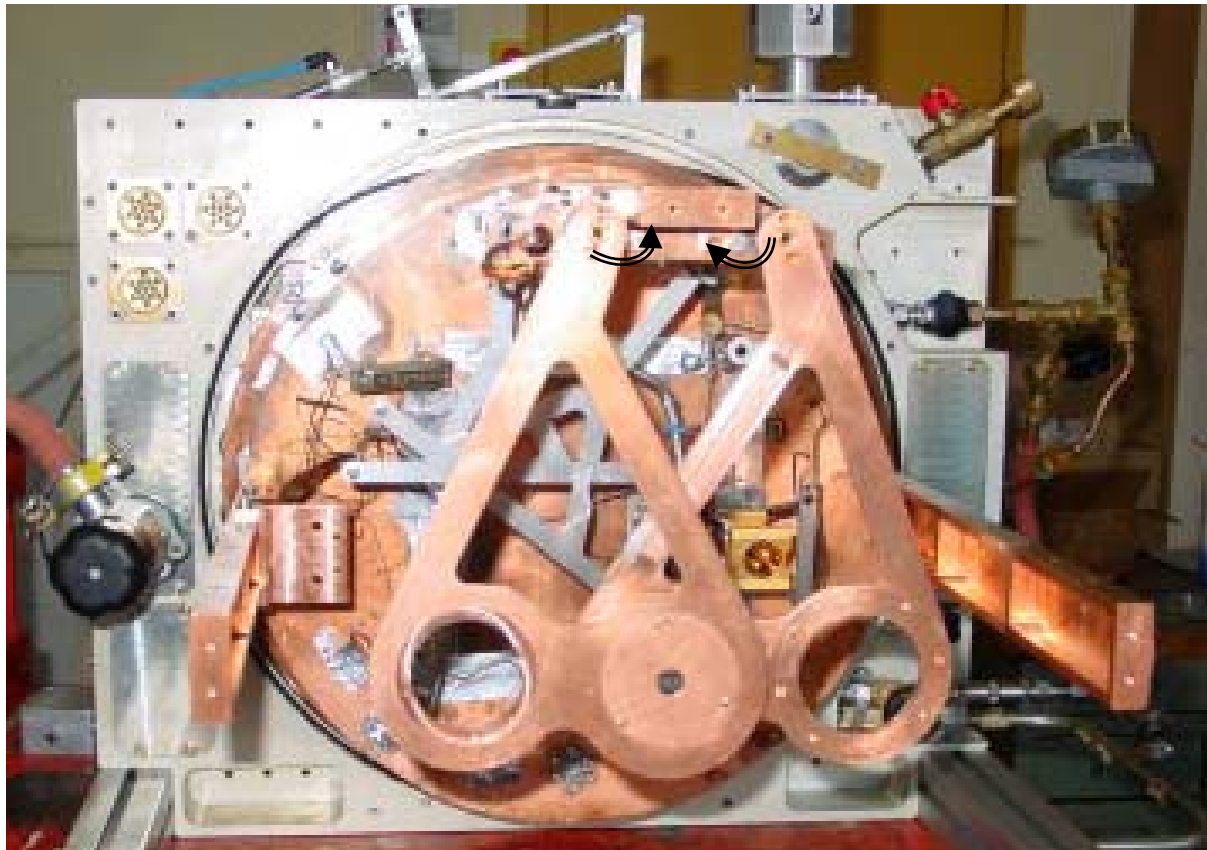


Figure I.2.7 Photo du porte diaphragme (premier plan) et du porte filtre (second plan) avec le mécanisme de rotation de ces supports.

- Les deux dernières tiges font tourner un plateau maintenu à 4 K. Il contient 56 dents et chaque mouvement de l'une des tiges (environ de 45°) pousse le plateau d'un quart de dent. Quatre supports sont fixés sur ce plateau. Le premier contient un miroir en cuivre (considéré comme un miroir parfait dans le domaine étudié), utile pour prendre des spectres de référence. Les trois autres sont des supports à échantillons optiques (matrice...). La réponse spectrale des échantillons en absorption peut être déduit en les introduisant dans le faisceau (cf. figure I.2.8).

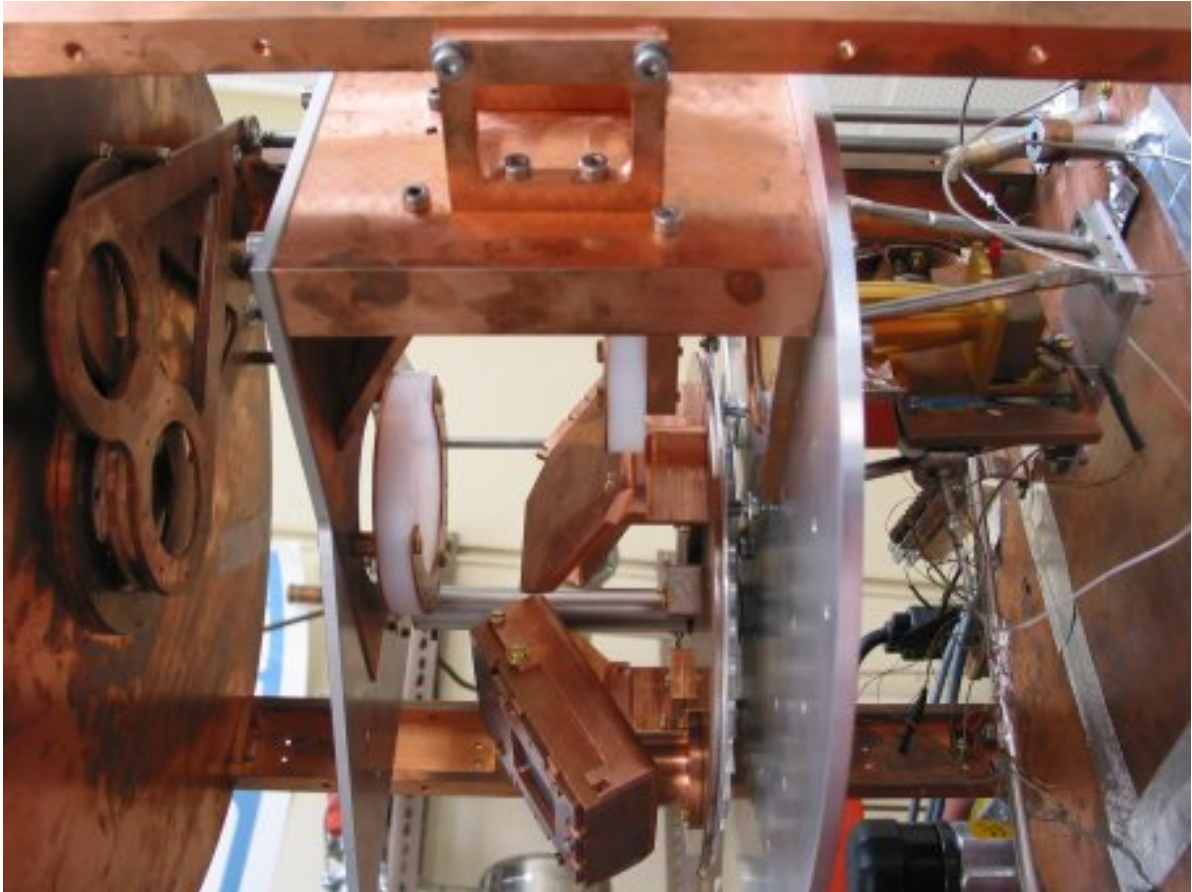


Figure I.2.8 Photo du plateau tournant (au centre) avec les trois supports échantillons et le miroir en cuivre. On aperçoit sur la gauche les deux supports filtre + diaphragme décrit précédemment. Le bolomètre avec son cône de Winston de couleur jaune est légèrement visible en haut à droite de la photo.

3.2. Dimensionnement

On souhaite que le cryostat ait une autonomie de 24h en hélium et un volume à 4K suffisamment grand pour pouvoir placer sur le chemin optique des filtres, lentilles, échantillons, plateau tournant, bolomètre... Typiquement, on a besoin d'un volume de 30 cm de côté. On prendra un cylindre de 25 cm de haut et 35 cm de diamètre.

De plus, l'ouverture optique ne doit pas limiter l'étendue spectrale du faisceau de $0,36 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$.

3.2.1. Calcul de la consommation d'hélium

La consommation d'hélium, une fois le cryostat à l'équilibre thermique, dépend uniquement des pertes sur l'étage 4K. Ces pertes sont dues aux apports de chaleur par conduction, convection et rayonnement. En première approximation, on va prendre seulement

en compte les pertes par rayonnement et conduction au niveau des tiges creuses qui maintiennent mécaniquement les écrans. On négligera donc les conductions des autres supports, les pertes de charges dues à la circulation des fluides, les pertes par la détente Joules Thompson et les puissances dissipées par l'électronique. Les filtres optiques sont considérés comme des corps noirs (émissivité de 1). Les écrans étant imbriqués les uns dans les autres, toute la puissance émise par un écran voisin est transmise sur l'autre et inversement (cf. figure I.2.9).

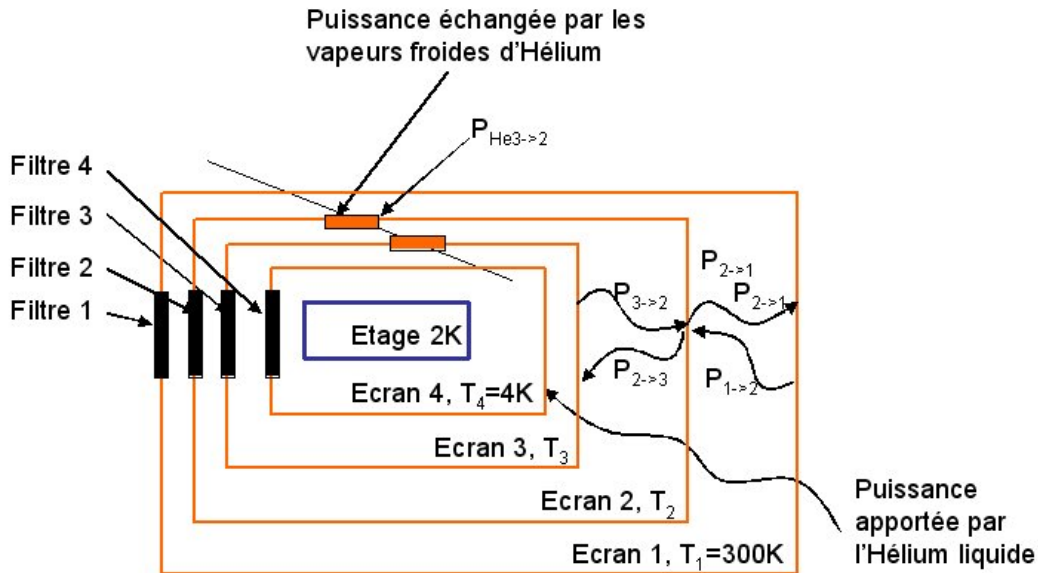


Figure I.2.9 Schéma du cryostat illustrant le bilan radiatif établi sur l'écran 2.

Le bilan radiatif sur chaque écran i consiste à énumérer les puissances reçues et émises par les écrans et filtres voisins j . Elles sont déterminées par les équations de Stefan suivantes :

$$\begin{aligned} P_{i \rightarrow j} &= A_i \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot T_i^4 + A_{f_i} \cdot \sigma \cdot T_i^4 \\ P_{j \rightarrow i} &= A_j \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot T_j^4 + A_{f_j} \cdot \sigma \cdot T_j^4 \end{aligned} \quad (I.2.10)$$

où $P_{i \rightarrow j}$ représente la puissance émise par l'écran i + filtre i sur l'écran j et inversement pour $P_{j \rightarrow i}$, A_i est l'aire de l'écran i , A_f du filtre, σ la constante de Stefan-Boltzmann en $W/m^2/K^4$, ε l'émissivité des écrans fixée à 7 % et T_i la température de l'écran i .

Par exemple, le bilan radiatif dP_{r_2} sur l'écran 2 (cf. figure I.2.9) est :

$$dP_{r_2} = P_{1 \rightarrow 2} + P_{3 \rightarrow 2} - P_{2 \rightarrow 1} - P_{2 \rightarrow 3} - P_{He1 \rightarrow 2} \quad (I.2.11)$$

Il est nul à l'équilibre.

La conduction sur chaque écran j consiste à énumérer les puissances reçues et émises par les tiges (lien thermique) thermalisées aux écrans voisins i . Elles sont déterminées par les équations suivantes :

$$P_{ci \rightarrow j} = \frac{S_{ij}}{l_{ij}} \lambda (T_i - T_j) \quad (I.2.12)$$

où $P_{c_{i \rightarrow j}}$ représente la puissance apportée par l'écran i sur l'écran j , S_{ij} est la section totale des tiges liant les écrans i et j , l_{ij} la longueur moyenne des pieds et λ la conductivité thermique du matériau (ici de l'inox).

Par exemple, l'apport de chaleur dP_{c_2} par conduction sur l'écran 2 s'écrit :

$$dP_{c_2} = \lambda \left(\frac{S_{23}}{L_{23}} (T_3 - T_2) + \frac{S_{12}}{L_{12}} (T_1 - T_2) \right) \quad (I.2.13)$$

Les écrans sont refroidis par les vapeurs d'hélium thermalisées sur l'écran inférieur, avec une puissance $P_{He_{i \rightarrow j}}$ définie par :

$$P_{He_{i \rightarrow j}} = \eta \cdot \dot{n} \cdot C_p (T_j - T_i) \quad (I.2.14)$$

où η est l'efficacité de l'échangeur, C_p la capacité calorifique de l'hélium gazeux à pression constante et \dot{n} le débit molaire.

De plus, les pertes sur l'étage 4K sont compensées par la puissance froide $P_{He_{4K}}$ apportée par l'hélium liquide et vaut :

$$P_{He_{4K}} = \dot{n} \cdot L_{He} \quad (I.2.15)$$

où L_{He} est la chaleur latente de vaporisation de l'hélium.

En procédant de même pour les autres écrans, on en déduit le bilan radiatif du cryostat à l'équilibre :

$$\begin{aligned} dP_2 = 0 &= dP_{c_2} + \sigma \cdot \varepsilon (A_3 (T_3^4 - T_2^4) + A_2 (T_1^4 - T_2^4)) + \sigma (A_{f_3} (T_3^4 - T_2^4) + A_{f_2} (T_1^4 - T_2^4)) - \eta \cdot \dot{n} \cdot C_p (T_2 - T_3) \\ dP_3 = 0 &= dP_{c_3} + \sigma \cdot \varepsilon (A_4 (T_4^4 - T_3^4) + A_3 (T_2^4 - T_3^4)) + \sigma (A_{f_4} (T_4^4 - T_3^4) + A_{f_3} (T_2^4 - T_3^4)) - \eta \cdot \dot{n} \cdot C_p (T_3 - T_4) \\ dP_4 = 0 &= dP_{c_4} + \sigma \cdot \varepsilon \cdot A_4 (T_3^4 - T_4^4) + \sigma \cdot A_{f_4} (T_3^4 - T_4^4) - \dot{n} L_{He} \end{aligned} \quad (I.2.16)$$

Pour diminuer le nombre d'inconnues, on fixe les valeurs suivantes :

$$T_{\text{extérieur}} = 300K$$

$$T_{\text{étage 4K}} = 4,2K$$

Par expérience (le principe de l'échangeur est le même que sur le cryostat Archeops), on estime l'efficacité η de l'échangeur égale à 80 %.

Les surfaces des écrans, des filtres et les liens thermiques étant connues (tableau I.2.1), les inconnues qui restent à déterminer sont les températures des écrans 2 et 3 et le débit d'hélium.

Etage	Surface A_i [m]	Surface filtre A_f [m]	Lien thermique S_{ij}/l_{ij} [mm]
1 ($T_1=300K$)	0,80	0,002	} 0,45
2 (T_2)	0,65	0,002	
3 (T_3)	0,53	0,002	} 1,05
4 ($T_4=4,2K$)	0,35	0,002	

Tableau I.2.1 Données relative au cryostat Martin Puplett

La résolution du système, donnant un débit d'hélium de 13 litres par jour, est résumée dans le tableau I.2.2 :

Etage	Puissance totale [W]	Puissance par rayonnement [W]	Puissance par conduction [W]	Température [K]
1				300
2	10,1	11,1	-1,0	208,1
3	5,5	4,3	1,2	72,4
4	0,4	0,1	0,3	4,2

Tableau I.2.2 Données solution de l'équation I.2.16

Nous prendrons donc un réservoir de 20 litres afin de posséder une autonomie de plus de 24h sur le cryostat.

Expérimentalement, on trouve malheureusement un débit à l'équilibre de 20 litres par jour. D'après les équations, on remarque que si on dégrade de 50 % l'émissivité des écrans, on augmente de 40 % la consommation d'hélium. L'oxydation des écrans peut être à l'origine de cette dégradation d'émissivité. En contre partie, si l'émissivité est correcte, alors ce débit correspondrait à une puissance ajoutée sur l'étage 4K de 0,3 W ; ce qui signifie que nous avons sous estimé les pertes (fils électriques, pertes de charge, détente Joules Thompson, conduction par les autres tiges...).

Par contre, les températures expérimentales des écrans sont de 170K et de 70K, ce qui est comparable aux valeurs calculées.

3.2.2. Ouverture optique

L'ouverture du cryostat ne doit pas limiter l'étendue du faisceau de $0,36 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$. Or, les rayons entrant dans le cryostat ont un angle maximum de $6,5^\circ$. Pour conserver l'étendue du faisceau, le diamètre d'ouverture doit être au minimum de 3,5 cm. On prendra par la suite une ouverture de 4 cm de diamètre.

De plus, la lentille sert aussi à l'étanchéité à une différence de pression de 1 bar. Elle doit donc résister mécaniquement à cette force de pression. D'après les caractéristiques du polyéthylène haute densité, on prendra une épaisseur de 5 mm.

3.2.3. Fuite thermique du plateau tournant

Le plateau tournant doit être refroidi à 4K en moins de 8h (temps nécessaire pour refroidir l'ensemble du cryostat). Or, ce plateau est par construction isolé thermiquement de l'étage 4K afin d'assurer une libre rotation de celui-ci à froid. On fixera donc une tresse en cuivre, qui reste à dimensionner, souple entre l'étage 4K et ce plateau.

La masse m à refroidir (plateau + échantillon + miroir) fait 500 g de cuivre. Si on note C la chaleur spécifique du cuivre et g la conductivité thermique du lien thermique, le temps τ caractéristique pour refroidir cette masse est :

$$\tau = \frac{C(T).m}{g(T)} \quad (I.2.17)$$

Si on prend comme lien thermique une tresse de cuivre souple de 30 cm de long et de 5 mm de diamètre, on obtient des temps caractéristiques en fonction de la température suivants :

T [K]	C [J/Kg]	g [W/K]	τ [mn]
300	150	0,026	110
200	150	0,026	110
100	100	0,033	30
50	40	0,065	10
20	4	0,1	1

Tableau I.2.3 Temps caractéristique du refroidissement du plateau tournant.

D'après le tableau I.2.3, pendant le refroidissement du cryostat, la température du plateau reste chaude tant que l'étage 4K est au dessus de 200K, puis rattrape la courbe de refroidissement de l'étage 4K.

Expérimentalement, on observe un retard de 1h entre la courbe de refroidissement du plateau et celui de l'étage 4K, ce qui confirme la simulation.

3.2.4. Fuite thermique des lentilles

Le polyéthylène est un très mauvais conducteur thermique. La question est donc de savoir en combien de temps les lentilles froides vont se refroidir à 4K. Les lentilles sont thermalisées par leurs bords. Leur masse est de 38 g, leur rayon de 4 cm et leur épaisseur de 0,5 cm. Le tableau I.2.4 montre le temps caractéristique nécessaire pour refroidir le centre de la lentille.

T [K]	C [J/Kg]	g [mW/K]	τ [mn]
300	65	10	110
100	26	10	45
40	10	7	25
4	0.07	0,4	3

Tableau I.2.4 Temps caractéristique du refroidissement du centre de la lentille.

Ce tableau montre une courbe de refroidissement similaire à celui du plateau tournant. Il n'est donc pas nécessaire de thermaliser aussi le centre de la lentille.

3.3. Réalisation – vue d’ensemble

Ce cryostat a été réalisé en très grande partie dans ce laboratoire, avec l’aide des différents services, dans un intervalle de temps de deux ans et demi. Les six premiers mois ont été consacrés à la conception du dessin 3D sur CATIA V5, puis l’année suivante, à la réalisation des pièces ainsi qu’au montage. Et la dernière année fut vouée à la résolution des divers problèmes rencontrés :

- Fuite dans le tuyau de pompage → Recherche de fuite puis installation d’un second tuyau de pompage.
- Trop de frottements sur le plateau tournant → Reprise de l’axe de rotation (cf. figure I.2.10 : remplacement de la liaison ponctuelle par une liaison glissante)

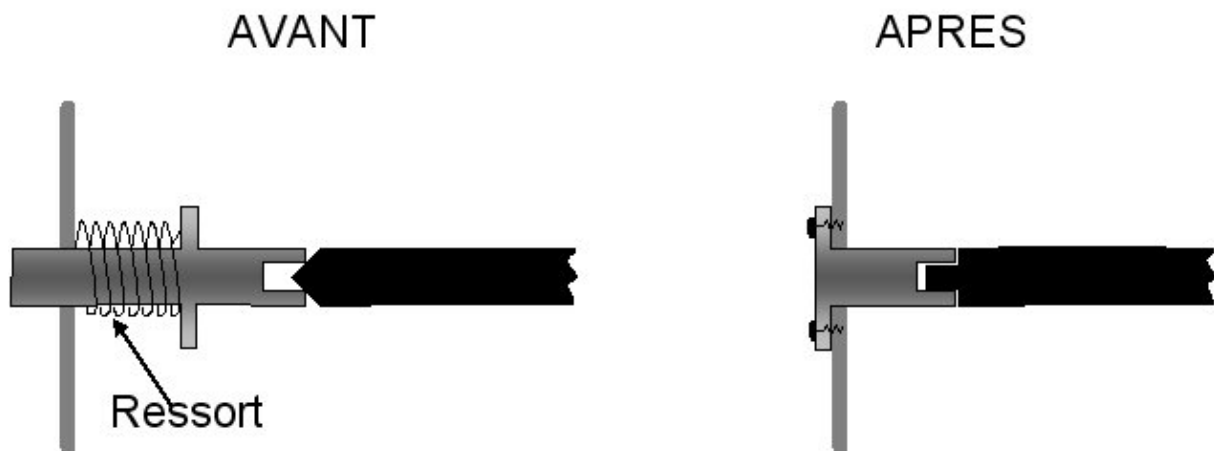


Figure I.2.10 Schéma montrant l’amélioration apportée au niveau de l’axe de rotation du plateau tournant (en noir). La partie fixe par rapport au cryostat est schématisée en gris.

- Trop de consommation d’hélium → Diminution de l’émissivité des écrans en intercalant entre ceux-ci une feuille composée d’une face isolante et d’une face métallique en aluminium.
- Résolution des problèmes de fluctuation thermique (cf. ch I.2.3.4)
- Temps de refroidissement trop long → afin d’avoir moins de masse à refroidir, allègement des pièces par rainurage.
- Flexion du couvercle de l’écran externe lors de la mise sous vide du cryostat → Réalisation d’un couvercle plus épais et rainuré.

Et voici une photo du cryostat obtenu finalement :

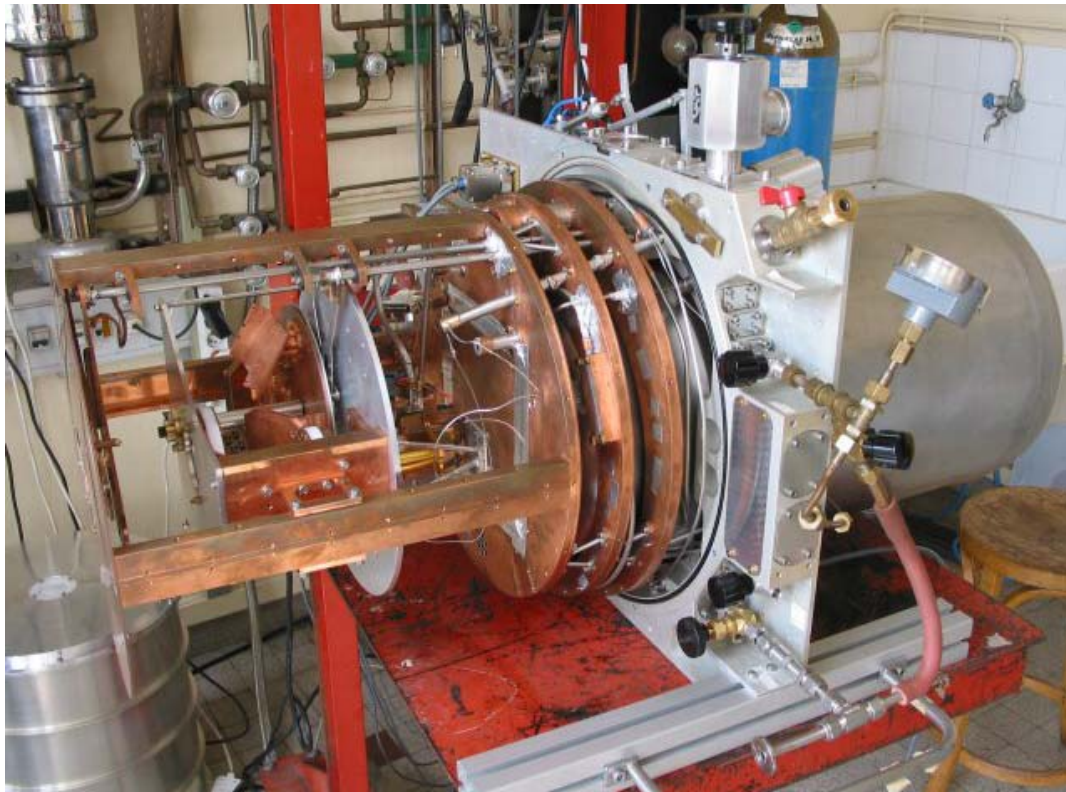


Figure I.2.11 Photo du cryostat Martin Puplett. Sur la droite, le réservoir de 20 litre d'hélium et sur la gauche, on aperçoit le bolomètre (en jaune), le plateau tournant et les différents étages thermiques.

Le dessin technique de ce cryostat (cf. figure I.2.12) permet de mieux suivre le chemin optique ainsi que de reconnaître ses différents éléments.

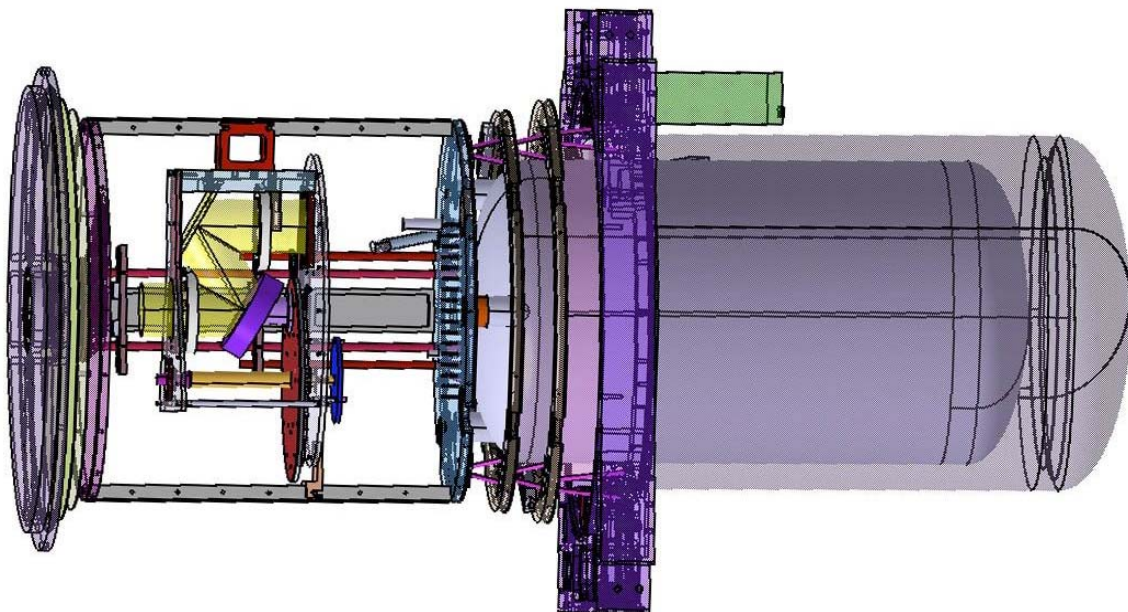


Figure I.2.12 Dessin 3D réalisé sur Catia du cryostat Martin Puplett. Le boîtier vert en haut représente l'électronique de lecture qui vient se fixer sur l'extérieur du cryostat.

3.4. Fluctuations thermiques

Si on couple thermiquement le bolomètre à l'échangeur thermique, le bolomètre verra toutes les fluctuations thermiques engendrées par la détente Joules Thompson. Or, ce bolomètre mesure la température et sera donc sensible à cette fluctuation. Expérimentalement, on mesure un bruit en $1/f$, qui est dix milles fois plus fort que le bruit intrinsèque du bolomètre à la fréquence de modulation. Par conséquent, il faut d'une part en amont, minimiser les fluctuations de la détente et d'autre part en aval, découpler le bolomètre.

3.4.1. Minimisation des fluctuations thermiques sur la détente.

La détente se fait au niveau de la vanne froide. Plus précisément, on exerce une force sur un pointeau qui va obturer plus ou moins la sortie de la vanne. Pour avoir une impédance constante, on régule la force appliquée sur la vanne en prenant comme consigne la pression à la sortie du tuyau de pompage (cf. figure I.2.13). Cette méthode permet de limiter les dérives lentes de température sur l'échangeur.

Le tube en sortie de l'échangeur est thermalisé à 4K afin d'éviter la présence de liquide dans la partie supérieure du tube, qui engendrerait des fluctuations dues au mouvement des bulles d'hélium gazeux dans le liquide.

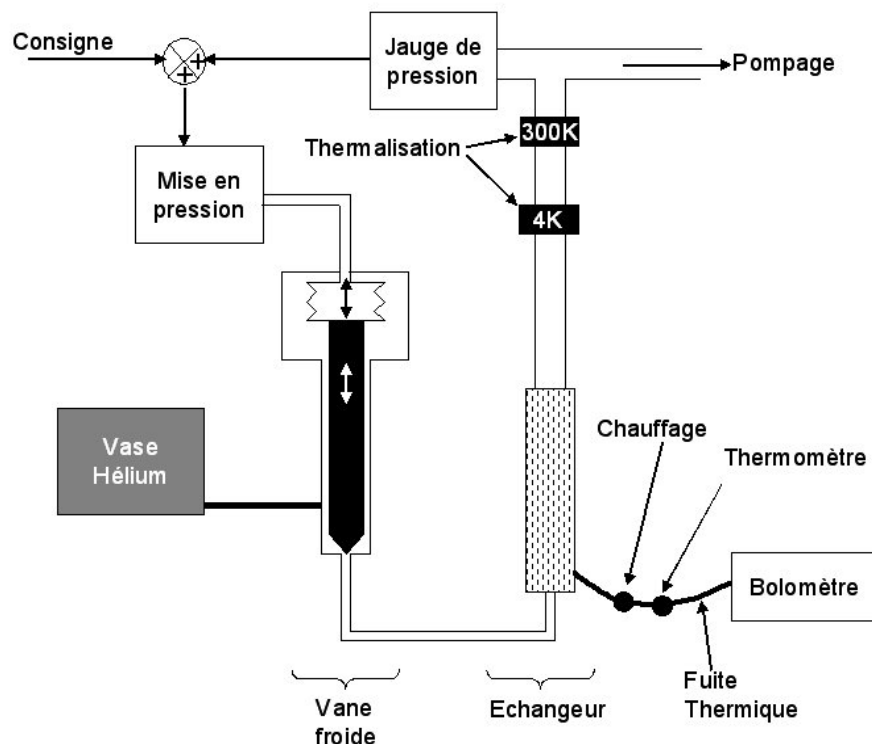


Figure I.2.13 Principe de réduction de la fluctuation thermique sur le bolomètre en régulant la vanne froide et la température sur la fuite thermique qui relie l'échangeur et le bolomètre.

3.4.2. Découplage du bolomètre.

Les fluctuations hautes fréquences sont coupées en insérant une pièce à forte capacité calorifique (par exemple, de l'époxy) entre le bolomètre et l'échangeur. Dans notre cas, le bruit étant en $1/f$, il n'est pas intéressant ici de couper les hautes fréquences.

Du côté des basses fréquences, on isole le bolomètre et on crée une fuite thermique localisée (un fil de cuivre par exemple) entre le bolomètre et l'échangeur. Il suffit de contrôler la puissance qui circule sur ce lien en plaçant sur celui-ci un thermomètre et un chauffage par effet résistif et de réguler la température. La fréquence de coupure est limitée par la réactivité du régulateur. On utilise un TRMC2 (Thermomètre Régulateur Multi-Capteur version 2), instrument de mesure avec ou sans régulation, développé à l'Institut Néel, avec une fréquence de lecture de 2 Hz. On a donc une coupure basse fréquence à 2 Hz. Expérimentalement, avec cette méthode, on retrouve un bruit sur le bolomètre comparable à son bruit intrinsèque.

Une autre solution serait de placer un anneau supraconducteur autour du bolomètre puisqu'un matériau supraconducteur a la propriété de ne pas conduire la chaleur, donc de ne pas transmettre ces fluctuations. Mais dans ce cas, il resterait encore la conduction par le réseau.

Il est aussi possible de placer un autre bolomètre sur le même support afin de mesurer en même temps que le bolomètre, la température de son support et ainsi de décorrélérer la température du signal. Cette solution ne sera pas retenue puisque la régulation via le TRMC2 nous a suffi.

4. Bolomètre

Le bolomètre utilisé pour collecter les rayons est composé d'un absorbeur en bismuth de diamètre 5 mm qui s'échauffe en absorbant un rayonnement supérieur à 0,9 GHz, d'un thermomètre qui lit la température de 1 à 3K et d'un cône de Winston qui concentre le flux.

4.1. Dimensionnement

4.1.1. Le thermomètre

Le bolomètre doit être capable de collecter les rayons allant de 50 GHz à 3000 GHz avec une étendue du faisceau $A\Omega$ de $0,36 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$. A ces gammes de fréquences, la puissance P optique est définie dans le domaine de Rayleigh-Jeans et vaut :

$$P = A\Omega \int_0^{f_{\max}} \frac{2f^2 k_b T}{c^2} df \quad (\text{I.2.18})$$

$$p = A\Omega \frac{2k_b T}{3c^2} f_{\max}^3$$

où c est la vitesse de la lumière, A l'aire du faisceau et Ω son angle solide.

Avec $T=300$ K, $f_{\max}=3000$ GHz et $A\Omega=0,36.10^{-4}$ m².sr, on trouve $P=30$ μW

Le bolomètre reçoit au maximum une puissance de 30 μW puisque généralement, d'autres filtres passe bas seront placés afin de ne pas être dominé par la puissance à hautes fréquences lors de mesures plus fines à basses fréquences. De plus, on n'a pas tenu compte du facteur de transmission de la chaîne optique d'environ 70 %.

Dans ces conditions, le bruit de photon équivalent en puissance, noté NEP pour Noise Equivalent Power, est :

$$NEP = \sqrt{2k_b TP} \quad (\text{I.2.19})$$

$$NEP = 5.10^{-13} \text{ W} / \sqrt{\text{Hz}}$$

4.1.2. Absorbeur

La fréquence minimale impose une dimension minimale de l'absorbeur de l'ordre de $\frac{\lambda_{\min}}{\sqrt{2\pi}}$, soit de 2,4 mm. Nous prendrons un absorbeur en bismuth carré de 5 mm de côté. Pour optimiser l'absorption, il faut, d'une part, adapter l'impédance de l'absorbeur à celle du vide (on la fixera à 180 Ω) et d'autre part, créer une cavité intégratrice.

Le temps de réponse du bolomètre est lié au rapport C/g ou C est la chaleur spécifique de l'absorbeur et g la fuite thermique qu'il a avec le support du bolomètre.

Le flux étant modulé au maximum à 20 Hz, le bolomètre doit avoir un temps de réponse inférieur à 50 ms.

4.1.3. Choix du cône

Pour concentrer tout le flux sur l'absorbeur, on couplera un cône de Winston [Winston,70] au bolomètre. Il s'agit d'un cône métallique de profil parabolique qui rejette efficacement le rayonnement qui provient d'un angle supérieur à une valeur définie par construction.

4.2. Implantation dans le cryostat

Le bolomètre utilisé a été réalisé et acheté à l'Infrared Laboratories (IRLabs) aux USA selon les critères établis ci-dessus. Il est constitué d'un absorbeur en bismuth, d'un

thermomètre en silicium dopé, d'une résistance de polarisation de $20\text{ M}\Omega$, d'un cylindre intégrateur et d'un cône de Winston qui a pour propriété de rejeter tous les rayons entrant avec un angle supérieur à $15,5^\circ$. Comme le bolomètre est relié à la masse de son support, il a fallu isoler électriquement cette masse au reste du cryostat. L'isolation électrique a été faite en plaçant du rédux (film d'époxy adhésif) pris en sandwich entre deux plaques de cuivre. Un cache en cuivre est fixé sur l'arrière du bolomètre de façon à diminuer les bruits provenant des ondes électro-magnétiques extérieures (cf. figure I.2.14).

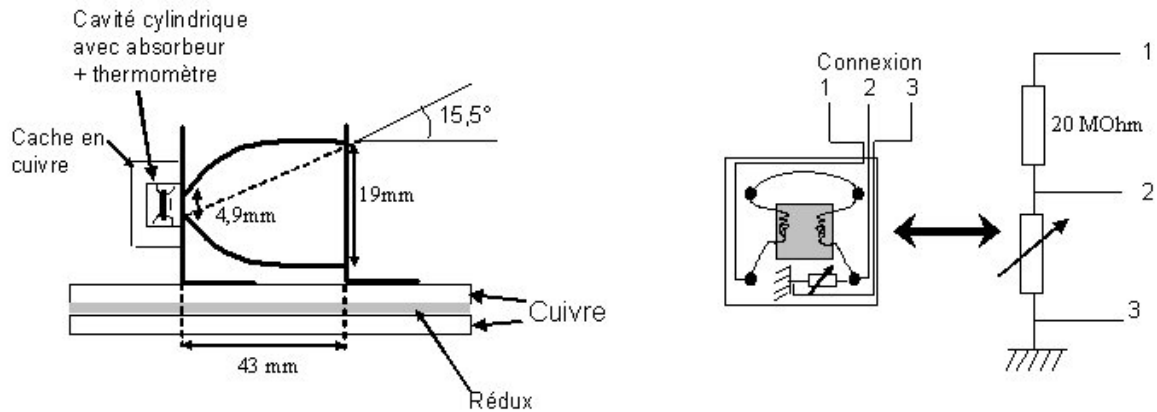
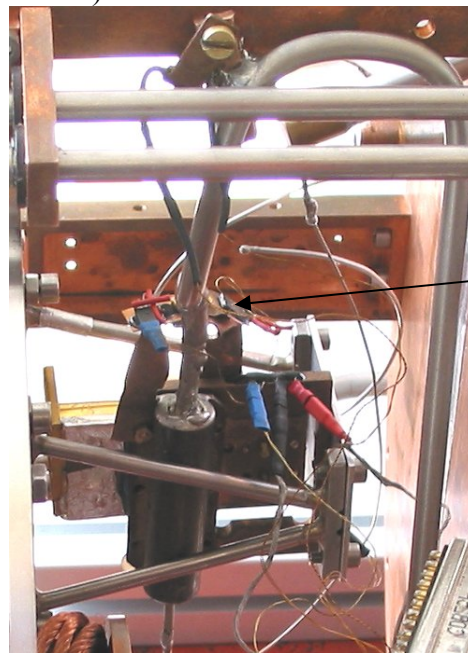


Figure I.2.14 Schéma du bolomètre monté sur son support (à gauche) et du câblage électronique situé à l'arrière de celui-ci (à droite).

Le bolomètre est isolé et maintenu mécaniquement de l'étage 4K par des tiges creuses en inox. Il est couplé avec l'échangeur à 2K par une plaque en cuivre où l'on régule la puissance dissipée (cf. figure I.2.15).



Lien thermique entre le bolomètre et l'échangeur

Figure I.2.15 Photo du montage du bolomètre dans le cryostat. Un pied en inox qui l'isole de l'étage 4K, est au premier plan, suivi de l'échangeur à 2K et du bolomètre.

5. Electronique de lecture

La chaîne de lecture est composée d'un premier étage de pré-amplification du signal et d'un second d'amplification et de commande de lecture.

5.1. Premier étage de pré-amplification

Ce système est composé du bolomètre IRLabs à 2K, d'une capacité de polarisation et d'un transistor à effet de champ (JFET : Junction Field Effect Transistor) encapsulé dans une boîte en cuivre sur le premier écran à 50K afin de s'affranchir des bruits électromagnétiques extérieurs. L'utilisation d'un montage en pont et modulé (cf chI.1.4) permet de mesurer une tension proche de zéro au point milieu de R_B et C_P , et donc de diminuer considérablement la dynamique de mesure. Le point milieu est connecté à un JFET qui constitue un étage suiveur et est placé à froid afin de minimiser ses bruits. Le JFET étant thermalisé sur un écran, il est difficile de contrôler la température de celui-ci. Afin d'optimiser le fonctionnement du JFET, une résistance de chauffage est placée à proximité du JFET (cf. figure I.2.16).

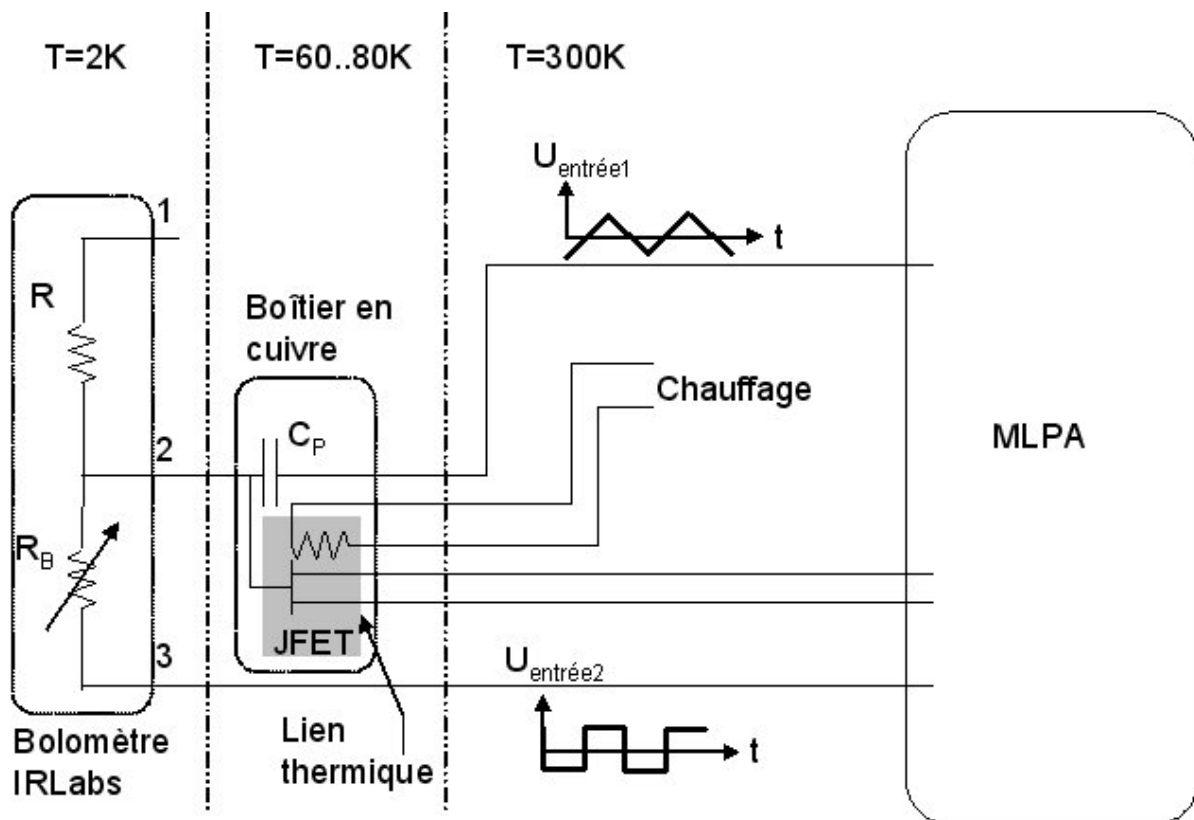


Figure I.2.16 Chaîne de lecture du premier étage froid composé d'un bolomètre, d'une capacité de polarisation, d'un JFET et d'une résistance de chauffage.

5.2. Second étage : amplification du signal et émission de commandes

Pour le second étage, nous avons réutilisé après adaptation, une électronique de lecture, appelé MLPA, qui avait été conçue pour le photomètre DIABOLO [Benoit, 00]. Le fonctionnement, la réalisation et le test de cette électronique sont décrits dans la thèse de Siegfried Gaertner [Gaertner,97]. Nous rappelons ici le principe de fonctionnement du MLPA afin de comprendre l'adaptation effectuée pour le rendre compatible avec notre bolomètre.

Après le premier étage de pré-amplification, les signaux mesurés sont envoyés vers un boîtier fixé au cryostat à température ambiante. Ce boîtier contient un amplificateur, un amplificateur programmable, un convertisseur analogique-numérique, un modulateur et une logique de commande. Ceci donne le nom de MLPA (Modulateur, Logique de commande, Préamplificateur et Amplificateur) qui résume la fonction de chaque compartiment distinct. Ces quatre fonctions implantées dans cette boîte sont isolées dans des compartiments séparés par un blindage métallique relié à la masse afin d'éviter toutes les interférences et insertions de radiofréquences. La synoptique de la boîte MLPA modifiée se trouve en figure I.2.17. Nous allons maintenant voir le détail de ces modifications.

Logique de commande

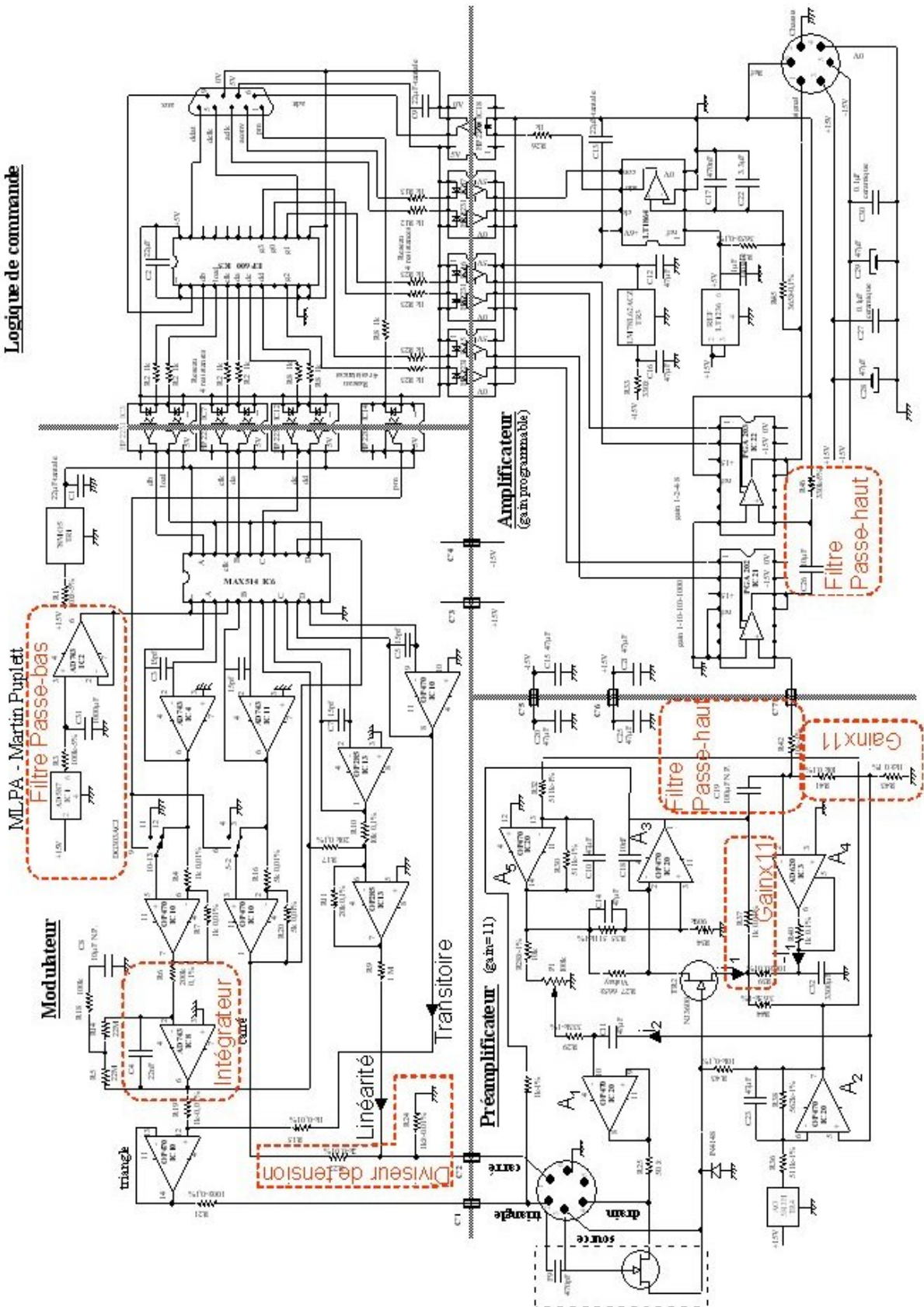


Figure I.2.17 Synoptique de la boîte électronique MLPA modifiée

5.2.1. Modulateur

Le système de modulation est contrôlé numériquement par l'intermédiaire de quatre codeurs numériques/analogiques (DAC) 12 bits. Ces DAC permettent d'ajuster les paramètres des signaux de modulation à savoir :

- DAC 1 : Amplitude de la tension de modulation
- DAC 2 : Intensité du courant de modulation
- DAC 3 : Pente de la tension de polarisation pour chaque demi-période. Cela compense les effets de non linéarité.
- DAC 4 : Amplitude du régime transitoire ajoutée au courant de polarisation au début de chaque demi-période (compensation des régimes transitoires dus à des capacités parasites)

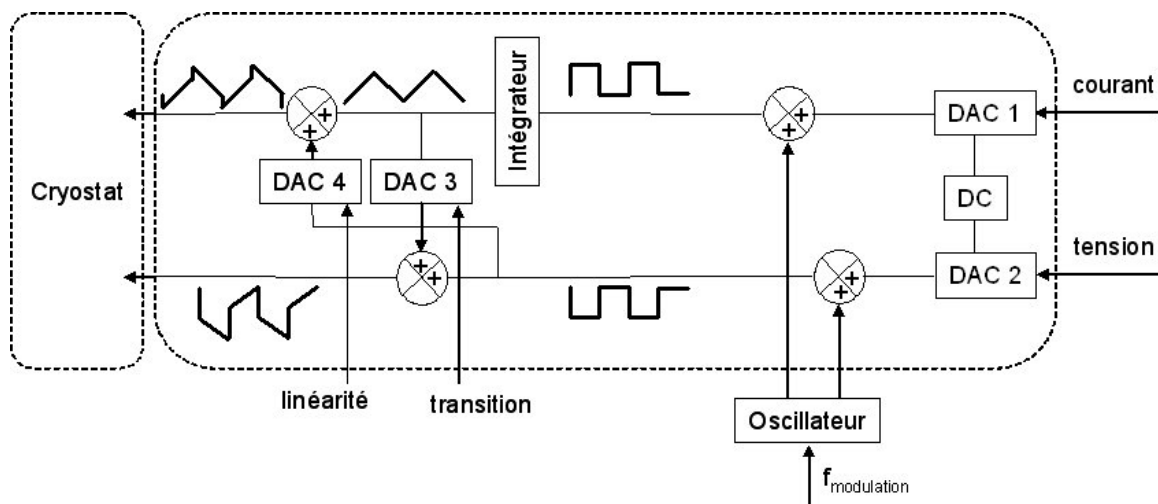


Figure I.2.18 Synoptique du modulateur numérique.

L'intégrateur permet de convertir une tension carrée ($\pm 10V$) en une tension triangle. Actuellement, la tension disponible est au maximum de 20 V, ce qui implique un temps inférieur à 8,7 ms, soit une fréquence de modulation maximale de 57 Hz pour ne pas avoir de saturation sur l'intégrateur. Ceci constitue une limite dans la modulation du signal. Ensuite, la tension triangle est dérivée par la capacité de polarisation.

De plus, expérimentalement, on mesure une résistance avec 10 % de moins que la valeur réelle. Ceci est dû au courant i_1 , où une partie de i_1 ($R_{19}/(R_{15}+R_{19})$) part dans le circuit du transitoire. Or, $R_{19}/(R_{15}+R_{19})=10\%$, donc le courant i_1 qui circule dans le bolomètre est 10 % moins fort que celui calculé par le programme. Pour résoudre ce problème, on a multiplié la capacité de polarisation par un facteur $R_{15}/(R_{15}+R_{19})$ dans le programme.

Une seconde correction est apportée au circuit. Le bolomètre utilisé fonctionne à des tensions de l'ordre du volt alors que le MLPA traditionnel délivre du mV. Pour augmenter la tension carrée, il suffit de changer la sortie du diviseur de tension définie par : $R_{24}/(R_{24}+R_{22})$.

Pour avoir une amplitude de 3,3 V, on prend $R_{24}=1 \text{ k}\Omega$ et $R_{22}=2 \text{ k}\Omega$.

La troisième correction a été de réduire la résistance R_{15} afin d'augmenter l'influence du transitoire. En effet, les capacités parasites (couplage des fils, fuite du bolomètre,...) sont plus importantes sur notre cryostat que sur celui de DIABOLO. Les corrections sont augmentées en conséquent.

5.2.2. Préamplificateur

Le gain du préamplificateur a été réduit à 11 afin de ne pas saturer la partie amplificateur. Ce gain est fixé par des résistances grâce au bouclage autour du JFET (noté TR2 sur la figure I.2.17) monté en source commun, c'est-à-dire en amplificateur de gain. Ce gain P vaut :

$$P = \frac{G}{1 + \frac{R_{39}}{R_{37} + R_{39}} \cdot G} \quad (\text{I.2.20})$$

$$P \approx \frac{R_{37}}{R_{39}} + 1 = 11 \quad (\text{I.2.21})$$

où G est le gain propre du JFET et est grand devant $R_{37}/R_{39}+1$.

La polarisation et la stabilisation autour d'un point de fonctionnement du JFET froid sont réalisées en injectant une partie du signal dynamique venant de la source de courant i_2 issu de l'amplificateur A_1 monté en suiveur. i_2 est fixé par le gain $R_{41}/R_{43}+1$ qui doit être aussi égal à 11. La polarisation du JFET froid est contrôlée de manière à conserver un gain unité en tension (en amplifiant uniquement le courant).

Les amplificateurs (notés A_1 , A_2 , A_3 , A_4 et A_5 sur la figure I.2.17) sont utilisés en source de courant.

i_1 représente le courant de lecture et l'amplificateur A_4 génère un courant $-i_1$. Par conséquent, la capacité C_{32} ne reçoit que le bruit et l'atténue sans en affecter le signal.

La capacité C_{19} a été également modifiée afin de diminuer d'un facteur dix la fréquence de coupure du filtre $R_{42}C_{19}$ passe haut, maintenant à 0,16 Hz.

En conclusion, le signal du bolomètre V_{Bolo} est multiplié par 11 par le préamplificateur. Cependant, un déséquilibre de potentiel se crée aux bornes de la capacité de polarisation et vaut $V_{\text{Bolo}}-V_{\text{Triangle}}$. Ceci limite la modulation vers les hautes fréquences (temps de transition du bolomètre trop long). Pour résoudre ce problème, on injecte le signal amplifié après la capacité C_{19} , en la divisant par 11 sur la tension V_{Triangle} . On annule ainsi le déséquilibre. La capacité de polarisation joue maintenant le rôle d'une source de courant idéale et on n'est plus limité par la fréquence d'acquisition.

5.2.3. Amplificateur

L'amplificateur à gain programmable (gain de 1 à 8000) est essentiellement constitué de deux circuits programmables branchés en série.

Comme pour la partie préamplificateur, nous avons baissé la capacité C_{26} afin de diminuer la fréquence de coupure du filtre $R_{26}C_{46}$ à 0,05 Hz.

5.2.4. Logique de commande

Le convertisseur analogique-numérique code sur 12 bits en série à une fréquence réglable allant de 500 Hz à 30 kHz. Afin d'éviter les fréquences supérieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage (théorème de Shannon et critère de Nyquist), il est précédé d'un filtre passe-bas. Les 16 bits (12 pour le signal et 4 pour le contrôle) sont envoyés en série vers un autre boîtier qui contient un circuit programmable gérant l'interface avec l'ordinateur de contrôle de l'instrument et d'enregistrement des signaux. Cette interface est réalisée avec un EPLD de marque Altera et d'un microcontrôleur, nommé SC-12.

6. Programme d'acquisition des données

Habituellement, pour l'acquisition, le traitement des données et le contrôle de l'instrument, on utilise un logiciel MANIP, élaboré par le CRTBT [Benoit et Puech,98]. Ce logiciel a l'avantage de contenir une grande bibliothèque de fonctions en C dédiée aux manip et d'être simple à utiliser. Nous avons donc conçu un sous-programme permettant l'acquisition et le traitement des données et un autre sous programme qui contrôle l'IMP et le cryostat (voir l'annexe pour l'utilisation de ces programmes).

6.1. Sous programme de contrôle de l'instrument

Ce programme contrôle la position du miroir mobile, la vitesse du polariseur, la position du plateau tournant dans le cryostat pour choisir l'échantillon à analyser, le choix du diaphragme et le choix du filtre. Il permet ainsi d'obtenir un signal synchrone avec le bolomètre, la rotation du polariseur et le déplacement du miroir.

6.1.1. Vitesse du polariseur

Ce programme permet de faire tourner le moteur pas à pas qui entraîne le polariseur de façon synchrone avec l'acquisition du bolomètre. Il y a d'abord une phase d'accélération avant d'attendre la vitesse désirée (environ 10 Hz) puis une phase de décélération lorsque

l'utilisateur arrête cette rotation. Une sécurité coupe la tension du moteur si le capteur de position du polariseur ne répond pas après un certain délai. C'est le cas où le moteur décroche et n'a plus assez de force pour relancer le polariseur.

6.1.2. Position du miroir mobile

Pendant la mesure, le miroir effectue plusieurs balayages soit symétrique soit asymétrique par rapport au centre de l'interférogramme en fonction de la résolution choisie. Pour que ces allers et retours soient reproductibles, le miroir ralentit avant de faire demi-tour puis accélère au moment où le polariseur passe devant son capteur. Ceci évite de perdre des pas à chaque changement de direction et ainsi de décaler le balayage par rapport au précédent.

6.1.3. Plateau tournant, choix du filtre et du diaphragme

Quatre pistons sont pilotés par le programme. Deux sont nécessaires pour effectuer la rotation du plateau afin de choisir l'échantillon à éclairer, un pour changer le diaphragme et un autre pour changer le filtre.

6.2. Sous programme d'acquisition

Ce programme collecte les données numérisées issues de l'électronique de lecture. A partir de ces données et de la valeur du gain d'amplification, il est possible de calculer le signal en volt détecté par le bolomètre. Parallèlement, on collecte les données issues du capteur de position du miroir (0 si la différence de marche entre le bras mobile et le bras fixe est positive, 1 sinon) et du capteur de position du polariseur tournant (se met à 1 pendant un temps Δt à chaque tour de polariseur, 0 sinon).

Ensuite, un traitement sommaire mais rapide des données, expliqué ci-dessous, est effectué afin de vérifier le signal en temps réel :

- Synchronisation du signal avec le capteur de position du polariseur tournant
- Démodulation du signal en le multipliant par $\sin(2\omega_p t)$, où ω_p est la fréquence du polariseur tournant.
- Optimisation de l'amplitude du signal démodulé en rajoutant un déphasage à $\sin(2\omega_p t)$ afin d'être en phase avec le signal. Cela est fait que lorsque le miroir est au centre du balayage, donc quand on mesure le pic central de l'interférogramme.
- Affichage du signal démodulé en fonction de la position du miroir mobile.
- Affichage du centre approximatif de l'interférogramme grâce au capteur de position du miroir (transition entre 1 et 0 sur le signal de ce capteur). Remarque, la différence

entre la position du centre de l'interférogramme et celle annoncée par le capteur est inférieure à un dixième de la largeur à mi-hauteur du pic central de l'interférogramme.

- A chaque aller du miroir, on symétrise l'interférogramme en prenant comme axe de symétrie le point détecté par le capteur du miroir. L'erreur entre le centre réel et celui pris pour le calcul introduit seulement un déphasage dans le spectre complexe, donc la présence d'un spectre imaginaire, soit une diminution en amplitude dans le spectre réel. Erreur sans importance puisque ici, on ne regarde que l'allure générale du spectre.
- La transformée de Fourier de l'interférogramme symétrisé permet d'afficher le spectre réel lu par le bolomètre.

Le spectre final est un bon moyen de contrôle. On peut ainsi déceler s'il y a des problèmes d'alignement, de reproductibilité, de sous ou sur échantillonnage...

En parallèle, on enregistre un entête, puis sous forme d'un tableau à 4 colonnes les données dédiées à être traitées avec précision, avec un point de mesure par ligne. L'entête renseigne sur la date de la mesure, le nom du spectre de référence, un commentaire précisé par l'utilisateur, les paramètres de configuration nécessaires si l'utilisateur veut reproduire la mesure et pour la réduction de données (résolution, vitesse du polariseur et du miroir, fréquence d'échantillonnage...). La première colonne contient la date de l'acquisition du point, suivie des données brutes du bolomètre en volt (sans la démodulation), puis le signal du capteur du polariseur et enfin celui du miroir (0 ou 1). Pour le capteur du polariseur, le signal est 0 si le capteur n'a pas été déclenché pendant la mesure du point, sinon X. X est compris entre 1 et N, où N est le nombre d'échantillonnage de ce point. X correspond au nombre de fois où le capteur est activé pendant l'échantillonnage du point.

7. Programme de traitement des données

L'ensemble des programmes qui traitent les données de façon plus précises est conçu sur le logiciel IDL. Il permet d'obtenir des caractérisations optiques très précises des échantillons testés. Pour mieux comprendre ce traitement, nous l'avons scindé en plusieurs sous programmes distincts (cf. figure I.2.19).

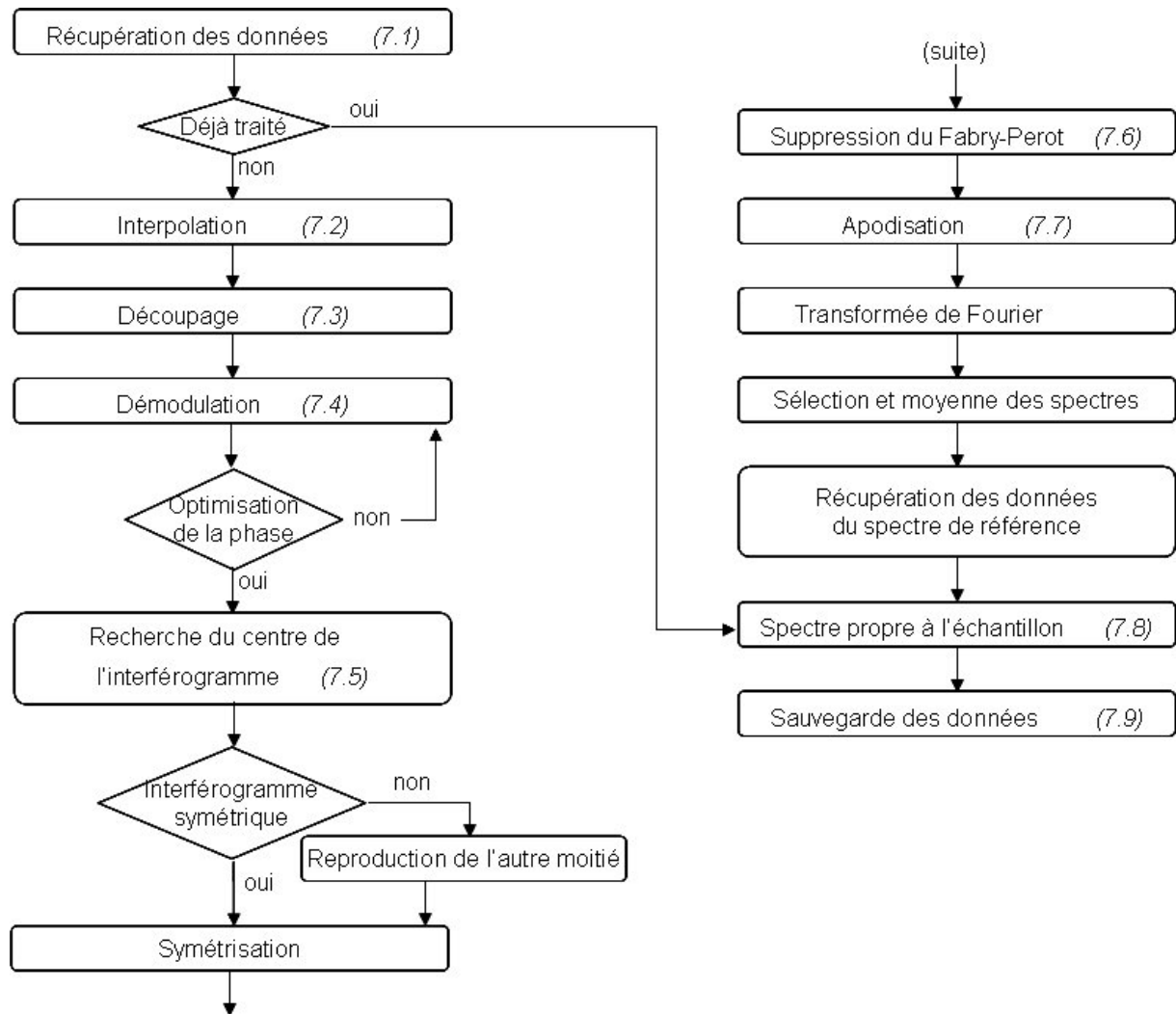


Figure I.2.19 Organigramme du programme de traitement des données sous IDL

7.1. Récupération des données

Cette étape consiste à récupérer le fichier de données ciblé par l'utilisateur, puis teste si la réduction a déjà été faite. Si ce n'est pas le cas, le programme prend les informations du fichier contenu dans l'entête et enregistre chaque colonne de données comme vecteur indépendant. Il sera plus facile de traiter des vecteurs que des valeurs uniques. Cela évite des bouclages sur chaque donnée.

Si les données sont erronées et qu'il n'est pas possible de les corriger (dysfonctionnement d'un capteur par exemple), alors la réduction ne sera pas faite et le programme s'arrête. Dans le cas contraire, on affiche les données du bolomètre et des capteurs (test visuel des données). La puissance spectrale est aussi affichée et permet de contrôler le niveau du signal sur bruit et sert de critère si le bruit est acceptable ou non (cf. figure I.2.20). Par convention, un signal est dit acceptable si le pic correspondant à la fréquence de modulation du polariseur (ici de 4 Hz) devient visible.

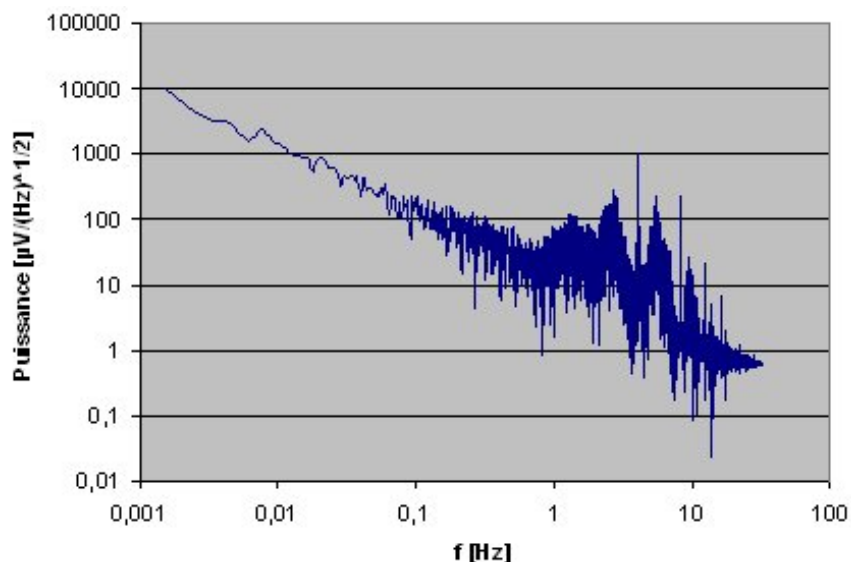


Figure I.2.20 Puissance spectrale du bolomètre permettant visuellement de connaître le signal sur bruit. Le pic à 4 Hz et ses harmoniques supérieures correspondent au signal modulé à la fréquence de rotation du polariseur (de 4 Hz aussi). La décroissance du spectre vers les hautes fréquences correspond au bruit en $1/f$. Le spectre caractérisant l'échantillon est replié de part et d'autre des pics.

7.2. Interpolation des données

L'acquisition des données brutes, effectuée par un sous-programme MANIP réalisé antérieurement, n'est pas faite systématiquement à chaque point. Ainsi, entre deux lignes du tableau de données, il peut manquer un ou plusieurs points. Ce sous programme compare le temps écoulé entre deux lignes de données. Si l'écart est supérieur à la médiane de la durée entre deux points d'acquisition, alors on intercale des lignes de données en interpolant des points. On obtient ainsi à chaque ligne de données le même intervalle de temps.

Expérimentalement, on a moins de 1% en perte de données. Comme on prend 16 points de mesure par tour de polariseur, cette interpolation n'a aucune influence sur le résultat final.

7.3. Classement des données correspondant à chaque balayage

Ce sous programme consiste à découper le signal lu par le bolomètre en interférogramme distinct, ce qui correspond à chaque traversée du miroir. Pour cela, on recherche la position centrale de l'interférogramme à partir des données du capteur du miroir (cf. figure I.2.21). Entre deux centres d'interférogramme, on se situe à la fin d'un balayage, donc à l'extrémité de l'interférogramme. Il suffit maintenant de distinguer les allers des retours pour obtenir plusieurs interférogrammes superposables.

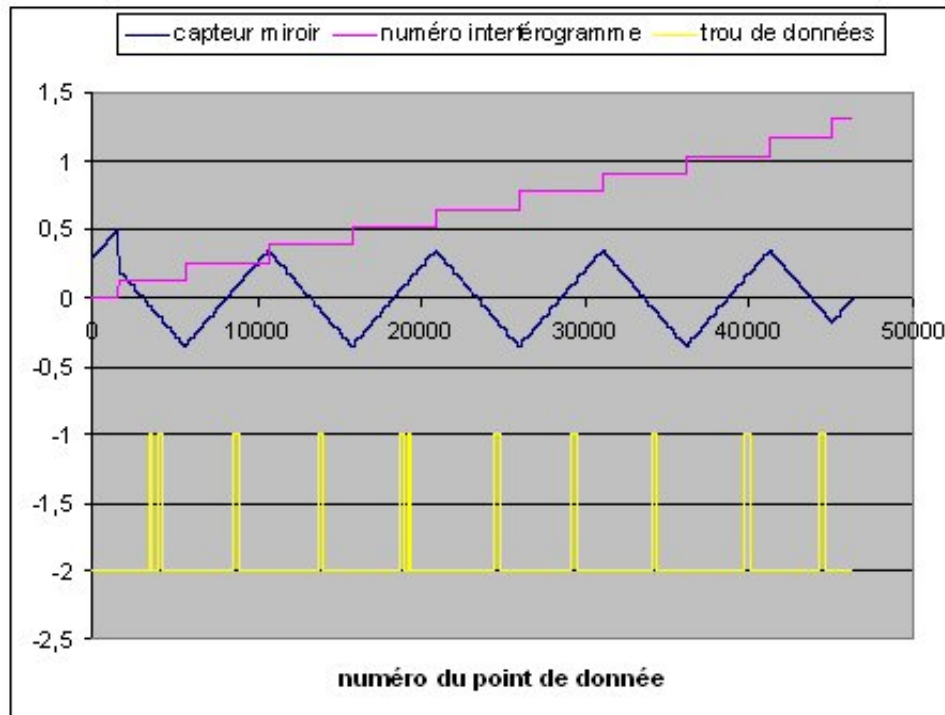


Figure I.2.21 En rose (courbe du haut), le numéro de l'interférogramme affecté à chaque point de donnée, en bleu (courbe du milieu), la position du miroir et en jaune (courbe du bas), le lieu des trous de données (valeur égale à -1).

7.4. Démodulation et optimisation du signal

La démodulation du signal consiste à ne prendre que le terme modulé, de l'expression I.1.9. Pour démoduler le signal, on le multiplie par un sinus de même période que celui de la modulation, puis on moyenne ce signal sur une période. Avec cette méthode, on supprime le terme constant, ainsi que tout le bruit provenant des fréquences inférieures au terme de modulation. Pour que le signal soit en phase avec le terme en sinus afin de maximiser le signal, on introduit un déphasage Φ qui reste à fixer.

La première version optimisait Φ en maximisant la moyenne du carré de l'aire de chaque interférogramme. Mais cette méthode n'optimisait pas toujours le signal. On obtenait parfois le niveau de la ligne de base des interférogrammes oblique comme le montre la figure I.2.22, ce qui dégradait le spectre final. En effet, les structures fines du spectre sont surtout représentées dans les parties loin du centre de l'interférogramme, mais que c'est aussi là que le rapport signal sur bruit est le plus défavorable (le bruit est constant et le signal décroît au fur et à mesure que l'on s'écarte du centre). Alors cette première version augmentait le signal localisé loin du centre, ce qui dégradait les structures fines du spectre.

Pour résoudre ce problème, nous allons repartir sur les équations du champ électrique décrites dans chacun des deux bras de l'interféromètre, établies au ch.I.1.1. Cependant, si le

faisceau diverge ou si les miroirs sont mal alignés, tout le flux lumineux n'interfère pas (cf. ch.I.2.2.11). Cela revient à introduire un terme d'efficacité $eff(\Delta d)$ variant avec la position du miroir Δd qui traduirait la différence relative du flux du faisceau sortant dans un bras par rapport à l'autre. Donc pour un signal monochromatique, l'équation I.1.2 devient, avec les mêmes notations :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{-1} = & eff(x) \cdot \frac{\vec{E}_{i_{300K}}}{2\sqrt{2}} \cos(2\pi f_0(t - \frac{x}{c})) \begin{cases} 0 \\ \cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t) \\ \cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t) \end{cases} \\ & + eff(x) \cdot \frac{\vec{E}_{i_{70K}}}{2\sqrt{2}} \cos(2\pi f_0(t - \frac{x}{c})) \begin{cases} 0 \\ \cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t) \\ \cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t) \end{cases} \\ \vec{E}_{-2} = & \frac{\vec{E}_{i_{300K}}}{2\sqrt{2}} \cos(2\pi f_0(t - \frac{x}{c})) \begin{cases} 0 \\ \cos(\omega_p t) - \sin(\omega_p t) \\ -\cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t) \end{cases} \\ & + \frac{\vec{E}_{i_{70K}}}{2\sqrt{2}} \cos(2\pi f_0(t - \frac{x}{c})) \begin{cases} 0 \\ -\cos(\omega_p t) + \sin(\omega_p t) \\ +\cos(\omega_p t) - \sin(\omega_p t) \end{cases} \end{aligned} \quad (I.2.22)$$

En sortie de l'IMP, on a :

$$\begin{aligned} I &= 2 \left\langle \left| \vec{E}_{-1} \cdot \vec{y} \right|^2 \right\rangle \\ I &= 2 \left(\left\langle \left| \vec{E}_{-1} \cdot \vec{y} \right|^2 \right\rangle + \left\langle \left| \vec{E}_{-2} \cdot \vec{y} \right|^2 \right\rangle + 2 \left\langle \left| \vec{E}_{-1} \cdot \vec{y} \right| \left| \vec{E}_{-2} \cdot \vec{y} \right| \right\rangle \right) \end{aligned} \quad (I.2.23)$$

avec :

$$\begin{aligned} \left\langle \left| \vec{E}_{-1} \cdot \vec{y} \right|^2 \right\rangle &= \frac{eff(\Delta d)^2}{16} (1 + \sin(2\omega_p t)) (E_{i_{300K}}^2 + E_{i_{70K}}^2) \\ \left\langle \left| \vec{E}_{-2} \cdot \vec{y} \right|^2 \right\rangle &= \frac{1}{16} (1 - \sin(2\omega_p t)) (E_{i_{300K}}^2 + E_{i_{70K}}^2) \\ \left\langle \left| \vec{E}_{-1} \cdot \vec{y} \right| \left| \vec{E}_{-2} \cdot \vec{y} \right| \right\rangle &= \frac{eff(\Delta d) \cos(2\omega_p t)}{16} (E_{i_{300K}}^2 - E_{i_{70K}}^2) \cos\left(2\pi f_0 \frac{2\Delta d}{c}\right) \end{aligned} \quad (I.2.24)$$

D'où :

$$\begin{aligned} I(\Delta d) &= \frac{E_{i_{300K}}^2 + E_{i_{70K}}^2}{16} (eff(\Delta d)^2 + 1 + (eff(\Delta d)^2 - 1) \sin(2\omega_p t)) \\ &+ \frac{eff(\Delta d) \cos(2\omega_p t)}{8} (E_{i_{300K}}^2 - E_{i_{70K}}^2) \cos\left(2\pi f_0 \frac{2\Delta d}{c}\right) \end{aligned} \quad (I.2.25)$$

Après démodulation du signal, on obtient l'interférogramme I_d suivant :

$$I_d = \int_0^{\frac{\pi}{\omega_p}} (I \cdot \cos(2\omega_p t + \Phi)) dt$$

$$I_d(\Delta d) = \frac{E_{i_{300\text{K}}}^2 + E_{i_{70\text{K}}}^2}{32} (eff(\Delta d)^2 - 1) \sin(\Phi) \quad (\text{I.2.26})$$

$$+ \frac{E_{i_{300\text{K}}}^2 - E_{i_{70\text{K}}}^2}{16} eff(\Delta d) \cos\left(2\pi f_0 \frac{2\Delta d}{c}\right) \cdot \cos(\Phi)$$

Pour un signal polychromatique, il suffit de sommer cette expression sur toutes les fréquences.

Si $\Phi = 0$, nous avons le signal optimum. Le terme de gauche de l'équation I.2.26 est nul et le terme de droite est maximal. Par contre, si on se place en quadrature de phase ($\Phi = \pm\pi/4$), le terme de gauche est maximal. Il est d'autant plus important que l'efficacité $eff(\Delta d)$ est différente de 1, c'est-à-dire que la différence relative du flux entre les deux bras est grande. L'interférogramme obtenu quand $\Phi = \pm\pi/4$, est une droite affine plus bruitée au centre de l'interférogramme qu'aux extrémités. Ce phénomène peut être à l'origine d'un diaphragme qui limite la surface du faisceau. En effet, si la lumière diverge, la surface du faisceau dans le bras du miroir mobile se dilate au fur et à mesure que le miroir s'éloigne de la grille séparatrice. Ainsi, le flux total dans ce bras diminue quand le miroir s'éloigne et il en est de même pour $eff(\Delta d)$.

Par conséquent, si on optimise mal la phase, c'est-à-dire si Φ est non nul, alors le terme de gauche vient se rajouter à l'interférogramme et l'amplitude de l'interférogramme diminue. Puisque expérimentalement, on aura toujours le facteur d'efficacité $eff(\Delta d)$ différent de 1, alors la première version de ce sous programme n'est pas adaptée.

Dans la seconde version qui optimise la phase, on a choisi de maximiser le terme de droite donc de maximiser le centre de l'interférogramme, plutôt que de minimiser le terme de gauche. La figure I.2.22 montre l'amélioration apportée par cette version.

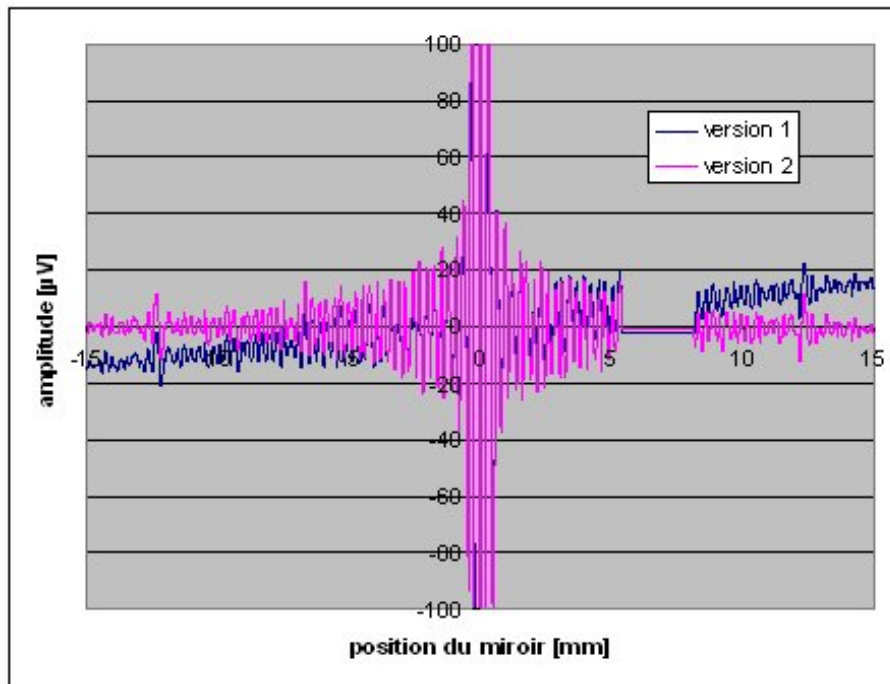


Figure I.2.22 Différence entre un interférogamme optimisé avec la version 1 et avec la version 2. La version 1 donne une ligne de base oblique due au premier terme de l'équation I.2.26 qui n'est pas nul contrairement à la version 2. On remarque aussi la présence d'une perte de données lorsque le miroir est localisé entre 5 et 10 mm.

7.5. Recherche du centre de chaque interférogamme

Nous savons que ce centre est proche du centre repéré par la transition du capteur de position du miroir. Il suffit de définir une fenêtre étroite autour du centre défini par le capteur et de calculer pour chaque point de l'interférogamme à l'intérieur de cette fenêtre, l'erreur quadratique en symétrisant l'interférogamme par rapport à ce point. Le minimum de cette erreur représentera le spectre le plus symétrique autour du point correspondant et sera considéré comme le centre de l'interférogamme. Remarque, comme l'interférogamme est discret, on crée une erreur sur le centre de l'interférogamme qui est au maximum la demi distance entre deux points. Ce léger décalage provoque simplement une diminution en amplitude de l'ensemble du spectre réel, mais pas de distorsion de celui-ci. De plus, comme le pic central est sur-échantillonné, cette erreur est négligeable. Il n'est donc pas nécessaire de faire une interpolation du centre. La médiane de l'ensemble des centres de chaque interférogamme limitera les bruits statistiques. La figure I.2.23 montre la superposition de l'ensemble des interférogammes recentrés.

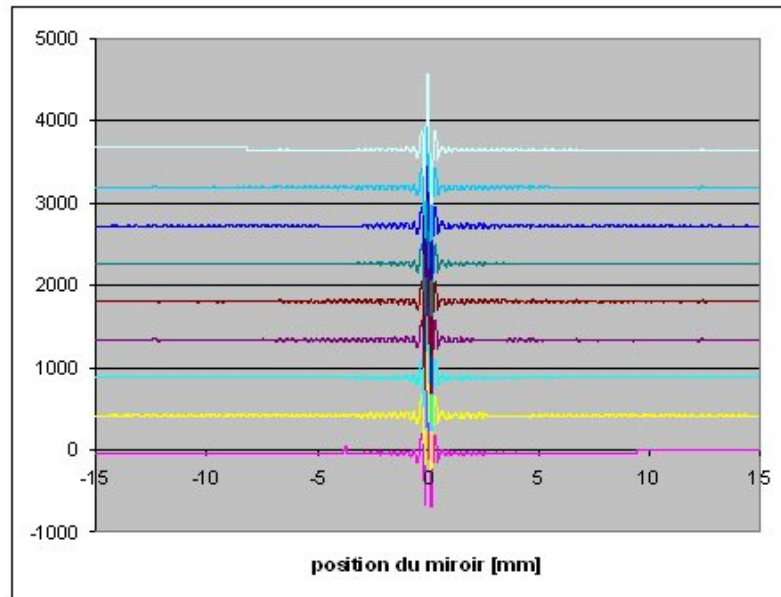


Figure I.2.23 Superposition des 9 interférogrammes centrés pris pendant une acquisition.

Ensuite, on teste si le balayage est symétrique ou non autour de la position 0. S'il l'est, on symétrise les interférogrammes en faisant la moyenne des points de part et d'autre du centre de symétrie. Dans le cas contraire, on recopie les points de l'autre côté du centre pour les rendre symétriques.

7.6. Suppression de l'effet Fabry-Perot

Du fait que nous avons réalisé en premier l'interféromètre, nous avons dû prendre un autre cryostat pour commencer à caractériser au plus vite l'instrument, tout en continuant la conception et la réalisation de la caméra dédiée à cet instrument. Le cryostat utilisé, appelé Diabolo, a l'inconvénient de couper les fréquences en dessous de 100 GHz à cause de sa faible ouverture optique et de posséder des filtres à face parallèle. Ces filtres, d'épaisseur 2 mm, provoquent des interférences entre un faisceau qui est transmis et un autre qui subit plusieurs réflexions à l'intérieur de celui-ci. C'est cet effet, appelé effet Fabry-Perot, que l'on cherche à supprimer. Dans le cas général, pour un échantillon aux faces parallèles, d'indice n et d'épaisseur e , sa réponse en transmission $T(f)$ peut s'écrire analytiquement sous la forme suivante :

$$T(f) \propto \frac{1}{1 + F \sin^2\left(2\pi f \frac{ne}{c}\right)} \quad (\text{I.2.27})$$

$$\text{avec } F = \frac{4R}{(1-R)^2} \text{ et } R = \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2$$

Actuellement d'un spectre à l'autre, on aperçoit des décalages en fréquence de moins de 1 GHz et qui ne sont toujours pas expliqués. Une des causes aurait pu être à l'origine d'un changement d'alignement optique entre le cryostat et l'IMP. Si le cryostat vise l'IMP avec un angle non nul par rapport à l'axe optique, alors on obtiendra un décalage spatial de l'interférogramme puisque pour une position du miroir mobile donnée, la différence de marche sur un rayon incliné est plus grande que sur un rayon parallèle à l'axe. Mais cette erreur n'est que de l'ordre de 100 MHz et est donc négligeable.

Par conséquent, si on effectue le rapport de deux spectres couplés avec le même effet Fabry-Perot mais avec un décalage de 1 GHz en fréquence, alors on verra apparaître des oscillations secondaires correspondant à un bruit de fond supplémentaire. C'est pourquoi, il est nécessaire de pouvoir supprimer cet effet dans certains cas.

L'effet Fabry-Perot est au premier ordre une composante sinusoïdale que l'on rajoute au spectre initial. La transformée de Fourier (TF) de ce spectre permet de localiser spatialement cette sinusoïde. En effet, la TF d'un sinus de fréquence f est un Dirac localisé en c/f dans le référentiel spatial, où c est la vitesse de propagation de la lumière. Il suffit alors de supprimer les zones où le Fabry-perot agit dans ce référentiel spatial pour s'affranchir de cet effet.

Ici, le Fabry-Perot est dû à un filtre de Diabolo d'épaisseur 2 mm et d'indice optique 2. Ceci apporte de la puissance localisée autour de 4 mm dans l'interférogramme ainsi qu'aux harmoniques (multiples entiers de 4 mm). Donc, pour éliminer concrètement cet effet, on met à zéro une plage de 1,3 mm autour de 4 mm dans le référentiel spatial ainsi qu'à l'harmonique secondaire et son symétrique par rapport à zéro.

Pour vérifier l'erreur introduite par cette correction, on simule un spectre par une fonction qui croît en f^2 de 0 à 500 GHz (simulation d'un corps noir) puis qui décroît linéairement pour tomber à 0 à 700 GHz (simulation du filtre passe haut).

Ensuite, on le multiplie par la fonction Fabry-Perot $T(f)$ décrit par l'équation (I.2.27), avec $e=2$ mm et $n=2$ (cf. figure I.2.24).

Après, on utilise la méthode précédente pour supprimer ce Fabry-Perot et on compare avec le spectre initial (cf. figure I.2.26).

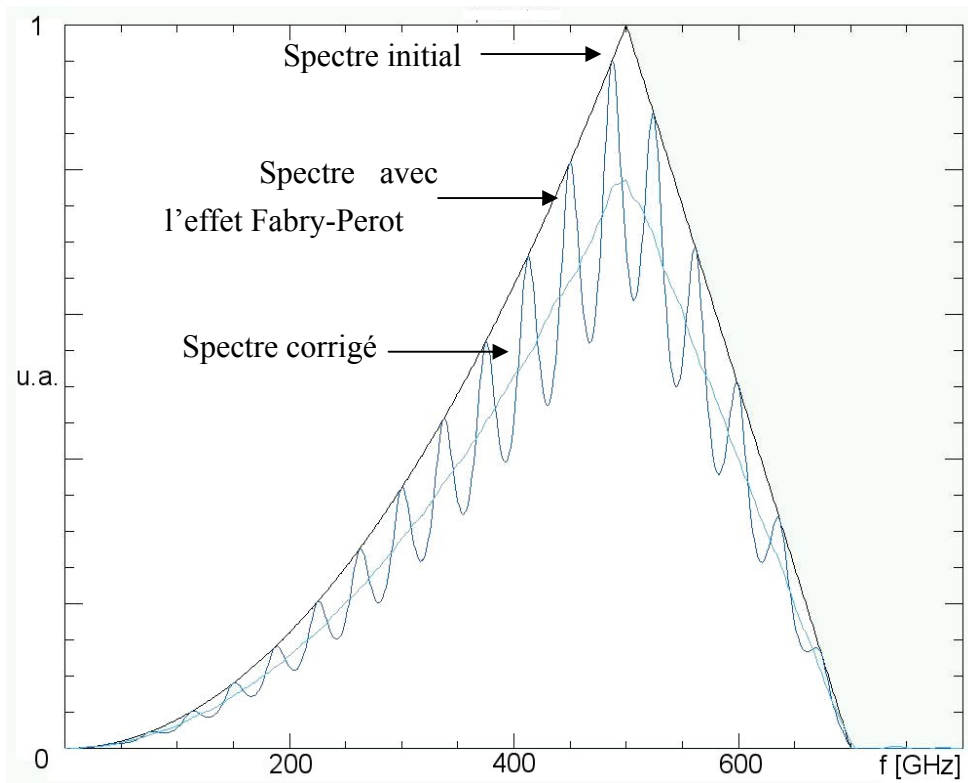


Figure I.2.24 : Spectre simulé avec et sans l'effet Fabry-Perot puis après correction pour éliminer cet effet.

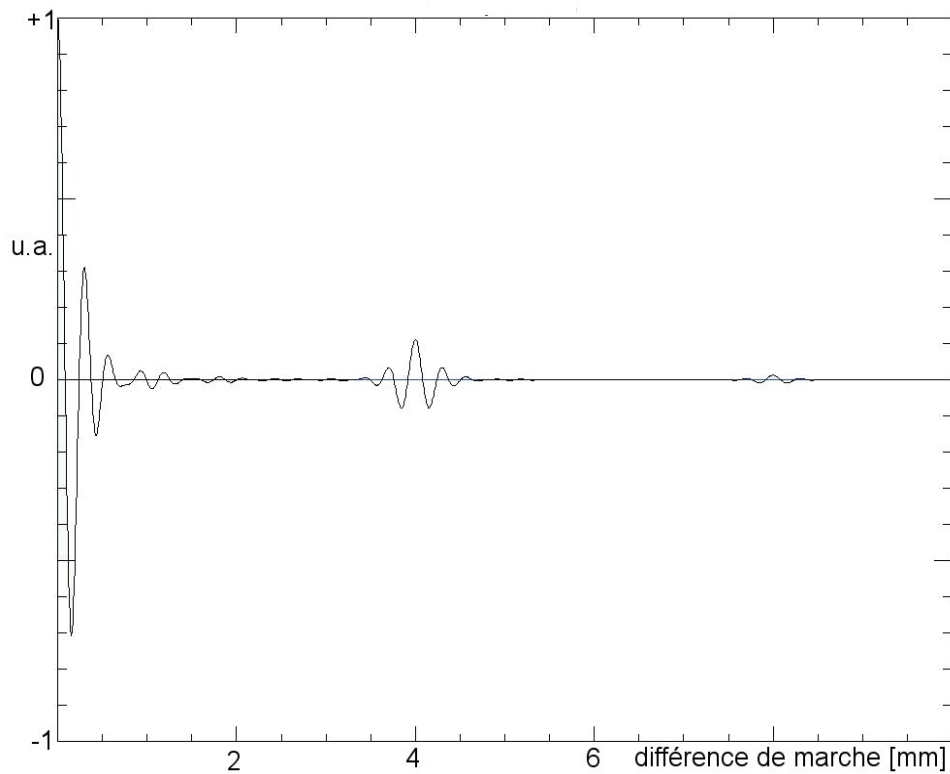


Figure I.2.25 : Transformée de Fourier du spectre simulé avec Fabry-Perot. En bleu, la TF après coupure du FP

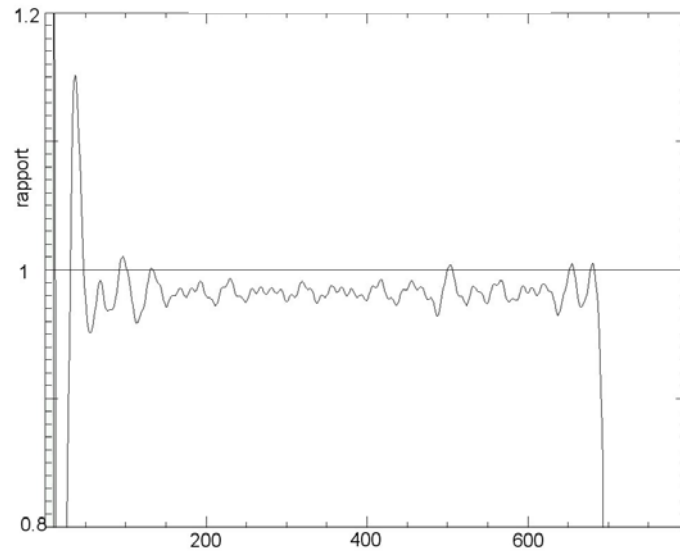


Figure I.2.26 : Rapport du spectre en fréquence (GHz), normalisé par rapport à leur valeur maximale, avant et après correction.

Par conséquent, la méthode qui élimine l'effet Fabry-Perot sur les spectres, rajoute les erreurs suivantes :

- Une erreur de 30 % de 0 à 25 GHz qui n'est pas gênante puisque la gamme du spectre mesuré commence à 50 GHz.
- Une erreur de 4 % de 25 à 700 GHz.
- Une atténuation de l'amplitude d'un facteur 0,98.

L'atténuation de l'amplitude n'introduit pas d'erreur sur la réponse spectrale finale. En effet, pour obtenir cette réponse, on effectue le rapport entre un spectre de référence et un spectre pris avec l'échantillon à caractériser. Comme l'atténuation est la même pour chacun des deux spectres, son effet est annulé par ce rapport. Seul l'erreur de 4 % reste, mais elle est inférieure à celle définie par le cahier des charges, soit de 5 %.

7.7. Transformée de Fourier et moyenne des spectres

Ce sous programme effectue, dans un premier temps une apodisation par une fonction triangle du signal. Une telle apodisation sur une fonction sinusoïdale a pour effet de dilater la largeur du pic central dans le spectre, mais, en contre partie, d'atténuer ses lobes secondaires, par rapport à une apodisation carrée. C'est le cas ici puisque l'interférogramme est tronqué sur les bords. Par contre, la résolution reste inchangée.

Ensuite, on applique la transformée de Fourier (TF) sur chaque interférogramme. Par convention, ces spectres sont normés en définissant que l'aire du spectre est égale à la valeur au centre de l'interférogramme (conséquence du théorème de Parseval). Les interférogrammes étant symétriques, la TF est réelle pur.

7.8. Spectre caractérisant l'échantillon optiquement

Ce sous programme effectue la moyenne des spectres précédents. Cela réduit le bruit statistique et permet de connaître l'erreur statistique liée au spectre. Une autre méthode serait d'effectuer la moyenne sur les interférogrammes puis d'en faire la TF, ce qui nous amènerait au même résultat, mais il serait plus difficile d'interpréter les fluctuations statistiques sur le spectre.

Finalement, pour obtenir le spectre caractérisant l'échantillon, on divise un spectre obtenu en intercalant l'échantillon dans le faisceau, par un spectre de référence pris sans l'échantillon. On élimine ainsi la transmission de tout le chemin optique (cf. figure I.2.27 et 28).

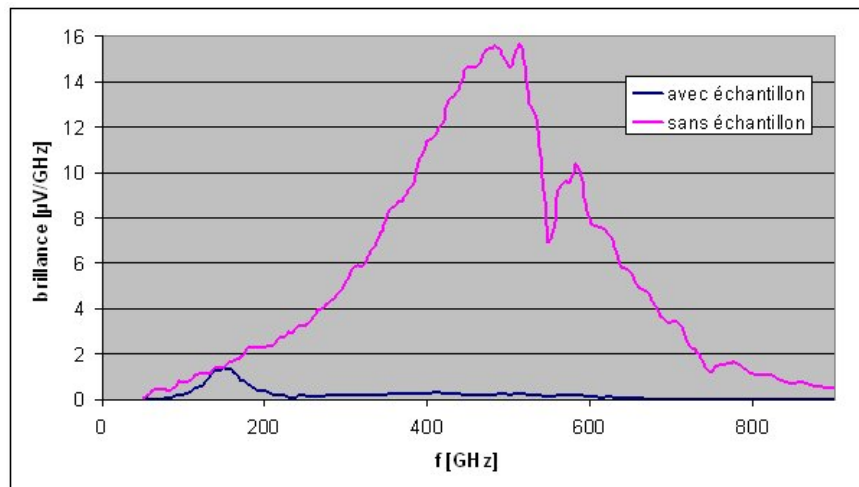


Figure I.2.27 Spectres obtenus avec et sans échantillon (ici, l'échantillon est un filtre passe-bande).

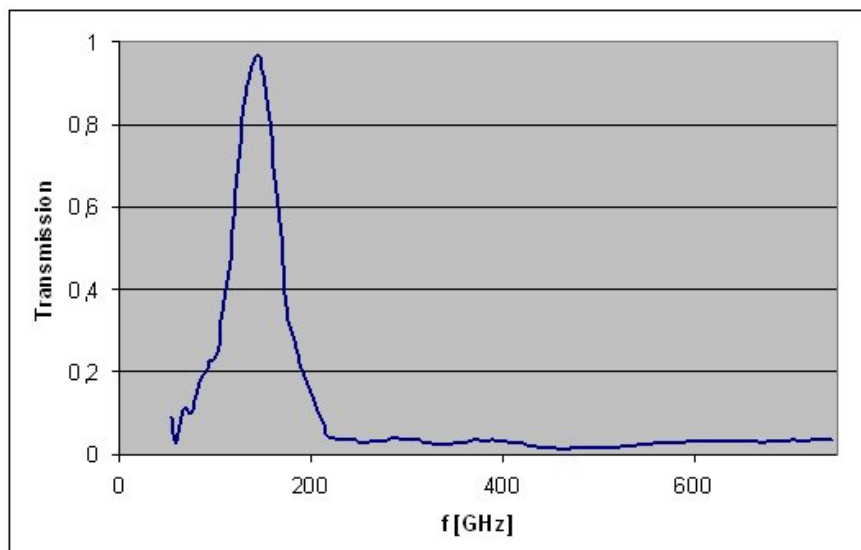


Figure I.2.28 Spectre en transmission de l'échantillon (ici d'un filtre passe-bande) résultant du rapport des deux spectres de la figure I.2.27.

7.9. Sauvegarde

La dernière étape est la sauvegarde en fichier ASCII et en fichier IDL de tous les résultats afin de les exploiter ultérieurement.

7.10. Nouvelle version

Comme il sera intéressant de substituer le bolomètre IRLabs par une matrice de bolomètres, une nouvelle version complète celle-ci. Elle permet de mesurer simultanément tous ses pixels et de réduire leurs données en parallèles.

8. Comparaison avec d'autres IMP

L'IMP PolCBR (Polarimetry of the Cosmic Background Radiation), localisé à Rome, Italie, est un instrument qui caractérise le CMB depuis la Terre [Pisano,99]. Contrairement à notre instrument, la source utilisée est l'atmosphère et pour mieux déterminer ces raies d'absorption, la modulation s'effectue autour de la phase. De plus, en sortie de l'interféromètre, deux bolomètres en Germanium sont utilisés à 300 mK. L'un mesure le signal transmis par le dernier polariseur de l'interféromètre et l'autre, le signal réfléchi. La modulation de phase est réalisée en introduisant une oscillation sur l'un des miroirs autour du point de mesure, puis le miroir est déplacé à un autre point de mesure. Cette méthode présente l'avantage par rapport à la modulation d'amplitude de supprimer la modulation, mais il a l'inconvénient d'être plus lent. Le tableau I.2.5 donne les comparaisons entre notre IMP et celui de PolCBR.

IMP	Grenoble	Rome
Méthode de mesure	Modulation d'amplitude	Modulation de phase
Diamètre du faisceau	150 mm	60 mm
Domaine spectral	50-3000 GHz	100-1600GHz
Résolution	1,3 GHz	5 GHz
Etendue de faisceau	0,36 cm ² sr	0,05 cm ² sr

Tableau I.2.5 Comparaison entre l'IMP de Grenoble et celui de Rome.

De même, l'interféromètre, localisé à l'IAS (Institut d'Astrophysique Spatiale à Paris), conçu pour l'étalonnage de l'instrument PLANCK, fonctionne aussi par modulation de phase.

De nombreux IMP existent (par exemple, l'interféromètre de [Bin et al,99] utilisé pour des caractérisations de détecteur et d'échantillons optiques entre 100 et 3750 GHz, celui de [Fröhlich,05]...), mais rares sont ceux qui offrent la possibilité de mesurer des fréquences en dessous de 100 GHz et de faire varier la polarisation.

Chapitre 3: Utilisation et performances de l'instrument

Ce chapitre traite des différentes possibilités d'utilisation de l'instrument nécessaires à un utilisateur qui cherche à caractériser optiquement son échantillon. Dans la première partie, le logiciel de contrôle et d'acquisition sera détaillé, puis selon le type de caractérisation à effectuer, nous expliquerons le mode de mesures à utiliser. Enfin, nous verrons les performances de cet instrument.

1. Logiciel d'utilisation

Le logiciel d'utilisation de l'IMP est programmé en langage C sous MANIP. Son interface graphique, assurant le contrôle de l'instrument et la visualisation des données, est constituée de plusieurs fenêtres, chacune effectuant une fonction distincte (cf. figure I.3.1). L'utilisation de ce logiciel avec les explications concernant chacune des commandes, ainsi que celui du logiciel de traitement des données, nécessaires à un opérateur qui souhaite utiliser et caractériser ses échantillons à l'IMP, sont détaillés en annexe intitulée : « Manuel d'utilisation de l'Interféromètre de Martin Puplett ». Ce manuel contient aussi des explications sur la procédure de mise en froid du cryostat Martin Puplett et sur l'alignement de celui-ci par rapport à l'interféromètre.

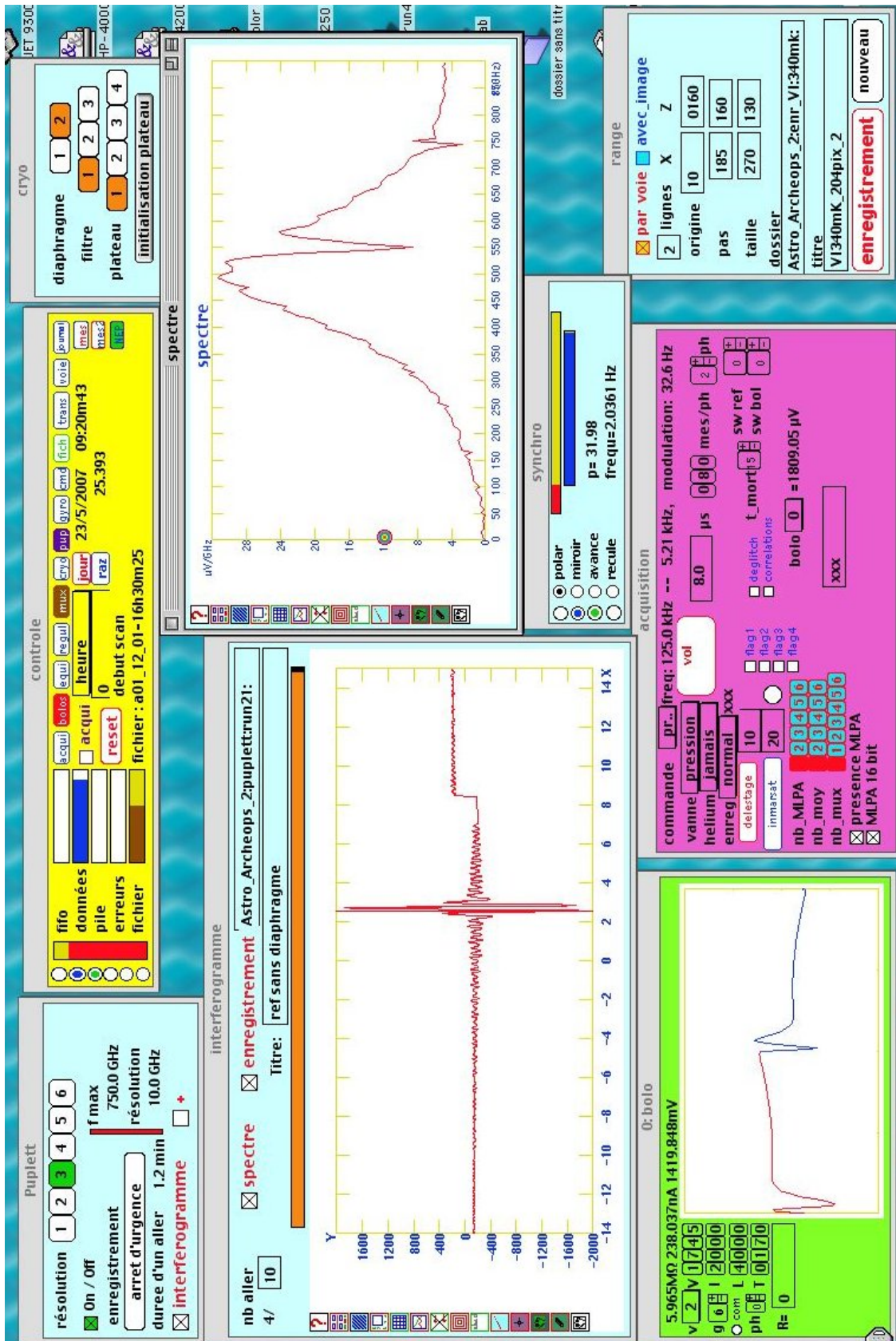


Figure I.3.1 Interface graphique du logiciel de contrôle et de visualisation des données de l'IMP.

La fenêtre *contrôle* assure l'interface avec les autres fenêtres. Elle permet d'ouvrir ou de fermer chacune des autres fenêtres.

La gestion de l'acquisition des données se fait sur les fenêtres *bolo*, *acquisition* et *range*. Dans *acquisition*, on a accès à la fréquence d'échantillonnage du signal et à la fréquence de modulation du bolomètre. Afin que cette fenêtre soit la plus générale possible (possibilité d'utiliser cette fenêtre pour d'autres expériences), on doit aussi préciser le type de carte électronique de lecture associée (conversion des données en 12 ou 16 bits, multiplexage du signal, nombre de cartes électroniques...). La fenêtre *bolo* permet d'équilibrer le bolomètre autour de son point de fonctionnement défini par une tension appliquée et un courant de polarisation. Le graphe associé nous indique le déséquilibre du bolomètre autour de ce point de fonctionnement. Dans *range*, on définit le nombre de bolomètres à visualiser et cette fenêtre permet aussi de demander de relever sur un fichier les valeurs du déséquilibre de chaque bolomètre à un instant donné.

La fenêtre *Puplett* permet d'envoyer des commandes à l'IMP. Son utilisation est rendue très intuitive. L'utilisateur choisit la résolution souhaitée allant de 1 à 6. Il voit directement les conséquences de son choix (durée d'une acquisition, fréquence maximale acquise et résolution). Puis, un simple clic sur *on* provoque l'initialisation automatique de l'instrument suivie de l'acquisition des données avec une visualisation graphique associée.

La fenêtre *interférogramme* trace d'une part l'interférogramme en temps réel et d'autre part, donne accès à la sauvegarde des données.

Dans *spectre*, à chaque aller du miroir, un spectre apparaît, résultant de la transformée de Fourier de l'interférogramme. Cette fenêtre est très pratique puisqu'elle donne un rapide aperçu du spectre final par rapport à la réduction lourde des données qui se fait à posteriori. Elle permet donc de savoir rapidement si le signal mesuré est correct ou non (échantillon mal placé, présence d'une trop grande concentration en vapeur d'eau, mauvais alignement, faible signal sur bruit...).

La fenêtre *cryo* permet de choisir le diaphragme ou le filtre souhaité présent dans le cryostat. On peut choisir aussi une position particulière du plateau tournant et ainsi caractériser un échantillon particulier présent sur celui-ci.

Enfin, la fenêtre *synchro* permet de visualiser l'état des capteurs du miroir et du polariseur. On a ainsi accès à la fréquence de rotation du polariseur et à sa dérive si elle a lieu.

2. Différents modes de mesures

Selon la place de l'échantillon dans la chaîne instrumentale, on peut décrire complètement la réponse optique de celui-ci (cf. figure I.3.2).

Pour une réponse spectrale en transmission, l'échantillon est placé dans le faisceau optique. Deux placements sont possibles, soit à 300K (dans l'IMP), soit à 4K (dans le cryostat). En effet, l'influence de la température sur l'échantillon est importante (transition supraconducteur par exemple).

S'il est placé sur le plateau tournant dans le cryostat, on obtient la réponse spectrale en absorption à 4K.

A partir de ces deux dernières mesures, on déduit la réponse spectrale en réflexion.

De plus, si on place l'échantillon dans un des deux bras, on a accès à son épaisseur ainsi qu'à la réponse de son indice spectral.

En parallèle avec toutes ces méthodes, cet instrument est capable de mettre en évidence l'influence de la direction de polarisation sur l'échantillon. Il suffit d'appliquer à l'IMP une rotation autour de son axe optique. Par conséquent, la polarisation de sortie, imposée horizontalement par rapport au support de l'IMP à cause du polariseur fixe de sortie, tourne par rapport au cryostat qui lui reste fixe.

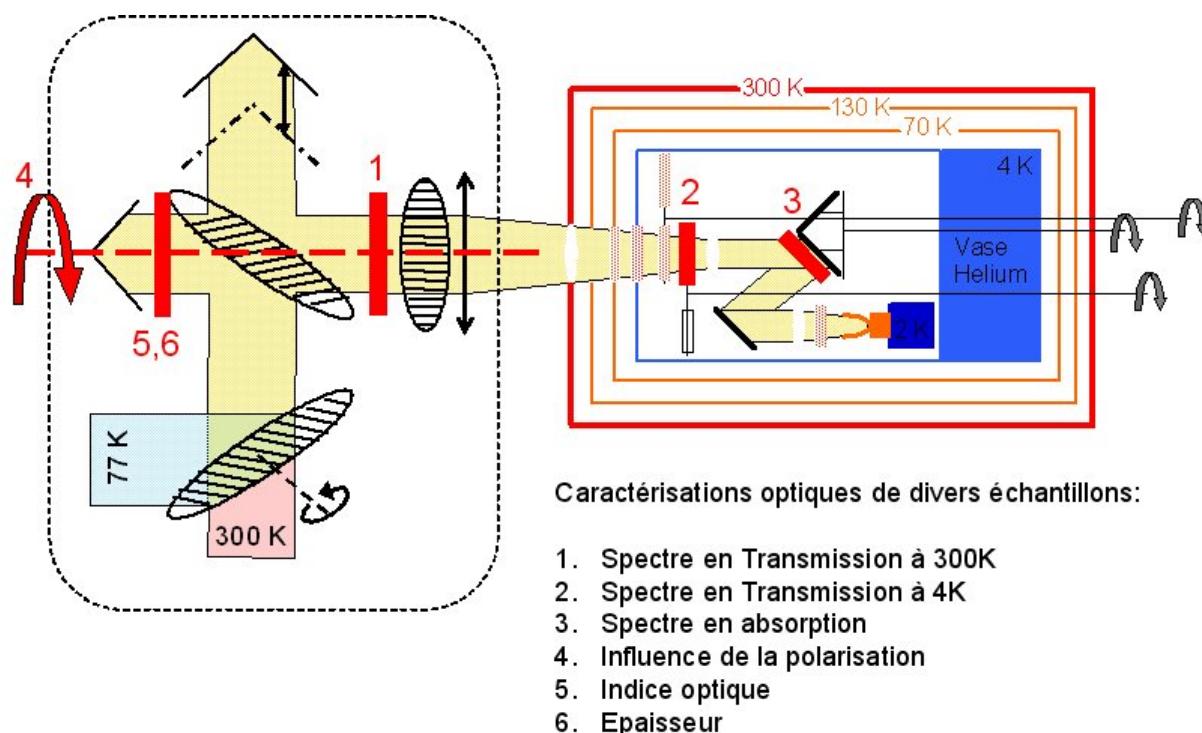


Figure I.3.2 Schéma de la chaîne instrumentale montrant les différents modes de mesure possible selon la place de l'échantillon.

3. Performance

3.1. Etendue spectrale

La plus petite fréquence est fixée par l'étendue de faisceau qui est limité par la surface S de la fenêtre d'entrée du cryostat. Elle est définie par l'équation suivante :

$$f_{\min} = \frac{c}{\sqrt{S \cdot \Omega}} \quad (\text{I.3.1})$$

L'étendue étant de 0,36 cm².sr, la fréquence minimale est de 50 GHz. Puis, en dessous de 10 GHz, ce serait le polariseur où les réflexions sur celui-ci ne seraient plus efficaces.

La plus grande fréquence est limitée par les polariseurs (cf. chI.2.2.3) et non par l'échantillonnage du signal, définie par l'équation :

$$f_{\max} = \frac{c}{4 \cdot \delta d} \quad (\text{I.3.2})$$

où δd est le pas du miroir mobile.

Leurs fonctions de polarisation sont optimum jusqu'à 3000 GHz (ceci dépend de l'épaisseur et du pas entre les fils). L'étendue spectrale s'étend donc de 50 à 3000 GHz.

3.2. Résolution

La résolution δf des spectres dépend directement de la différence de marche maximale entre les deux bras, soit de la distance du miroir d_{\max} par rapport à son centre. Elle a pour équation :

$$\delta f = \frac{c}{2 \cdot d_{\max}} \quad (\text{I.3.3})$$

Si on effectue un spectre symétrique (plus précis), la résolution peut atteindre 10 GHz avec un balayage du miroir allant de -1,5 cm à 1,5 cm ($d_{\max}=1,5$ cm). Avec un spectre dissymétrique, elle est au maximum de 1,3 GHz avec un balayage du miroir allant de 0 à 12 cm ($d_{\max}=12$ cm).

3.3. Signal sur bruit

Le bolomètre a un bruit cryogénique en 1/f superposé à son bruit blanc de 100 nV/(Hz)^{1/2}. Le spectre de bruit du signal du bolomètre (cf. figure I.3.3) est coupé à 32 Hz, fréquence qui correspond à la modulation du bolomètre.

A la fréquence de modulation du polariseur (4 Hz) et lorsque les deux miroirs sont à équidistances de la grille séparatrice de l'IMP, on mesure directement la puissance spectrale intégrée sur la bande passante de l'instrument, absorbée par le bolomètre. Elle est de 130000 nV/(Hz)^{1/2}. Le bruit autour de 4 Hz étant de 130 nV/(Hz)^{1/2}, on en déduit le signal sur bruit lié à l'instrument qui est de 1000.

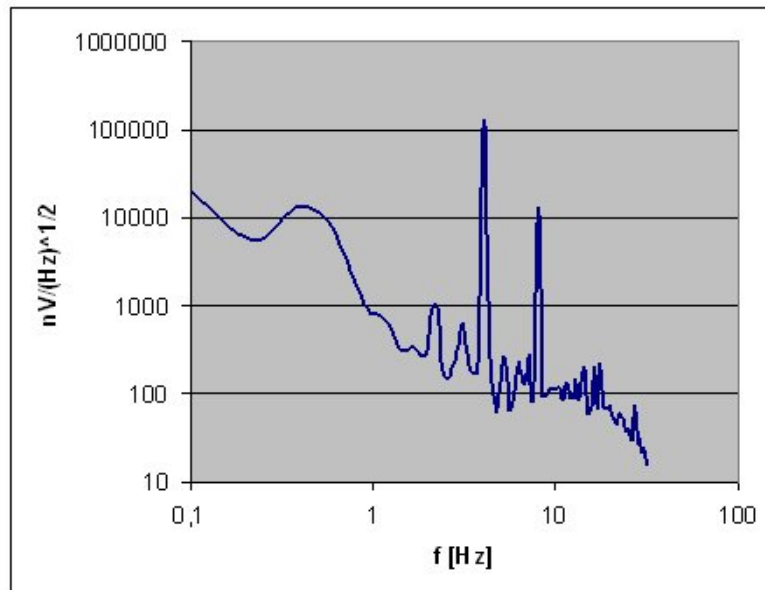


Figure I.3.3 Spectre de bruit du signal du bolomètre IRLabs recevant un rayonnement issu de l'interféromètre de Martin Puplett modulé à 4 Hz et lorsque les deux miroirs de l'IMP sont à équidistances de la grille séparatrice.

3.4. Reproductibilité des mesures

Aux résolutions, décrites plus hauts, de l'instrument près, les mesures sont stables dans le temps et ne dépendent pas du choix du cryostat optique utilisé (cf. ch.II.1.5).

PARTIE II: Mesures effectuées à l'interféromètre de Martin Puplett et simulation des résultats

La seconde partie est centrée sur l'utilisation de l'ensemble de ces outils comme moyens pour caractériser et étalonner nos échantillons, contenus dans la caméra bolométrique, ainsi que nos matrices de bolomètres.

Avant tout, un chapitre sera consacré à l'étalonnage et à la fiabilité de l'instrument (précision, reproductibilité...). Ensuite, nous étudierons simultanément l'analyse expérimentale et simulée de ces échantillons à savoir : filtres, matrices de bolomètres avec et sans antennes, lentilles... Ceux-ci permettront d'optimiser les matrices et d'étalonner au mieux les futures caméras bolométriques.

Chapitre 1: Étalonnage de l'instrument

Comme la réalisation de l'IMP a été terminée avant celle du cryostat, tout en continuant la réalisation de ce dernier, nous avons dû effectuer l'étalonnage de l'instrument avec deux autres cryostats disponibles à ce moment là. Le premier est un cryostat optique, nommé Diabolo. Il présente l'avantage d'avoir un refroidissement par dilution pouvant atteindre une température de 70mK, nécessaire pour refroidir les bolomètres, mais il a l'inconvénient d'avoir une petite fenêtre d'entrée ce qui limite la transmission des basses fréquences en dessous de 100 GHz. Une description plus détaillée sur le fonctionnement et l'étalonnage de celui-ci est présentée dans [Benoit,00]. Le second cryostat est un cryostat dit de « test » et il présente l'avantage d'avoir un grand volume libre à 4K. Il est ainsi facile de monter des expériences complexes comme la calibration du bolomètre (cf. ch.II.1.1) dans celui-ci.

Par conséquent, les mesures de calibration du bolomètre (cf. ch.II.1.1) ont été réalisées avec le cryostat de test, les mesures du pic d'absorption de l'eau (cf. ch.II.1.3) et celles du polariseur (cf. ch.II.1.6) au cryostat de Martin Puplett et le reste des mesures nécessaire à l'étalonnage de l'IMP au cryostat Diabolo.

1. Bolomètre

1.1. Dispositif expérimental

L'étalonnage du bolomètre a été réalisé sur un cryostat de test du laboratoire. Ce cryostat a la particularité de posséder un grand volume à 4K (40 cm de côté), nécessaire à la réalisation de la manipulation « étalonnage du bolomètre ». L'étage 4K est refroidi par une circulation continue d'hélium liquide à travers un échangeur fixé sur cet étage. Le dispositif expérimental consiste à créer un étage refroidi entre 1,5 et 3K par une détente Joule-Thomson (JT), et à positionner devant le bolomètre un corps noir (CN). Ce CN est suffisamment proche du bolomètre (distant de 19 mm) pour que le bolomètre ne voit que les rayons sortant de celui-ci. Ce CN est placé sur une plaque en cuivre thermalisée à l'étage 4K via deux pieds en cuivre. Le bolomètre est fixé à la JT et est isolé de l'étage 4K par le biais de pieds en acier inoxydable. Une couche de Redux entre le bolomètre et la JT assure une isolation électrique afin d'isoler sa masse avec le reste du cryostat (cf. figure II.1.1).

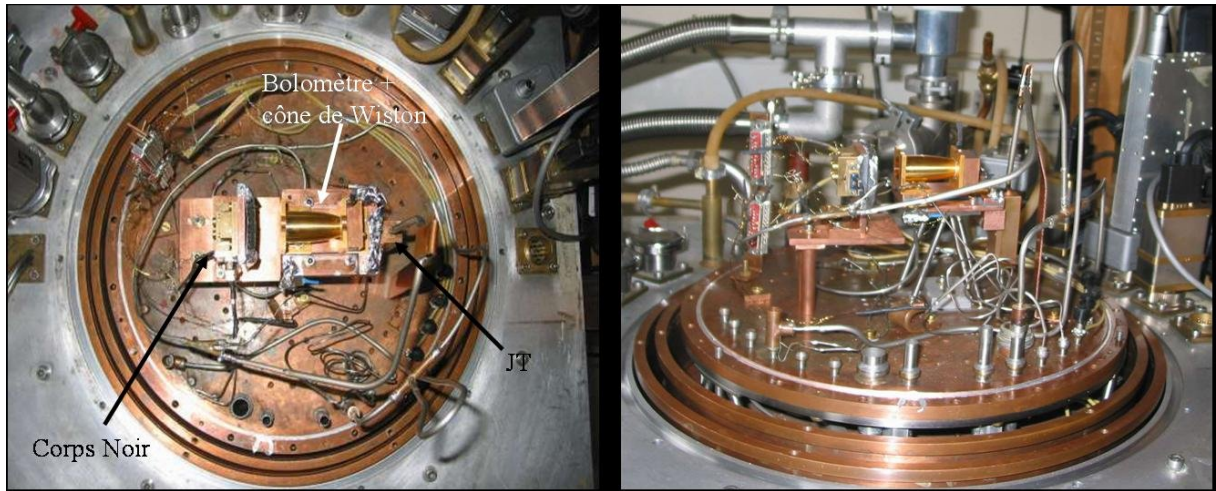


Figure II.1.1 Photos du dispositif expérimental installé sur le cryostat de test (vue de dessus à gauche et vue de face à droite). Le bolomètre est installé à droite du corps noir à 19 mm de distance et le couplage du rayonnement entre les deux est effectué via deux cônes de Winston.

1.2. Couplage du corps noir (CN) avec le bolomètre

Pour étalonner ce bolomètre, on compare le signal mesuré sur celui-ci par rapport à différentes puissances émises par un CN connu. Pour cela, on suppose le CN avec son cône de Winston comme parfait par construction (son émissivité réelle est supérieure à 99,99 %) et on le positionne à une distance de 19 mm du bolomètre. Cette distance est nécessaire pour que le bolomètre ne voit que les rayons sortant du CN (cf. figure II.1.2).

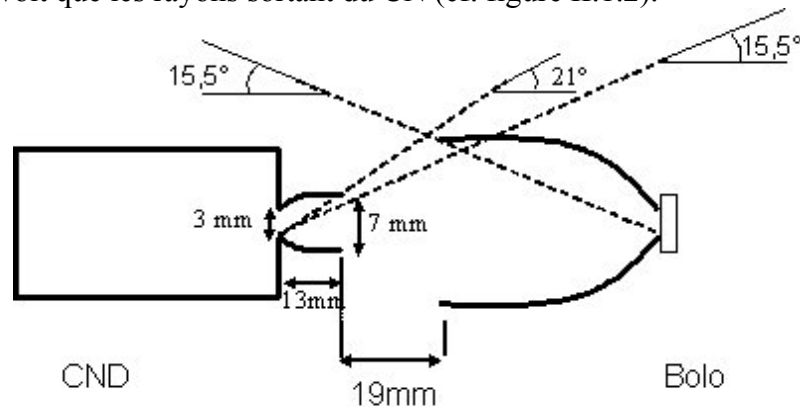


Figure II.1.2 Schéma du positionnement des deux cônes de Winston montrant le couplage entre le bolomètre et un corps noir étalon.

Une simulation, sur le logiciel ZEMAX (simulateur de tracé de rayons optiques), de la puissance transmise par le cône du bolomètre en fonction de l'angle d'incidence du rayon (cf. figure II.1.3) montre que plus de 98 % de la puissance incidente est transmise si l'angle

est inférieur à 12° . Au-delà de cet angle d'inclinaison, la transmission chute brutalement. Cette simulation a été faite en supposant une réflectivité du cône de 99,5 %.

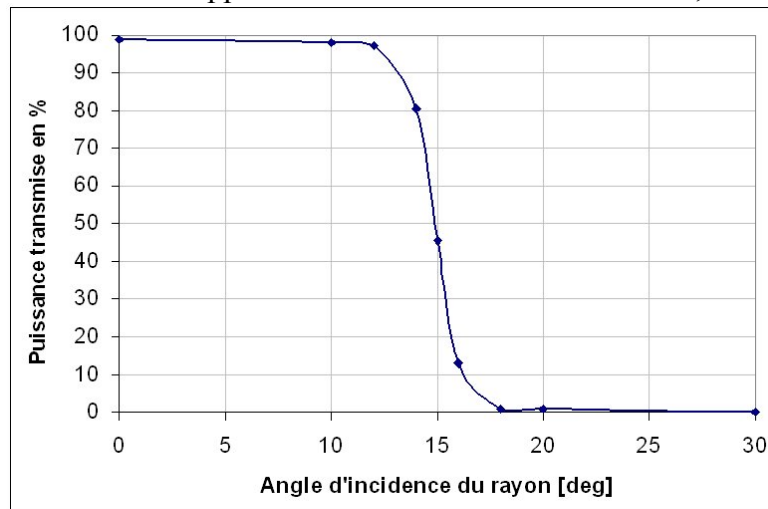


Figure II.1.3 Simulation sur ZEMAX de la puissance transmise à travers le cône de Winston du bolomètre IRLabs en fonction de l'angle incidence des rayons entrants.

Avec le logiciel ZEMAX, nous avons aussi simulé le facteur de couplage entre le cône du corps noir et celui du bolomètre, placés face à face à 19 mm de distance, comme décrit expérimentalement au chapitre II.1.1.1 (cf. figure II.1.4). Toujours en supposant une réflectivité des cônes de 99,5 %, on constate que 40,7 % de la puissance devrait être transmise du CN vers le bolomètre.

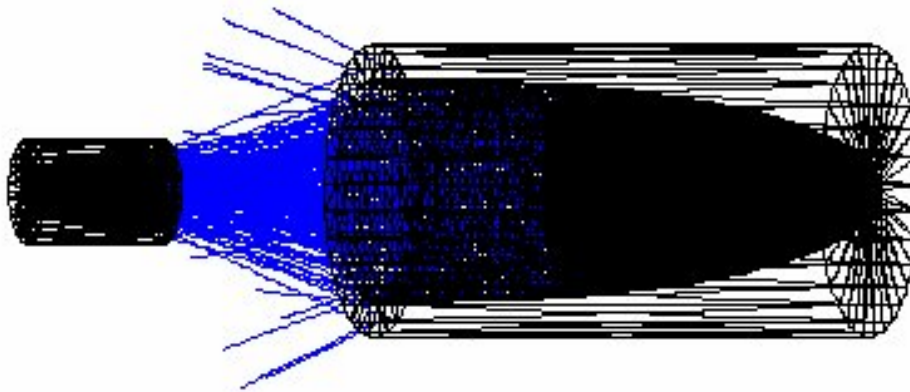


Figure II.1.4 Simulation sur ZEMAX du facteur de couplage entre les cônes du corps noir et du bolomètre. En prenant les mêmes configurations qu'au ch.II.1.1.1, la puissance transmise serait de 40,7 %.

Si on compare nos résultats simulant la coupure d'un cône de Winston avec ceux de [Harper,76], [Baranov et Mel'nikov,66] et [Winston,70], on remarque que leurs coupures sont très raides (chute de puissance de 75 % à 25 % sur 1°), mais qu'elles peuvent s'élargir si on diminue la réflectivité du cône. Par exemple, avec un cône en aluminium où sa réflectivité

n'est que de 90 %, la puissance décroît lentement de 100 % à $\theta/2$ jusqu'à 40 % à θ , où θ représente l'angle de coupure théorique du cône.

1.3. Modélisation

De façon générale, la modélisation d'un bolomètre semi-conducteur s'effectue en quatre étapes [Hoffmann,07]. On analyse d'abord la dépendance de sa résistance en fonction de la température du bain cryogénique, puis en fonction de la tension qui a été appliquée à ses bornes. Ensuite, on caractérise l'évolution de la température des électrons du bolomètre en fonction de la puissance électrique fournie et puissance optique additionnelle. Une fois les paramètres du modèle fixés, on pourra en déduire la sensibilité optique du bolomètre.

1.3.1. Loi de $R=f(T)$

La première étape consiste à ajuster la loi de $R=f(T)$ du bolomètre (cf. figure II.1.5) afin de déterminer les constantes de l'équation II.1.1. Expérimentalement, on mesure la résistance du bolomètre en fonction de sa température autour de son point de fonctionnement, soit ici de 1,6 à 5,5K. La résistance se mesure sous faible polarisation afin de négliger les effets de champ électrique et sans chauffer le corps noir (donc thermalisé à 5K) placé devant lui afin de négliger la puissance optique reçue sur le bolomètre.

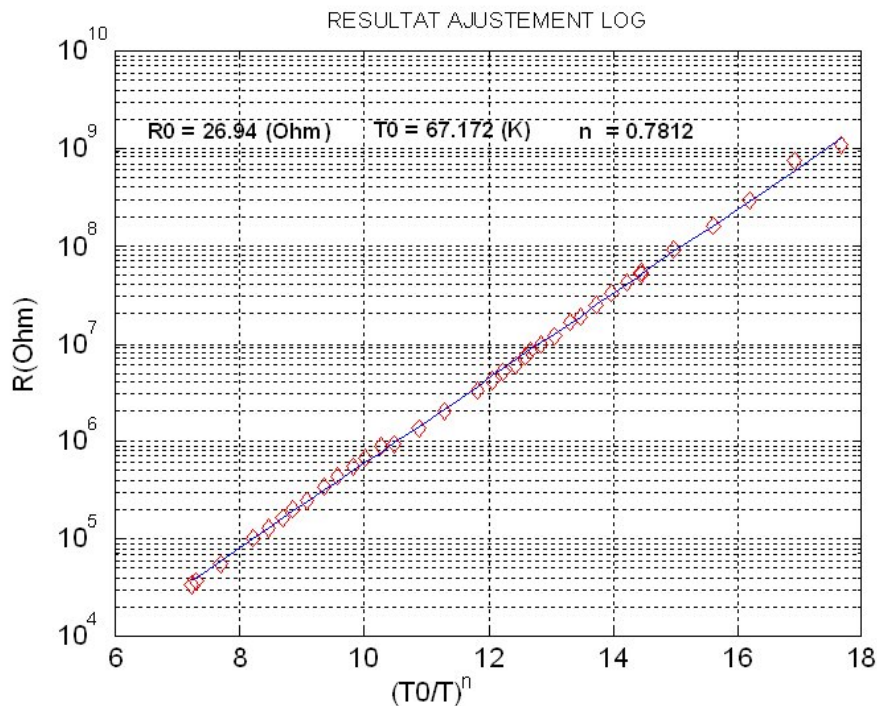


Figure II.1.5 Ajustement de la loi $R(T)$, T variant de 1,6 à 5,5K, du bolomètre IRLabs sous faible polarisation et sans éclairage optique.

Sous faible polarisation, le bolomètre IRLabs peut se modéliser selon la loi :

$$R(T) = R_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^n\right] \quad (\text{II.1.1})$$

avec $T_0 = 67,2\text{K}$, $R_0 = 26,9 \Omega$ et $n = 0,78$

Cet ajustement donne un coefficient de température sans dimension :

$$\alpha = \frac{d \ln R}{d \ln T} = 11,3 \quad @ T=2,2\text{K} \quad (\text{II.1.2})$$

1.3.2. Caractéristique de $R=f(V)$, avec P_{ray} négligeable

Pour connaître les autres paramètres du modèle du bolomètre (cf. équations I.1.14 et I.1.16), on utilise les mesures expérimentales, prises sur le cryostat de test à 2,2K (température proche de notre point de fonctionnement), de la résistance du bolomètre en fonction de sa tension appliquée à ses bornes avec une puissance optique négligeable (cf. figure II.1.6).

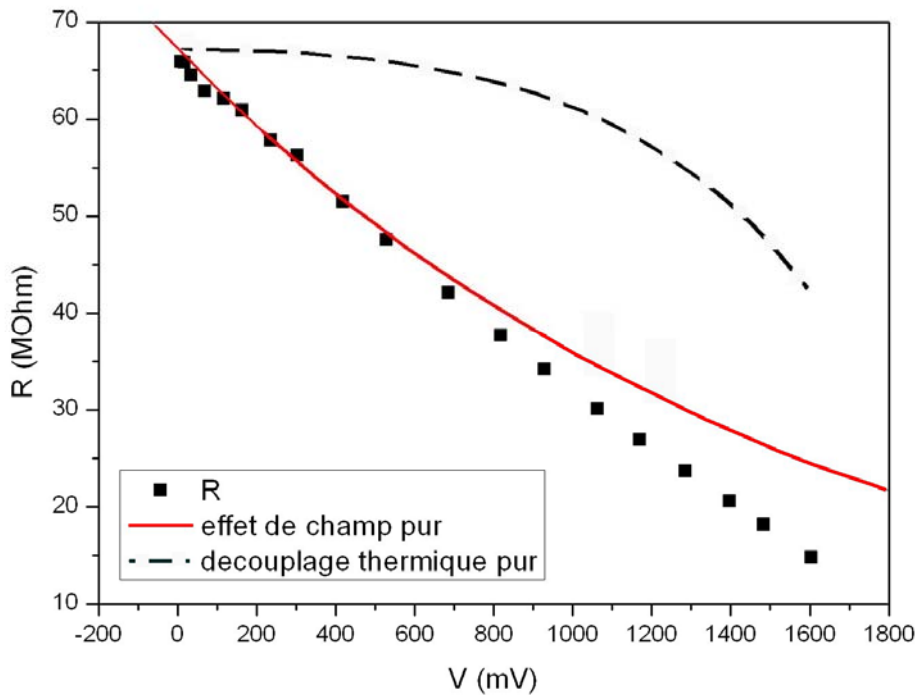


Figure II.1.6 Mesure de la résistance (R) en fonction de la tension (V) du bolomètre IRLabs à 2,2K et sans apport de puissance optique (la puissance optique apportée par le corps noir à 5K placé devant lui est négligeable devant celle de la puissance électrique qu'il reçoit). Les deux autres courbes sont des simulations ajustées aux mesures en ne prenant en compte, soit qu'un effet de champ électrique pour la courbe rouge continue, soit qu'un découplage thermique pour la courbe noire pointillée.

Cette figure montre que pour reproduire la décroissance quasi-linéaire des points mesurés, il est nécessaire de prendre en compte à la fois un effet de champ électrique et un découplage thermique par rapport au bain cryogénique. Ce découplage est à l'origine de la fuite thermique (G_f) et/ou du découplage électron-phonon (G_{e-ph}). L'ajustement du champ électrique pur est fait selon l'équation établie au I.1.16, qui est rappelée ci-dessous :

$$R(T_e, V) = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T_e} \right) \left(1 - \frac{el_{loc}V}{2dk_bT_e} \right) \right]^n \quad (I.1.16)$$

A faible tension, on peut considérer T_e , la température des électrons du bolomètre, indépendante de la tension V appliquée et proche de la température T_0 du bain. Le meilleur ajustement pour la courbe $R(T)$ utilisée est obtenu avec $T_0 = 2,145K$.

Pour des faibles tensions, c'est l'effet de champ électrique qui domine. L'ajustement de l'équation I.1.16 donne un rapport l_{loc}/d de $2 \cdot 10^{-5}$, où l_{loc} est la longueur de localisation et d la distance inter-électrodes. Les points expérimentaux sont en dessous de cet ajustement pour une tension supérieure à 500 mV (cf. figure II.1.6), lieu où le découplage thermique devient important et donc la différence entre T_0 et T_e .

1.3.3. Caractéristique de $T_e=f(P_{el})$

Pour trouver la dépendance de la température des électrons T_e en fonction de la puissance électrique fournie P_{el} (figure II.1.7), il suffit d'inverser l'équation I.1.16.

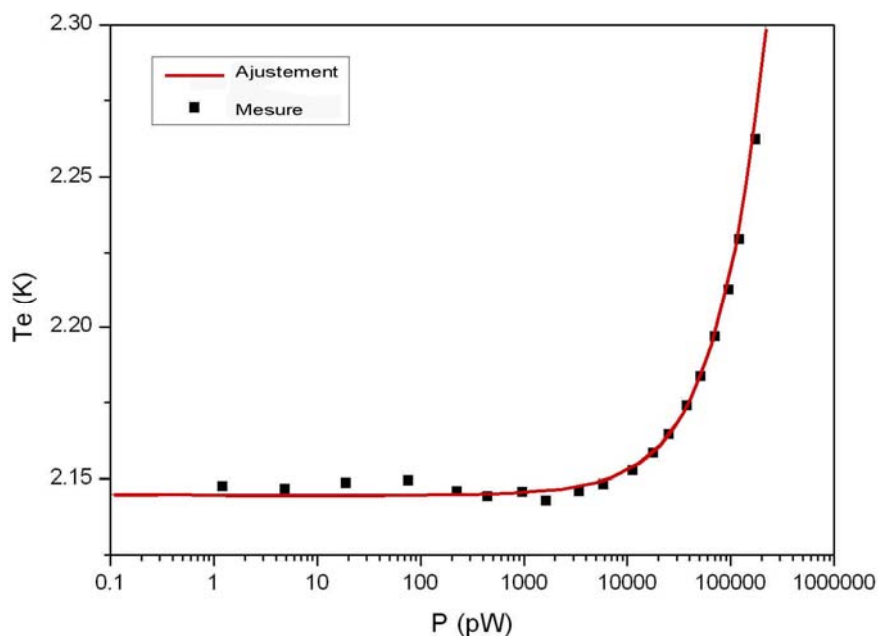


Figure II.1.7 Ajustement de la température des électrons du bolomètre en fonction de la puissance électrique fournie pour des mesures prises sur le cryostat de test à 2,2K et avec puissance optique négligeable.

A partir du modèle du bolomètre établi au chapitre I.1.3.4 et en particulier d'après l'équation I.1.14, on déduit l'équation suivante:

$$T_e = \left[\frac{P_{el}}{G_{e-ph}} \left(\frac{P_{el} + \eta P_{ray}}{G_f} + T_0^b \right)^{\frac{5}{b}} \right]^{\frac{1}{5}} \quad (\text{II.1.3})$$

Le facteur η , appelé efficacité optique, est le rapport entre la puissance optique absorbée par le bolomètre et celle incidente.

Pour pouvoir déterminer l'ensemble des paramètres de cette équation, il est nécessaire de prendre en compte d'autres courbes $T_e=f(P_{el})$, obtenues pour différentes puissances optiques (cf figure II.1.8).

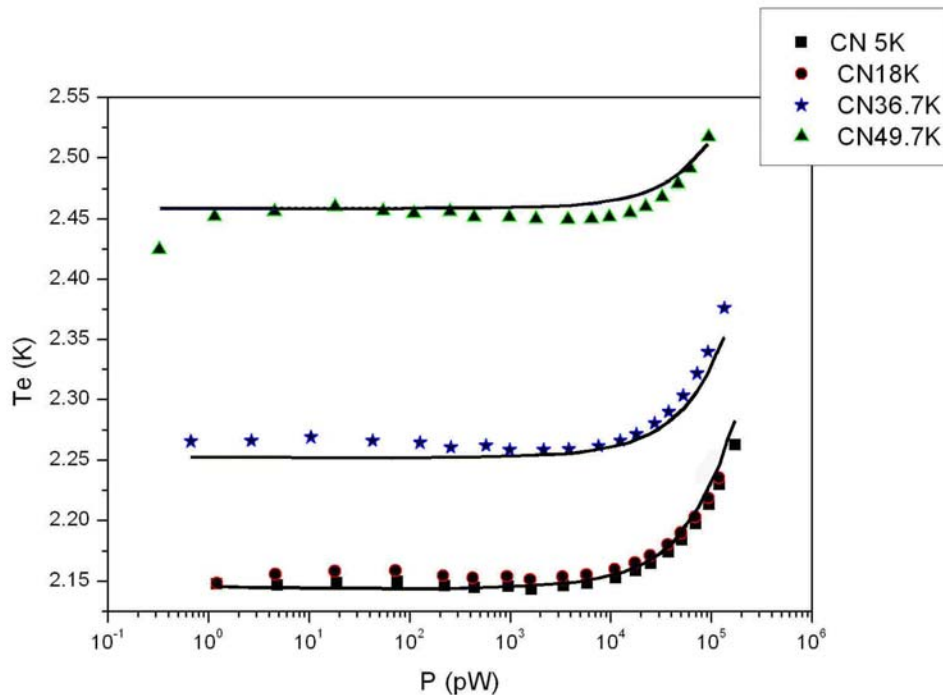


Figure II.1.8 Ajustement de la température des électrons du bolomètre en fonction de la puissance électrique incidente pour des mesures prises sur le cryostat de test à 2,2K et pour différentes températures de corps noir allant de 5K à 48,7K.

L'ajustement en trait continu, sur les deux dernières figures donne un exposant b égal à 4 (à 2,2K, on suppose que la conduction de la chaleur est prédominée par les phonons car le bolomètre n'est rattaché au bain extérieur que par quatre fils).

La puissance optique incidente sur le bolomètre est calculée à partir de la loi de Stefan et du couplage entre le corps noir et le bolomètre (cf. ch.II.1.1.2). Deux sets de paramètres donnent des ajustements satisfaisants :

- $G_f = 6,5 \cdot 10^{-8} \text{ W.K}^{-4}$, $G_{e-ph} = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ W.K}^{-5}$ et $\eta = 1$ (efficacité optique parfaite)
- $G_f = 2,9 \cdot 10^{-8} \text{ W.K}^{-4}$, $G_{e-ph} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ W.K}^{-5}$ (couplage parfait) et $\eta = 0,45$

Pour une fuite thermique intermédiaire entre ces deux sets, la conductivité thermique g du bolomètre à 2,15K définie par :

$$g = \frac{\partial P}{\partial T} = bG_f T^{b-1} \quad (\text{II.1.4})$$

est de $1,4 \mu\text{W/K}$.

1.3.4. Sensibilité

A partir des paramètres établis précédemment, on peut en déduire la réponse en tension, appelée dans ce manuscrit « sensibilité S_v » par abus de langage, du bolomètre en fonction du courant de polarisation (figure II.1.9). Elle correspond à la chute de tension entre ses bornes lorsqu'il reçoit une puissance d'un Watt.

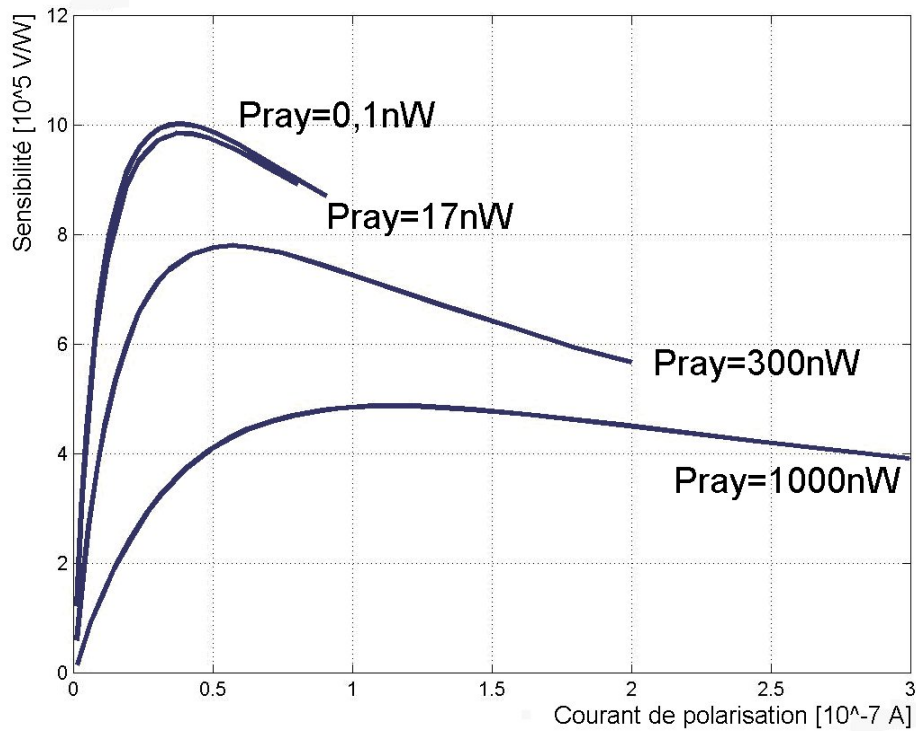


Figure II.1.9 Courbe de sensibilité du bolomètre obtenue dans l'hypothèse d'une efficacité optique parfaite ($\eta=1$), pour une température cryogénique de 2,2K et pour différentes puissances de rayonnement émises sur le bolomètre. La sensibilité est diminuée d'un facteur deux quand on applique sur le bolomètre une puissance optique de $1 \mu\text{W}$.

La sensibilité maximale, sans puissance optique est environ de $1 \cdot 10^6 \text{ V/W}$. Elle est obtenue pour un courant de polarisation de 40 nA. Cette sensibilité décroît quand la puissance optique incidente augmente.

Remarque :

La sensibilité optique du bolomètre reste inchangée quelque soit l'hypothèse choisie au chapitre II.1.1.3.4. En effet, quand l'efficacité optique η du bolomètre décroît, sa sensibilité électrique augmente en compensant cette décroissance. Ainsi, on ne pourra pas dissocier les deux hypothèses suivantes :

- Un découplage électron-phonon et une bonne efficacité optique
- Un bon couplage électron-phonon et une mauvaise efficacité optique

Cependant, et c'est le seul paramètre qui nous intéresse, quelque soit l'hypothèse, la sensibilité optique du bolomètre (= sensibilité électrique * efficacité optique) reste inchangée.

Une autre méthode, plus directe que la précédente, pour déterminer la sensibilité du bolomètre, est de calculer le rapport entre la différence de tension à ses bornes pour deux puissances optiques et la différence de ces puissances optiques, pour différents courants de polarisation (Tableau II.1.1).

Puissance optique [nW]	Différence de tension maximale [mV]	Courant de polarisation [nA]	Sensibilité optique [V/W]
17	20	38	$1,17 \cdot 10^6$
300	308	50	$1,04 \cdot 10^6$
1000	740	108	$0,74 \cdot 10^6$

Tableau II.1.1 Méthode directe pour la détermination de la sensibilité optique du bolomètre déduite par la mesure de la différence maximale de tension lorsque le bolomètre est éclairé ou non.

Pour des faibles puissances optiques, la sensibilité obtenue avec cette méthode est la même, à 20% près, que celle obtenue avec la première méthode.

1.4. Comparaison entre notre étalonnage et celui donné par le constructeur

Les caractérisations du bolomètre IRLabs données par le constructeur, ont été effectuées à une température de 1,6K. Cependant, si on ajuste leurs données sur notre modèle, on trouve une température du bain cryogénique d'environ 2K. Deux hypothèses se posent : soit leurs mesures n'ont pas été réellement réalisées à 1,6K, mais à 2K ; soit le bolomètre était illuminé par une puissance optique externe pendant leurs mesures.

La valeur de la conduction thermique du bolomètre donnée par IRLabs est de $0,7 \mu\text{W/K}$, et est proche de la notre ($0,52 \mu\text{W/K}$). La sensibilité annoncée est de $5,75 \cdot 10^6 \text{ V/W}$

contre 1.10^6 V/W. Leur valeur est cohérente puisque la sensibilité augmente lorsque la température diminue.

1.5. Vérification du modèle

Pour vérifier la sensibilité du bolomètre obtenue au ch.II.1.1.3, on place le bolomètre dans un autre cryostat, celui de Diabolo, refroidi à 2,2K. Ensuite, on relève la différence de tension à ses bornes, obtenue pour un même courant de polarisation, soit de 40 nA, lorsqu'il est illuminé à l'entrée du cryostat par une source à 300K et en même temps par une source à 77K. La différence mesurée est de 155,20 mV.

De plus, sachant que pour cette différence d'éclairement, le cryostat Diabolo transmet une différence de puissance optique de $2,60 \text{ mW/m}^2/\text{Sr}$ (valeur déduite de la simulation de Diabolo décrite au ch.II.1.4 à un facteur deux près qui vient du fait que sur l'IMP, il y a le polariseur de sortie qui divise par deux la différence de puissance émise sur le bolomètre).

Pour calculer l'étendue du faisceau du bolomètre dans le cryostat Diabolo, il suffit de prendre son angle solide de 0,23 Sr et sa surface d'entrée de 280 mm^2 et d'en faire le produit. On trouve une étendue de $65 \text{ mm}^2.\text{Sr}$ qui est supérieure à l'étendue maximale que peut accepter ce cryostat ($15 \text{ mm}^2.\text{Sr}$). En prenant l'étendue du faisceau limitant, la différence de puissance arrivant sur le bolomètre est alors de 39,0 nW. Par conséquent, la sensibilité du bolomètre correspondant à cette expérience est de $3,9.10^6$ V/W. Les principales sources d'erreurs entre la valeur issue de cette expérience et du modèle se situent dans le calcul de la puissance transmise par le cryostat Diabolo, où le chemin optique est complexe (présence de filtres, miroirs, lentilles...). Cependant, l'ordre de grandeur reste inchangé. Nous retiendrons donc par la suite, une sensibilité de 1.10^6 V/W.

1.6. Etalonnage d'une source

Une source sub-millimétrique, appelée source Olimpo, a été conçue aux laboratoires DAPNIA CEA Saclay et IN2P3/CSNSM Orsay, dans le but de calibrer des bolomètres du projet ballon, nommé Olimpo. Cette source est constituée d'un thermomètre, d'une résistance de chauffage et d'un absorbeur en Bismuth qui a la particularité de rayonner comme un corps noir à la température de l'absorbeur (cf. figure II.1.10).

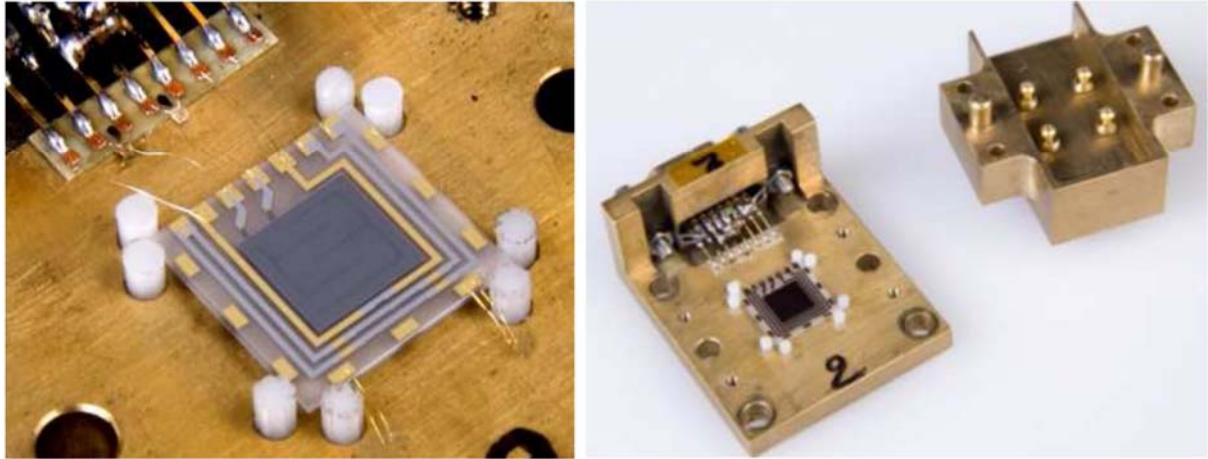


Figure II.1.10 A gauche, une vue intérieure de la source montre le thermomètre (surface carrée noire), la piste résistive de chauffage en iridium et la couche de Bismuth sur l'autre face (non visible). La photo de droite montre le boîtier où la source est logée.

Cette source sera fixée sur un étage à 2K. Une impulsion électrique la chauffera de 20 à 25K pendant quelques centaines de millisecondes et rayonnera sur les bolomètres à calibrer pendant cette période. Mais avant tout, il est donc nécessaire de calibrer cette source avant de l'installer dans cette expérience ballon.

Comme notre bolomètre IRLabs est maintenant calibré, il est possible en illuminant notre bolomètre par la source Olimpo, d'étalonner cette source, plus précisément, d'en mesurer son émissivité ε .

L'expérience s'est déroulée sur le cryostat de test en substituant le corps noir décrit au ch.II.1.1.1 par la source Olimpo. Cette source possède un cône droit qui limite l'angle des rayons à 30° .

Notre bolomètre, possédant un cône de Winston, ne peut collecter en première approximation que des rayons ayant un angle d'incidence inférieur à $15,5^\circ$, noté θ_{\max} . Lorsqu'il est illuminé par une source, la puissance rayonnée totale collectée P_R est définie par :

$$P_R = \eta \cdot A_S \cdot \varepsilon \cdot B_{CN} \cdot \pi \cdot \sin^2 \theta_{\max} \quad (\text{II.1.5})$$

où η est l'efficacité du bolomètre, A_S sa surface d'entrée, ε l'émissivité de la source et B_{CN} la brillance du corps noir émise à sa température T_{CN} , avec $B_{CN} = \sigma T_{CN}^4$, où σ est la constante de Stefan.

Une différence de température du corps noir implique une variation de sa brillance qui arrive sur le bolomètre et ainsi, induit une différence de tension ΔV à ses bornes puisque le courant de polarisation reste inchangé. On définit la sensibilité S_V du bolomètre par l'équation :

$$S_V = \frac{\Delta V}{\Delta P_R} = \frac{1}{\eta \varepsilon} \frac{1}{A_S \pi \sin^2 \theta_{\max}} \frac{\Delta V}{\Delta B_{CN}} \quad (\text{II.1.6})$$

Le produit $\eta\mathcal{S}_V$ est calculé à partir des résultats expérimentaux. Dans un premier temps, on place notre corps noir étalon, qui est considéré comme parfait ($\varepsilon = 1$), puis on fait varier sa température de 15,7 à 19K, ce qui entraîne une variation de puissance rayonnée collectée par le bolomètre. Le produit $\eta\mathcal{S}_V$ reste constant dans cette gamme de température et est estimé à $546 \pm 11 \cdot 10^3$ V/W. On remarque qu'avec une sensibilité du bolomètre de $1 \cdot 10^6$ V/W (cf. ch.II.1.1.3), on obtient une efficacité du bolomètre englobant celle du cône de Winston de 60 %. Ensuite, on substitue notre corps noir par la source Olimpo à caractériser et on mesure le nouveau produit $\eta\mathcal{S}_V$ qui est de $155 \pm 4 \cdot 10^3$ V/W dans la gamme de température allant de 8,5 à 28K. En faisant le rapport des deux derniers résultats et sachant que l'efficacité du bolomètre reste constante, on en déduit l'émissivité moyenne contenue dans l'angle solide de $15,5^\circ$. Elle est de 28 ± 4 %. Cette étude a donné lieu à un article [Abbon,07] soumis en 2007.

2. Mesure de filtres connus

Une façon de calibrer l'IMP est de mesurer la transmission de filtres connus coupant à des fréquences différentes et de comparer les fréquences de coupures ainsi que les facteurs de transmission avec des mesures prises sur d'autres interféromètres déjà étalonnés.

La comparaison avec la simulation reste encore difficile étant donnée que dans le domaine des longueurs d'onde millimétrique, les motifs des filtres sont grands (quelques millimètres) et le maillage petit. Cela nécessite des calculateurs à grande capacité de mémoire (plusieurs Gigaoctets), sinon la confiance sur les résultats reste limitée (cf. ch.II.2.3.2).

Une première calibration est réalisée en mesurant un filtre passe-bande autour de 150 GHz avec une résolution de 5 GHz et en comparant notre mesure avec celle prise par Bernadette Leriche et Vera Soglasnova sur un interféromètre non Martin Puplett de l'IAS déjà étalonné (cf. figure II.1.11). Pour notre mesure, nous avons utilisé le cryostat Diabolo. C'est pourquoi, nous n'avons pas de point en dessous de 100 GHz. En ce qui concerne les mesures importées, leur interféromètre avait une étendue du faisceau deux fois plus petite que celle de Diabolo, donc leurs mesures commencent seulement à partir de 200 GHz. Cependant, deux autres points de mesure ont été pris à 100 GHz et 150 GHz en utilisant une source hétérodyne avec une diode Gunn.

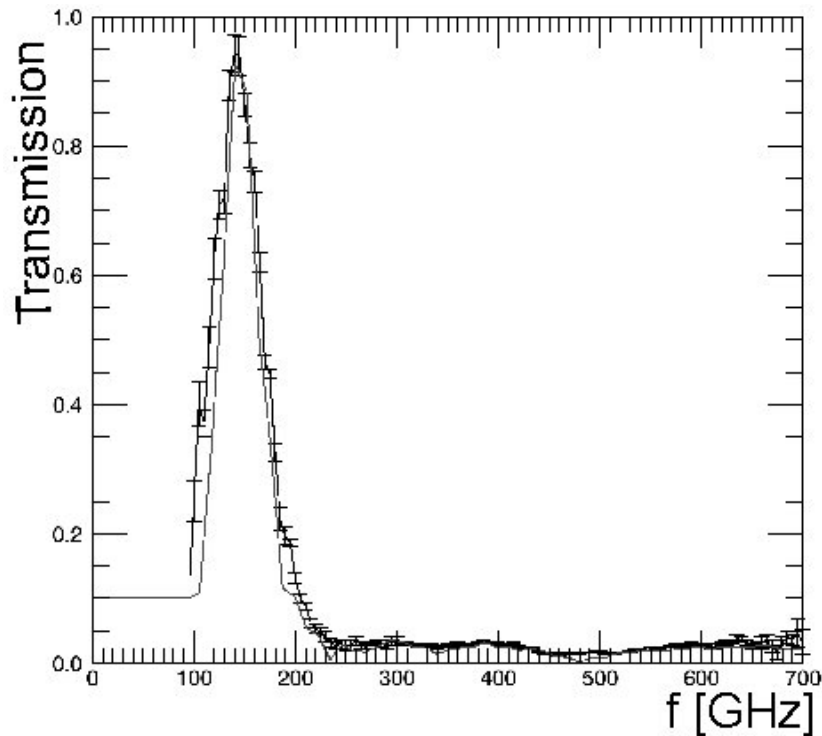


Figure II.1.11 Comparaison d'un spectre en transmission d'un filtre passe-bande mesuré à l'IMP à Grenoble (courbe couplée avec les erreurs statistiques) et sur un autre IMP déjà calibré.

Hormis le début du spectre ($f < 120$ GHz), on retrouve les mêmes transmissions aux mêmes fréquences, à 5 % près en fréquence et à 1 % près en transmission, que celles mesurées par l'interféromètre calibré. Les différences au début du spectre proviennent de la faible résolution du spectre importé (un point de mesure à 100 GHz et un autre à 150 GHz).

D'autres mesures par comparaison sur des filtres passe-bandes centrés autour de 250 GHz et 410 GHz, des filtres passe-bas de fréquence de coupure à 250 GHz et des filtres passe-hauts de fréquence de coupure à 300 et 400 GHz, ont confirmé une précision de notre instrument à 5 % en fréquence et à 1 % en transmission sur la gamme 100 - 600 GHz. Nous étions limités à 600 GHz à cause des filtres passe-bas dans le cryostat Diabolo qui coupent le signal au-delà de cette fréquence. La précision à 5 % en fréquence est limitée par l'échantillonnage de nos mesures, c'est-à-dire par la distance maximale balayée par le miroir. A priori, il serait possible d'obtenir une meilleure précision spectrale (moins de 1 %) en échantillonnant plus loin dans l'interférogramme, donc en déplaçant le miroir mobile sur une plus grande distance. En contre partie, cela demanderait plus de temps pour élaborer un tel spectre.

3. Pic d'absorption de l'eau

La vapeur d'eau possède plusieurs raies d'absorption de rayonnement dans notre gamme spectrale. Cependant, seules deux raies, plus larges que les autres, sont repérables sur nos spectres : l'une à 556 GHz et l'autre à 751 GHz. La présence de ces raies permet d'une part de calibrer en fréquence le spectre et d'autre part, d'en connaître sa résolution spectrale. En effet, la largeur à mi-hauteur de la raie reste constante quelque soit la concentration en vapeur d'eau. Elle vaut 11,1 GHz pour la raie à 556 GHz. A 751 GHz, le signal absorbé par le bolomètre est trop faible pour la caractériser. La figure II.1.12 représente le spectre lu par le bolomètre, appelé spectre de référence, contenant la transmission de tout l'instrument (IMP + cryostat + 30 cm de vapeur d'eau présente dans l'air entre le cryostat et l'IMP) et l'absorption du bolomètre, avec une résolution théorique de 1,3 GHz.

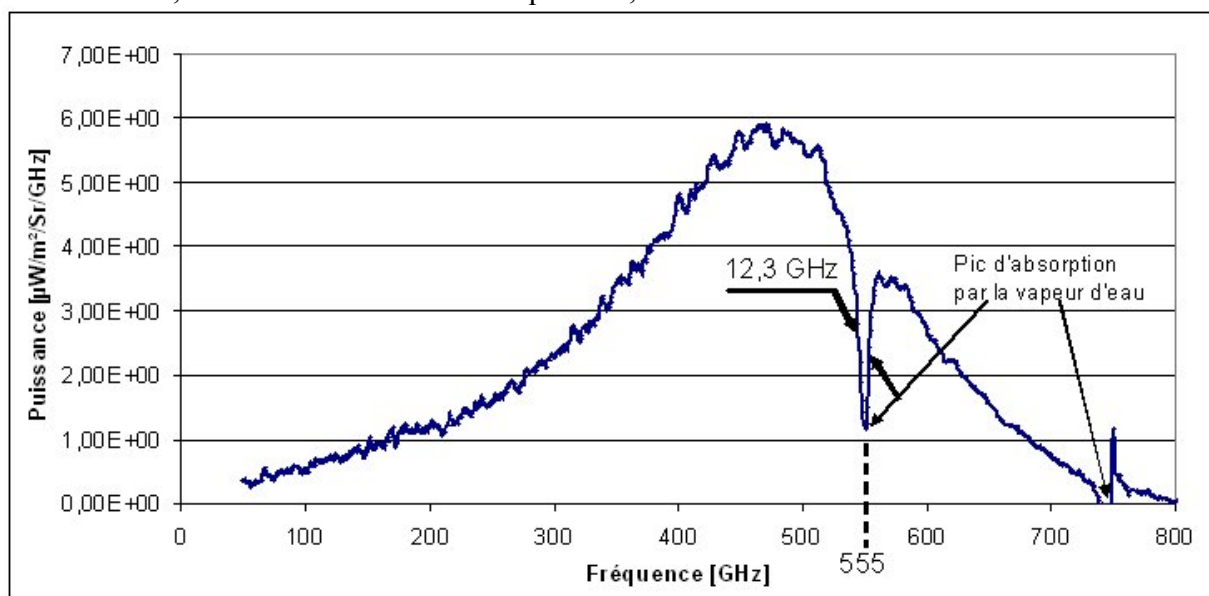


Figure II.1.12 Spectre du signal provenant de l'IMP, puis traversant 30 cm de vapeur d'eau présente dans l'air entre le cryostat et l'IMP avant d'être lu par le bolomètre. La résolution maximale est de 1,3 GHz (0,65 GHz entre deux points). Elle est fixée par la distance maximale balayée par le miroir. Ce spectre fait apparaître un pic d'absorption de la vapeur d'eau à 555 GHz et un autre à 750 GHz.

Sur ce spectre, la largeur du pic d'absorption à 555 GHz à mi-hauteur est de 12,3 GHz. Sachant que la largeur théorique de ce pic est de 11,1 GHz, la déconvolution de la raie obtenue expérimentalement par la raie théorique donne une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 1,2 GHz. Cette largeur est directement la résolution de notre spectre.

En conclusion, la résolution du spectre n'est limitée que par la distance maximale que peut parcourir le miroir, distance finie par construction et égale à 12 cm par rapport à la position centrale du miroir.

Conséquence sur la présence de la vapeur d'eau le long du trajet optique :

On a vu que la vapeur d'eau présente un pic d'absorption important autour de 555 GHz. Or, si on ne limite pas la distance parcourue par le signal optique à travers l'atmosphère et si la concentration en vapeur d'eau est forte, alors ce pic d'absorption sera saturé et sa largeur s'élargira. Par conséquent, dans ce cas, il n'est pas possible de caractériser un échantillon autour de 555 GHz puisque aucun signal à ces fréquences n'a été collecté par le bolomètre. Pour limiter ce phénomène, on place l'interféromètre dans une enceinte piégeant un gaz inerte, l'azote. En effet, l'azote à l'avantage de ne présenter aucune absorption du signal optique aux fréquences utilisées.

4. Simulation du spectre attendu sur le cryostat Diabolo

Pour simuler ce spectre, il suffit de faire la différence entre le spectre théorique d'un corps noir à 300K (simulant la source chaude) et un à 77K (simulant la source froide), puis de la diviser par deux (le polariseur de sortie de l'IMP ne laisse passer que 50 % de la lumière modulée). Ensuite, on multiplie cette différence par la transmission du système, à savoir par celle de l'atmosphère (cf. figure II.1.13), des trois lentilles en polyéthylène haute densité (deux dans le cryostat Diabolo et une à la sortie de l'IMP), des quatre filtres présents dans le cryostat et de la fréquence de coupure basse du bolomètre.

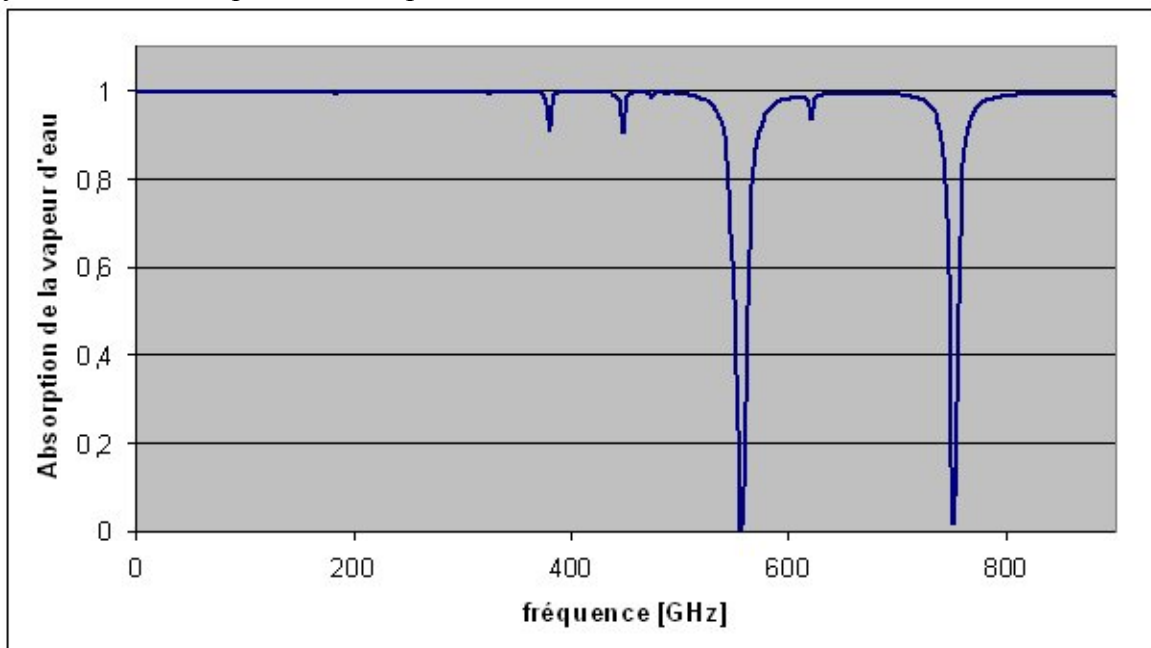


Figure II.1.13 Spectre en transmission de la vapeur d'eau pour un rayonnement traversant 1 m d'atmosphère (concentration équivalente à 10 mm d'eau pour 1 km d'atmosphère) [Padro,01].

Les transmissions des filtres ont été mesurées séparément sur un autre interféromètre, quant à celles des lentilles, elles ont été calculées à partir de leurs indices spectraux (cf. figure II.1.14).

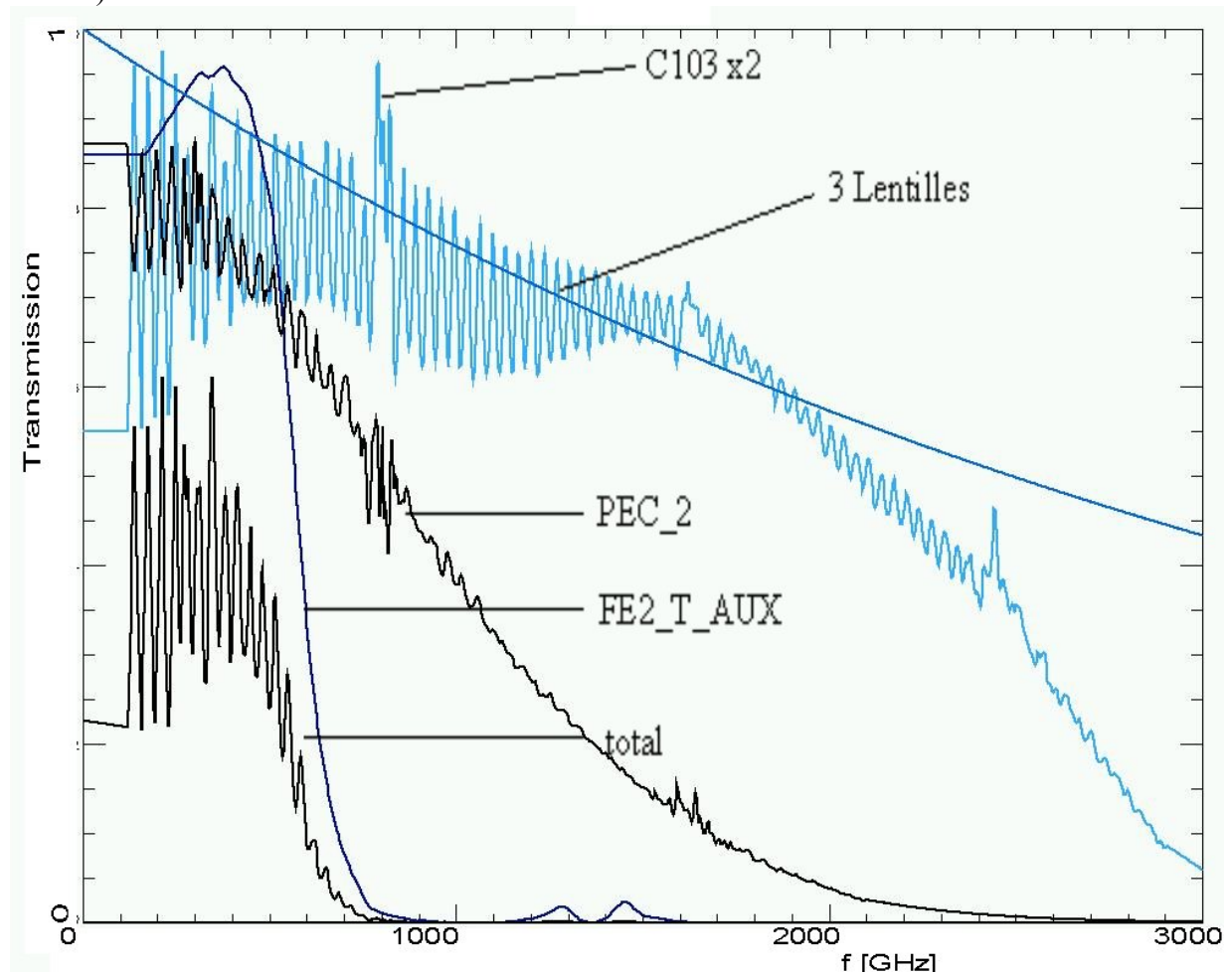


Figure II.1.14 Spectre en transmission des filtres et lentilles présents dans le cryostat Diabolo. Sachant que la transmission totale coupe le signal à partir de 700 GHz, il ne sera pas possible avec ce cryostat d'obtenir des spectres avec une réponse au-delà de cette fréquence.

Les oscillations périodiques sur les réponses en transmission des filtres C103 et PEC_2, en polyéthylène chargé, possédant des faces parallèles et des épaisseurs d'environ 2 mm, proviennent d'un effet Fabry-Perot que l'onde acquiert en les traversant (cf. ch.I.2.7.6).

La transmission totale coupe le signal au-delà de 700 GHz.

La figure II.1.15 montre le signal simulé reçu sur le bolomètre, superposé au signal réel mesuré par celui-ci et multiplié par un facteur 1,12.

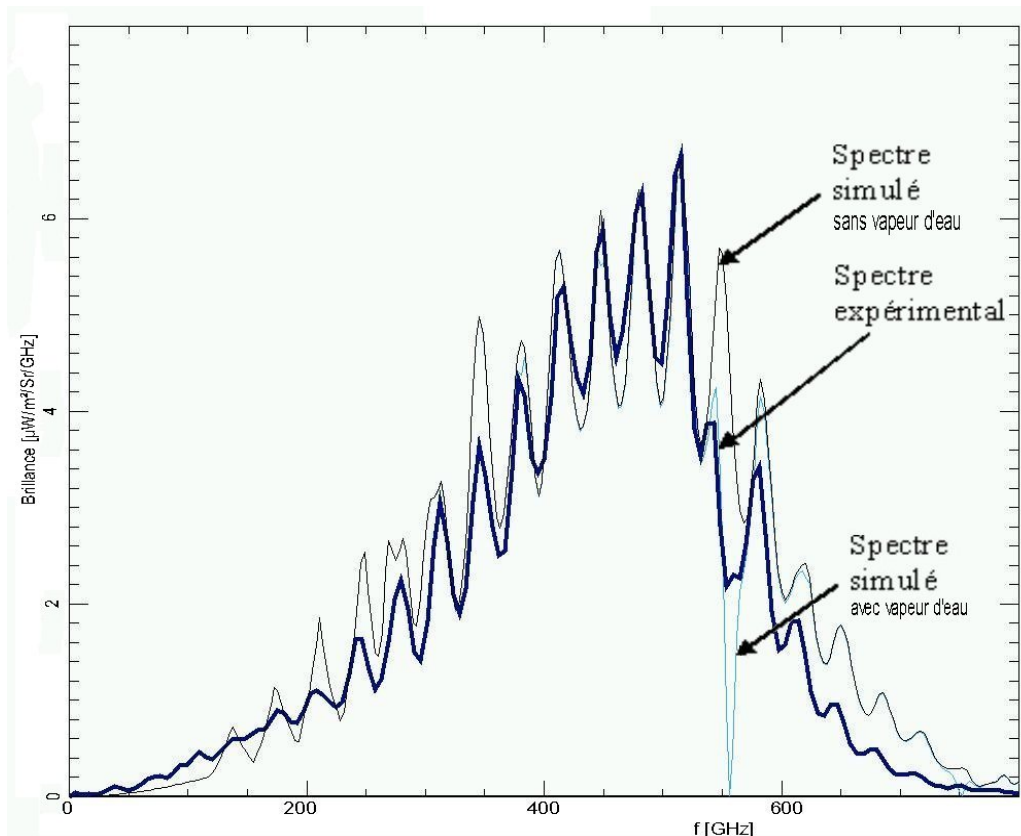


Figure II.1.15 Spectre simulé du signal lu par le bolomètre refroidi dans le cryostat Diabolo sans vapeur d'eau (noir fin), avec vapeur d'eau (bleu clair fin) et spectre mesuré à l'IMP multiplié par un facteur 1,12 (bleu foncé épais).

Le signal mesuré est en très bon accord avec le modèle, ce qui confirme la validité de l'instrument. On remarque la reproductibilité de la raie d'absorption de la vapeur d'eau à 550 GHz, ainsi que les oscillations dues à l'effet Fabry-Perot. La différence vers la fin du spectre signifie que le cryostat absorbe plus les hautes fréquences que prévu.

En intégrant ce spectre, on en déduit la puissance optique reçue sur le bolomètre. Elle est de $1,30 \text{ mW/m}^2/\text{Sr}$ pour le spectre mesuré (en tenant compte du facteur 1,12) et de $1,68 \text{ mW/m}^2/\text{Sr}$ pour le spectre simulé sans vapeur d'eau. Avec une étendue du faisceau de $15 \text{ mm}^2 \cdot \text{Sr}$, étendue limitée par le cryostat Diabolo, le bolomètre ne pourra collecter qu'au maximum $19,5 \text{ nW}$ de la puissance modulée par l'IMP.

L'efficacité associée à tout l'instrument, à savoir l'efficacité des miroirs, des polariseurs, liée aux problèmes d'alignement... peut donc être évaluée à 89 %. Cependant, cette efficacité varie fortement avec l'alignement du cryostat par rapport à l'IMP. Il est par conséquent difficile de la connaître d'une expérience à l'autre. Mais sa valeur n'a aucune influence sur la réponse spectrale mesurée (hormis une augmentation du bruit) car cette réponse se calcule toujours en faisant le rapport de deux spectres ayant par défaut la même efficacité.

5. Reproductibilité des spectres

La meilleure façon de vérifier la reproductibilité des spectres et de comparer deux spectres issus du même échantillon, mais mesurés à plusieurs jours d'intervalle et par le même bolomètre mais refroidis par deux cryostats différents. On prendra, par exemple, le spectre en transmission du filtre passe-bande mesuré à 11 mois d'intervalle, l'un via le cryostat Diabolo et l'autre via le cryostat dédié à l'interféromètre (cf. figure II.1.16).

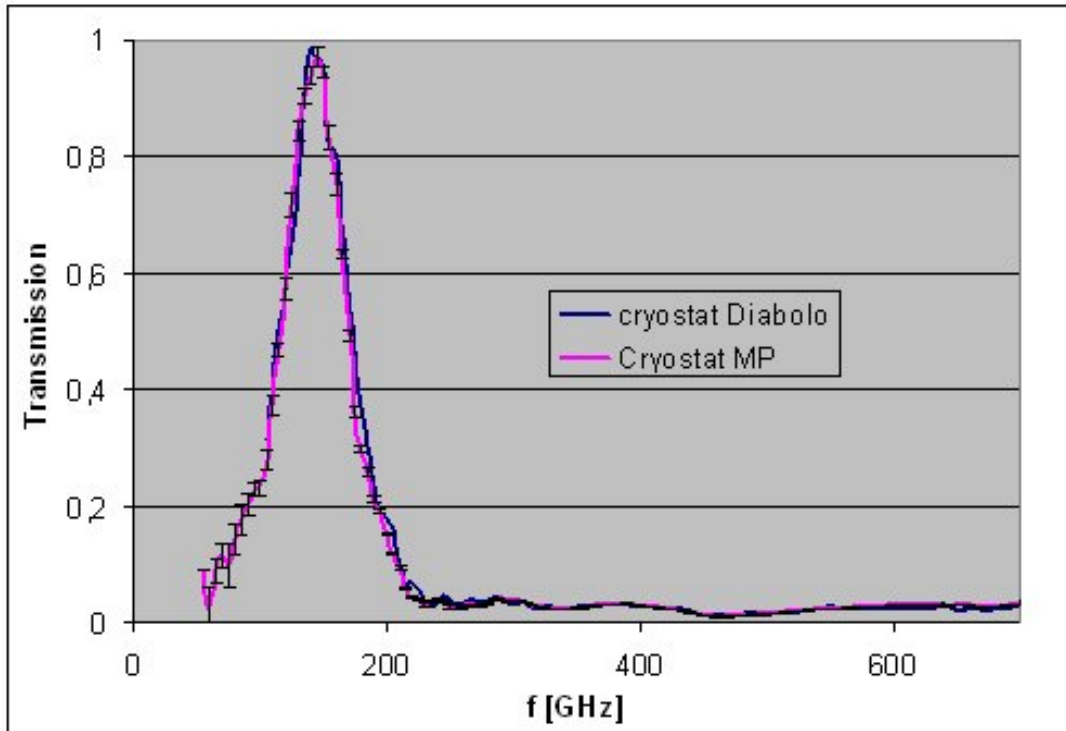


Figure II.1.16 Comparaison de deux spectres en transmission du même filtre passe-bande, mais pris à 11 mois d'intervalle et en utilisant deux cryostats différents.

Hormis le fait que le cryostat Diabolo coupe le signal en dessous de 100 GHz et le cryostat Martin Puplett le coupe à 50 GHz, aux barres d'erreurs statistiques près, les deux spectres sont rigoureusement reproductibles.

Par extrapolation, on en conclut que le signal émis par l'interféromètre puis collecté par le bolomètre est stable dans le temps et ne dépend pas du choix du cryostat utilisé.

6. Mesures et analyses des polariseurs de l'IMP

Ces mesures sont nécessaires pour connaître l'efficacité totale de l'interféromètre. En effet, dans ce sous-chapitre, nous allons chercher à caractériser les deux propriétés d'un polariseur, à savoir sa réponse spectrale en transmission et son pouvoir de transmission en fonction de l'angle de la lumière polarisée incidente.

Au chapitre I.2.2.3, nous avons vu que deux versions du polariseur tournant ont été réalisées. La première version du polariseur était constituée avec des fils d'inox et la seconde avec des fils en tungstène dorés afin de mieux limiter l'absorption de l'onde dans les fils. Par conséquent, comme le polariseur en inox de la première version n'est plus utilisé par l'instrument, il est possible de le caractériser via l'IMP. Nous avons mesuré sa transmission à température ambiante, en utilisant le cryostat MP et pour différentes orientations de ce polariseur par rapport à la lumière polarisée issues de l'IMP.

6.1. Réponse spectrale en transmission du polariseur

La figure II.I.17 montre la mesure en transmission de ce polariseur pour 5 différentes orientations de celui-ci par rapport à la lumière polarisée issues de l'IMP. Une simulation sur le logiciel CZT de la transmission de ce polariseur éclairé par une lumière polarisée perpendiculairement aux fils est superposée aux courbes mesurées ci-dessous.

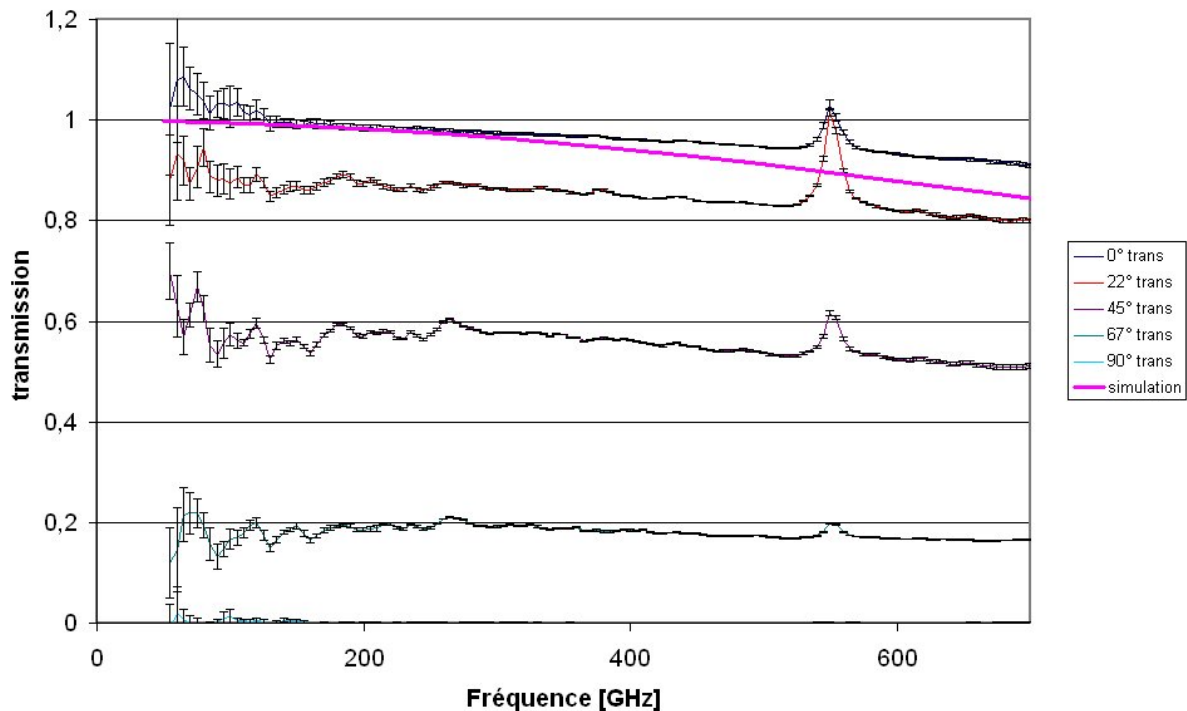


Figure II.1.17 Réponse spectrale en transmission d'un polariseur de l'IMP pour différentes orientations de celui-ci par rapport au faisceau polarisé de sortie de l'interféromètre. La courbe rose du haut est une simulation sur CZT de ce polariseur pour une polarisation perpendiculaire aux fils.

Le pic à 550 GHz n'est pas lié à la réponse du polariseur, mais est la conséquence d'une variation de la concentration en vapeur d'eau le long du chemin optique lors des mesures. En effet, au moment de la mesure de la référence, l'enceinte de l'IMP renfermait

malheureusement de la vapeur d'eau. Ensuite, lors des mesures suivantes, l'azote, accumulée par la vaporisation de la source froide, remplace au fur et à mesure cette vapeur d'eau, ce qui diminue progressivement sa concentration. Comme le spectre en transmission est le rapport entre le spectre mesuré avec le polariseur et celui de référence, pris à des concentrations en vapeur d'eau différentes, alors un pic apparaît aux fréquences où la vapeur d'eau absorbe.

A haute fréquence, la transmission diminue, conformément aux mesures publiées chez [Brand,03] et devient nulle à 3040 GHz. La simulation sur CZT a été réalisée sur un motif du polariseur (un fil de section carrée avec du vide autour représentant la zone entre deux fils) de résistivité $1,45 \cdot 10^6$ S/m et en ajoutant une condition de périodicité. Si on considère un fil métallique parfait, alors la réponse en transmission simulée devient quasi-constante jusqu'à 400 GHz, puis chute rapidement pour revenir au même niveau vers les 600 GHz que la simulation avec des fils en inox. Le décalage de transmission vers les hautes fréquences reste encore difficile à expliquer. La fiabilité des simulations diminuant vers les hautes fréquences (besoin de maillage plus petit) peut-être à l'origine des différences entre le spectre mesuré et simulé.

Une simulation, aussi sur CZT, du polariseur, mais avec une polarisation incidente parallèle aux fils, est montrée sur la figure II.I.18.

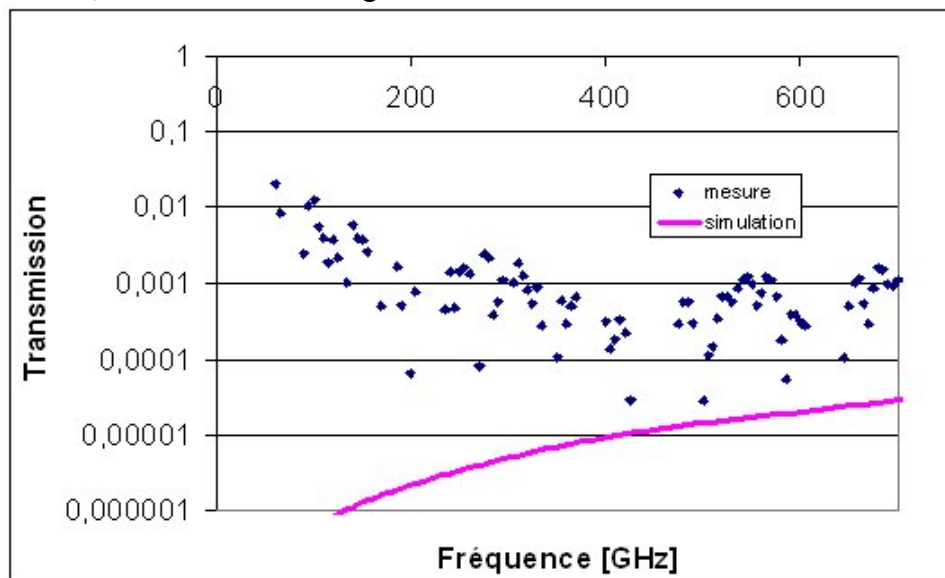


Figure II.I.18 Réponse spectrale mesurée et simulée en transmission d'un polariseur de l'IMP pour une polarisation parallèle aux fils.

Cette figure montre que le polariseur est opaque dans la bande spectrale étudiée et lorsque la polarisation de l'onde incidente est parallèle aux fils. Le facteur 10 entre la mesure et la simulation provient sûrement d'un décalage angulaire entre la valeur théorique et réelle lors du positionnement du polariseur.

6.2. Influence de la rotation du polariseur devant une lumière polarisée

La figure suivante récapitule la transmission totale pour différentes orientations du polariseur superposée à la réponse simulée attendue.

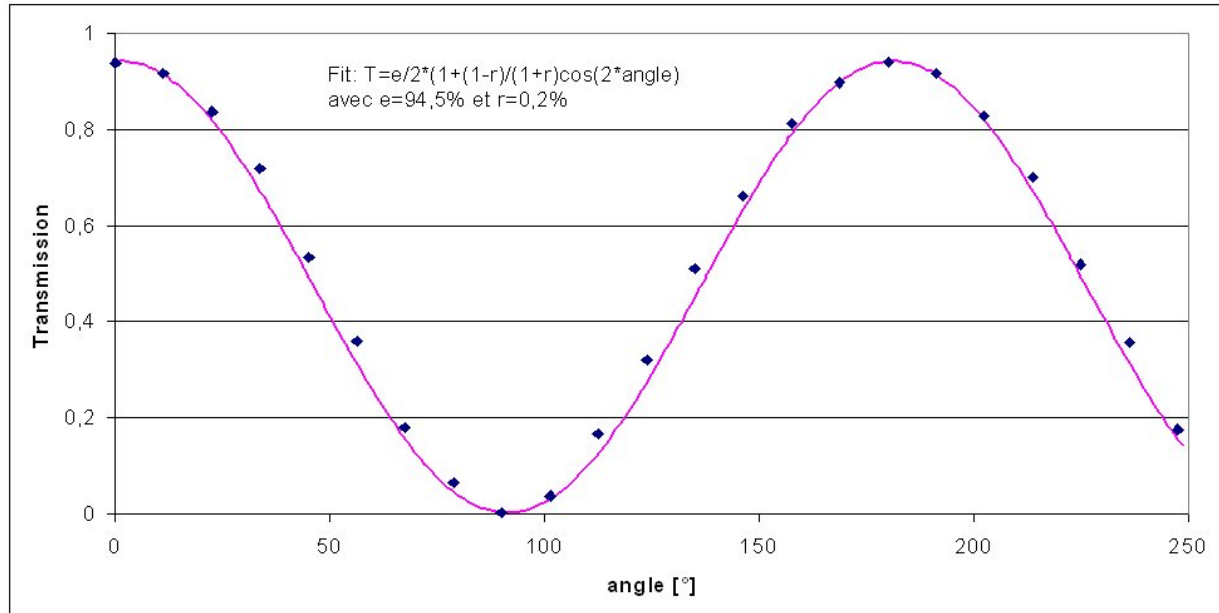


Figure II.1.19 Réponse en transmission d'un polariseur de l'IMP pour différentes orientations de celui-ci par rapport à la lumière polarisée incidente.

Un polariseur est caractérisé par son efficacité η et par une perte ε de lumière polarisée. La mesure m d'une lumière polarisée transmise par ce polariseur, d'intensité incidente I_0 et faisant un angle φ par rapport aux fils est alors décrite par l'équation suivante :

$$m = \frac{\eta I_0}{2} \left(1 + \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \cos(2\varphi) \right) \quad (\text{II.1.7})$$

Si $\varphi=0$, alors la transmission est maximale et si $\varphi=90^\circ$, elle est minimale. Un ajustement de la courbe mesurée (cf. figure II.1.19) avec l'équation II.1.7 montre que ce polariseur a une transmission de 94,5 % et laisse passer seulement 0,2 % de la lumière lorsque la polarisation incidente est parallèle aux fils.

Conclusion :

Ce polariseur étant quasi-opaque pour une polarisation parallèle aux fils, l'interféromètre module très bien la lumière entre la source chaude et la source froide.

Dans l'IMP, la lumière traverse 3 polariseurs. Par conséquent, la perte cumulée du signal modulé par ces polariseurs est de 15 %. Cependant, deux de ces polariseurs ont été dorés. Ils sont donc plus conducteurs que celui étudié précédemment. Cela implique que l'instrument transmet mieux que 85 % du signal démodulé.

Chapitre 2: Etudes de divers échantillons et avancement de la caméra bolométrique

Ce chapitre consiste, dans un premier temps, à analyser divers échantillons. Ces analyses sont basées sur des mesures effectuées à l'interféromètre de Martin Puplett et sur des simulations, afin d'affiner au mieux la caractérisation de la future caméra bolométrique. Une description de cette caméra et de son état d'avancement au niveau de sa réalisation sera abordée par la suite.

1. Influence de la taille de l'étendue du faisceau

Pour montrer l'influence de la taille de l'étendue du faisceau, nous avons fait deux mesures à l'IMP : l'une en plaçant un diaphragme de 30 mm de diamètre devant l'entrée du cryostat, et l'autre avec un diaphragme de 20 mm. Les spectres mesurés respectifs, incluant la transmission de tout l'instrument, l'absorption du bolomètre et la taille de l'étendue du faisceau, sont présentés à gauche de la figure II.2.1. A droite, c'est le rapport de ces deux spectres montrant ainsi l'influence de la taille du diaphragme.

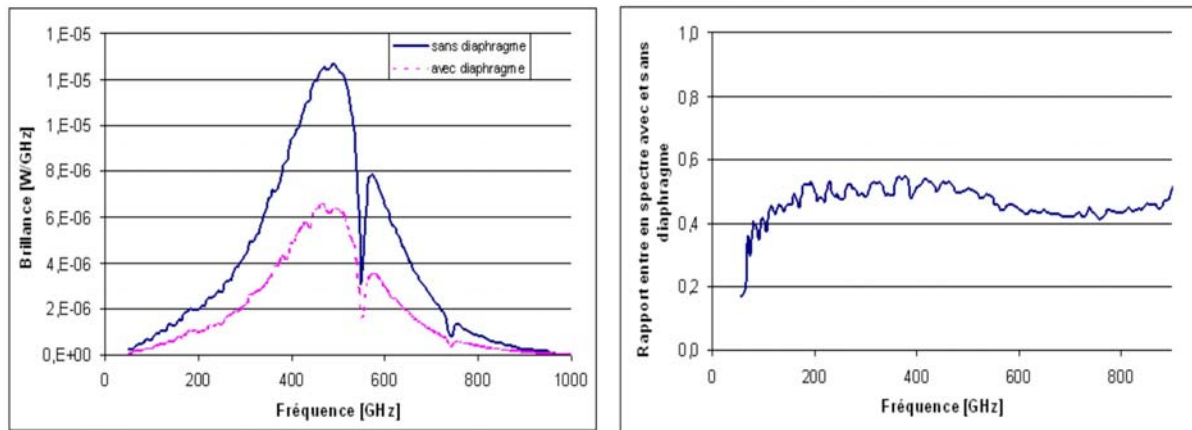


Figure II.2.1 A gauche, spectre obtenu à l'IMP en plaçant un diaphragme de 30 mm de diamètre (courbe du haut en bleu) puis un diaphragme de 20 mm de diamètre (courbe du bas en rose). Le rapport de ces deux spectres se situe sur la figure de droite.

Le rapport des surfaces entre les deux diaphragmes, correspondant aussi au rapport des étendues du faisceau, est de 2,2. Ce rapport est le même que celui de la puissance issue des deux spectres mesurés par le bolomètre de la figure II.2.1. On retrouve une partie des équations théoriques du I.2.18 qui affirme que la puissance mesurée est proportionnelle à

l'étendue du faisceau.

De plus, la présence d'un diaphragme limite l'étendue du faisceau, donc la transmission des basses fréquences. Au ch.I.2.2.1, nous avons vu que l'angle solide Ω du faisceau à l'entrée du cryostat était de 2,5 mSr et que la limite basse fréquence f_{\min} était définie par $S\Omega = \left(\frac{c}{f_{\min}}\right)^2$, où S est la surface du diaphragme et c est la vitesse de la lumière.

On en déduit l'équation suivante :

$$f_{\min} = \frac{c}{d_d \sqrt{\pi\Omega}} \quad (\text{II.2.1})$$

où d_d est le diamètre du diaphragme. Pour un diaphragme de 20 mm de diamètre, la coupure est à 114 GHz. La figure II.2.1 de droite nous confirme que le signal chute aux basses fréquences en dessous de 114 GHz. La redescente vers les hautes fréquences reste encore difficile à interpréter.

2. Analyse des lentilles

L'opacité des lentilles, en polyéthylène haute densité (PHD), dans les longueurs d'onde millimétrique est faible mais non négligeable. La caméra bolométrique comporte deux lentilles d'une épaisseur cumulée de 25 mm (cf. ch.II.3.2). Afin de caractériser précisément cette caméra, nous avons mesurer la réponse spectrale de ces lentilles, plus exactement, la réponse en transmission du matériau. Les mesures ont été réalisées sur un échantillon de polyéthylène PHD aux faces parallèles et d'épaisseur $6,0 \pm 0,05$ mm, usiné sur le même bloc que celui des lentilles.

De plus, sachant que le laboratoire d'hyperfréquence et de caractérisation (LAHC) localisé à Chambéry possède un spectromètre térahertz dans le domaine temporel, ils ont pu nous mesurer l'indice de réfraction de cet échantillon dans la gamme 200 – 1500 GHz. L'indice reste constant à 1 ‰ près dans cette gamme et vaut 1,537. Le principe de leur spectromètre est basé sur la génération d'une impulsion électromagnétique ultracourte (femtoseconde) qui traverse un échantillon. Une comparaison entre l'impulsion échantillonnée générée et transmise permet de connaître d'une part l'indice de réfraction et d'autre part la transmission de l'échantillon.

Pour vérifier cet indice, nous avons placé l'échantillon de polyéthylène dans un des bras de l'IMP. Le champ électrique qui traverse cet échantillon subit un retard proportionnel à son épaisseur et à son indice relatif par rapport au faisceau présent dans l'autre bras. Ce retard provoque un déplacement Δd du centre de l'interférogramme par rapport à la position d'équilibre des miroirs de 6,42 mm (cf. figure II.2.2).

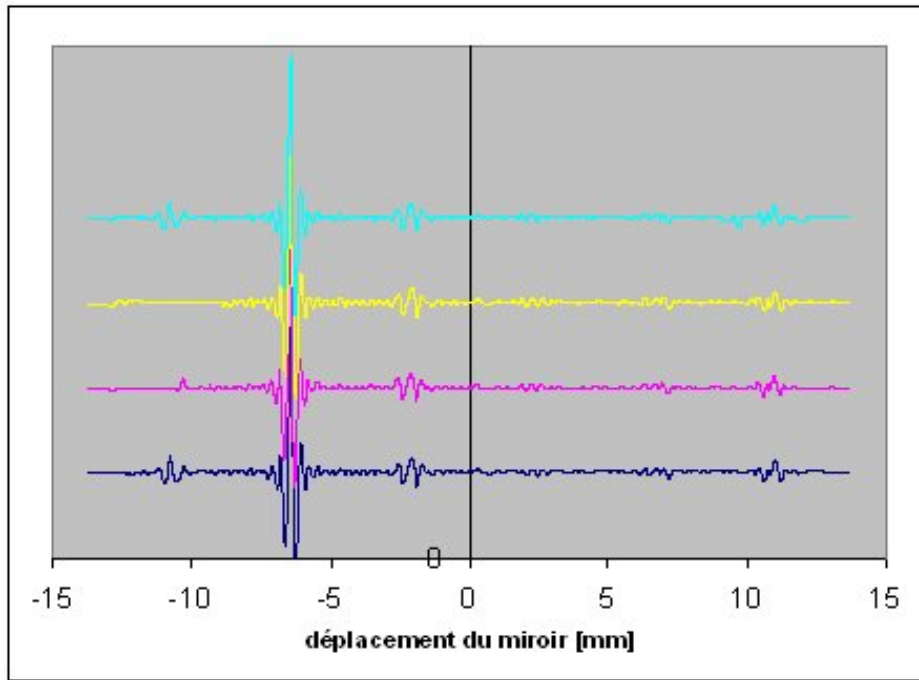


Figure II.2.2 Superposition de quatre interférogrammes obtenus en plaçant un bloc de polyéthylène aux faces parallèles et d'épaisseur $6,0 \pm 0,05$ mm, dans un des deux bras de l'IMP. Cela entraîne un décalage du centre de l'interférogramme de 6,42 mm.

Connaissant ce retard Δd et l'épaisseur e de l'échantillon, on en déduit l'indice n moyenné sur la gamme spectrale mesurée défini par :

$$n = \frac{\Delta d}{2e} + 1 \quad (\text{II.2.2})$$

$$n = 1,535 \pm 0.005$$

Le facteur un-demi vient du fait que la lumière traverse deux fois l'échantillon. L'indice mesuré au LAHC à Chambéry est ainsi retrouvé.

Lorsque l'indice n varie, le déphasage relatif, entre celui engendré par la position du miroir d et par l'échantillon Δd , varie proportionnellement car :

$$d - \Delta d = (n - 1)2e \quad (\text{II.2.3})$$

On pose ε , l'écart relatif entre le déphasage Δd et le déphasage moyen Δd_0 obtenu au centre de l'interférogramme:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\Delta d}{\Delta d_0} \quad (\text{II.2.4})$$

L'analyse sur l'interférogramme décalé de Δd_0 met directement en valeur les variations relatives ε de l'indice spectral. On a ainsi un interférogramme centré où les variations de part et d'autre du centre sont d'autant plus déformées que l'indice varie. La transformée de Fourier de cet interférogramme nous donne un spectre complexe F défini par :

$$F = \frac{T}{2} \cdot \exp\left(-i2\pi c \frac{\Delta d_0 \varepsilon}{\lambda}\right) \quad (\text{II.2.5})$$

où T est la transmission spectrale de l'échantillon, c la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde. L'introduction d'une variation de l'indice spectral provoque un déphasage sur le spectre final.

Dans le cas de la lentille en PHD, nous savons que la variation de l'indice entre 100 et 1000 GHz est de 1 %. Ceci provoque un déphasage dans cette gamme de fréquences de 1 %. D'où une variation du spectre en transmission de 1 %. Or, la résolution des spectres obtenus à l'IMP est aussi de 1 %. On ne pourra donc malheureusement pas observer ce phénomène. On peut conclure que pour mettre en évidence des variations de l'indice spectral, il faut qu'elles soient supérieures au un pour mille.

A partir de l'indice moyen mesuré du polyéthylène, on peut simuler sa transmission et ainsi la comparer avec les mesures prises à l'IMP (cf. figure II.2.3).

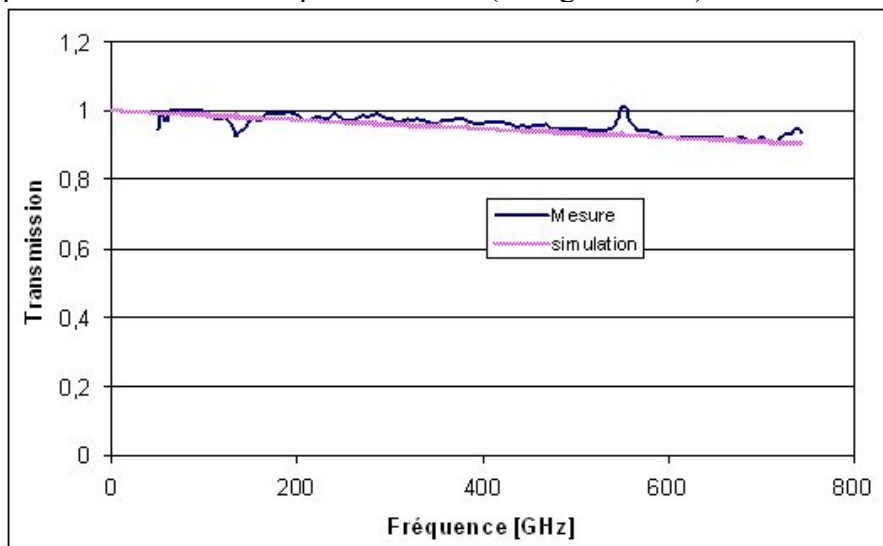


Figure II.2.3 Comparaison entre la réponse spectrale d'un bloc de PHD de 12 mm d'épaisseur mesurée à l'IMP (courbe bleue) et celle simulée (courbe en rose).

L'équation de la réponse en transmission T du polyéthylène est définie par :

$$T = \exp\left(\frac{-e2\pi.n.m.f}{c}\right) \quad (\text{II.2.6})$$

où e est l'épaisseur de 12 mm, n l'indice de 1,535, m la tangente de l'angle de perte diélectrique de $3,5 \cdot 10^{-4}$ [Lamb,96] et f la fréquence.

Les deux réponses, simulée et mesurée, restent comparables hormis des écarts localisés aux pics d'absorption de la vapeur d'eau. Ceci montre indirectement qu'il y a eu une variation de la concentration en eau entre la mesure du spectre de référence sans échantillon et celle avec l'échantillon.

3. Analyse de filtres

3.1. Filtres passe-bas et passe-hauts

Ces filtres, en palladium, présentent des motifs de dimension comparable à celle de la longueur d'onde. Selon le type du motif, on peut réaliser des filtres inductifs ou capacitifs (voir [Timusk,81] et [Whitbourn,85]). Les filtres inductifs correspondent à une grille métallique (cf. figure II.2.4 à gauche) et constituent des filtres passe-haut. Ces filtres présentent une coupure douce et laissent malheureusement passer certaines hautes fréquences. Afin de réaliser des filtres passe-bas avec une coupure plus raide et qui coupent tout le signal aux fréquences supérieures, il suffit d'intercaler un ou deux filtres de motif légèrement différent, les uns à la suite des autres à des distances calculées par simulation.

Le complémentaire de ce filtre (cf. figure II.2.4 à droite) correspond à un filtre capacitif et est un passe-bas. De même que pour les filtres inductifs, il est nécessaire de placer plusieurs filtres à la suite afin d'améliorer l'efficacité de la transmission.

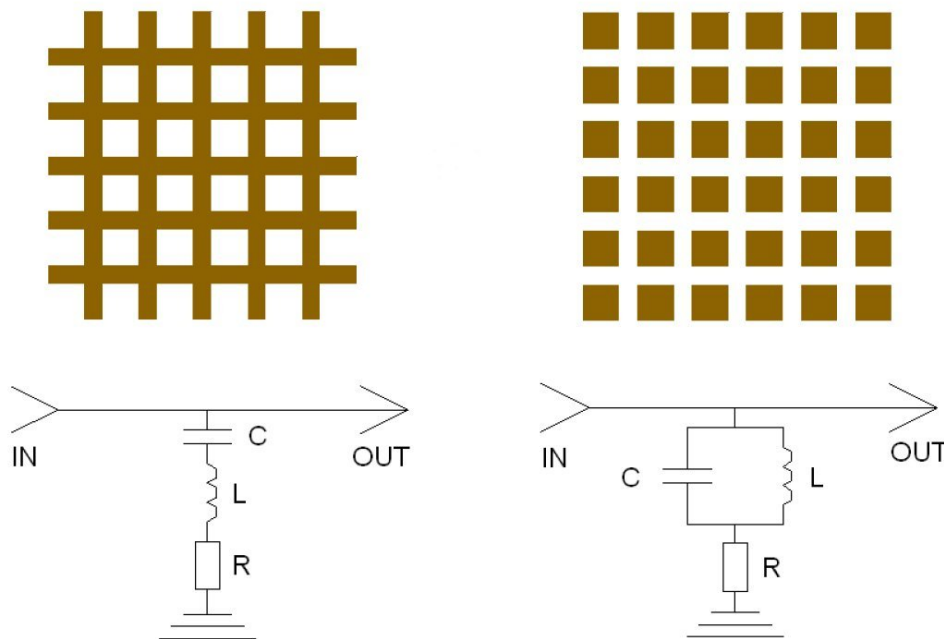


Figure II.2.4 Schéma d'un filtre inductif passe-haut avec son analogie électrique (à gauche) et d'un filtre capacitif passe-bas (à droite).

La figure suivante montre un exemple de réponse en transmission mesurée à l'IMP de deux filtres parmi l'ensemble des filtres déjà réalisés pour les cryostats optiques précédents (Diabolo par exemple). Cela permet d'une part d'avoir maintenant une caractérisation expérimentale et non plus seulement qu'une caractérisation simulée des filtres utilisés et d'autre part de définir les besoins en filtre pour la nouvelle caméra bolométrique.

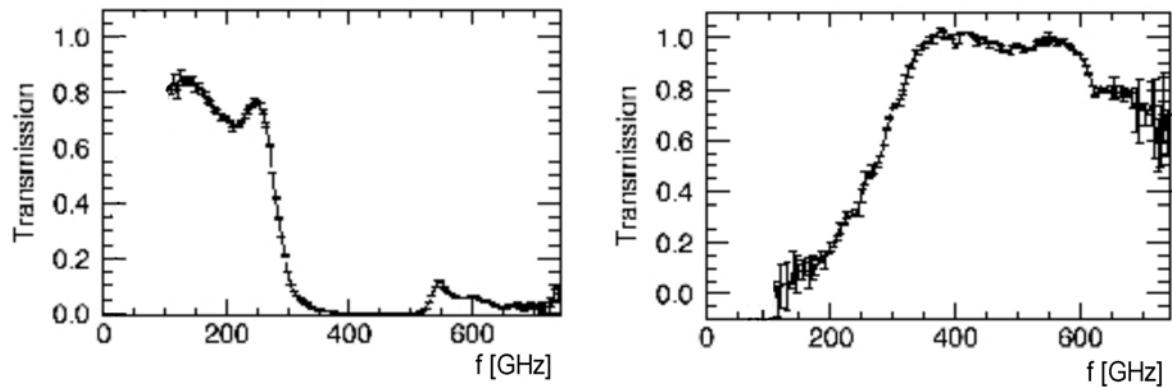


Figure II.2.5 Mesure à l'IMP de la réponse spectrale en transmission d'un filtre passe-bas coupant le signal à 300 GHz (à gauche) et d'un filtre passe-haut le coupant à 350 GHz (à droite).

Ces filtres ont été mesurés avec le cryostat Diabolo ce qui explique l'absence de données en dessous de 100 GHz (petite ouverture optique de ce cryostat) et un bruit statistique plus important au dessus de 600 GHz (faible signal optique au dessus de 600 GHz, fréquence qui correspond à la coupure des filtres passe-bas présents dans ce cryostat).

3.2. Filtres passe-bandes et coupe-bandes

En combinant le motif des deux filtres vus dans le paragraphe précédent, il est possible d'obtenir des filtres coupe-bandes et passe-bandes.

Nos filtres passe-bandes sont composés de 10 μm de cuivre gravés par méthode électrolytique et recouverts d'une fine couche de palladium. Leurs motifs sont en forme de croix (exemple de nos deux filtres passe-bandes, dont l'un a sa longueur d'onde centré autour de 2 mm (150 GHz) et l'autre autour de 1 mm (300 GHz) sur la figure II.2.6).

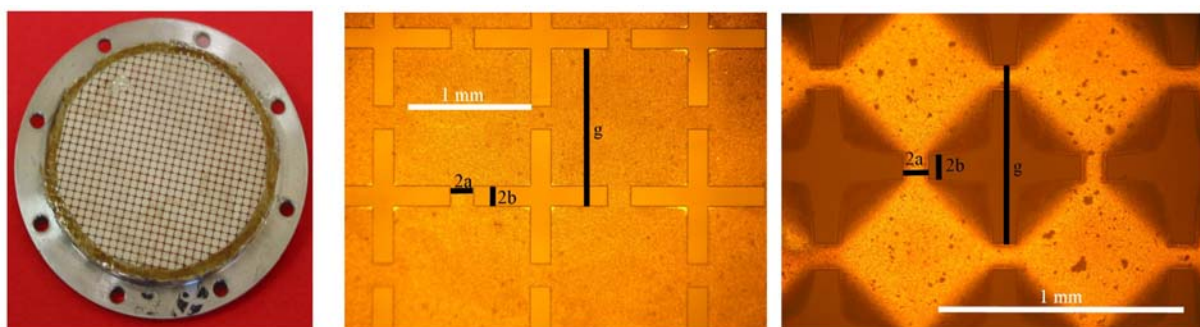


Figure II.2.6 Photo d'un filtre passe-bande de 5 cm de diamètre centré autour de 150 GHz et utilisé pour le cryostat Diabolo (à gauche) avec, au centre, son image au microscope optique ($\times 50$: $a=90 \mu\text{m}$, $b=80 \mu\text{m}$, $g=1270 \mu\text{m}$). Sur la droite, photo du filtre passe-bande 1 mm prise au microscope optique ($\times 50$: $a=52 \mu\text{m}$, $b=52 \mu\text{m}$, $g=730 \mu\text{m}$).

La figure II.2.7 confronte la mesure de la réponse en transmission du filtre 2 mm acquise à l'IMP avec la réponse simulée sur le logiciel HFSS (logiciel de simulation par la méthode des éléments finis) et sur le logiciel CST microwave (logiciel de simulation par la méthode temporelle).

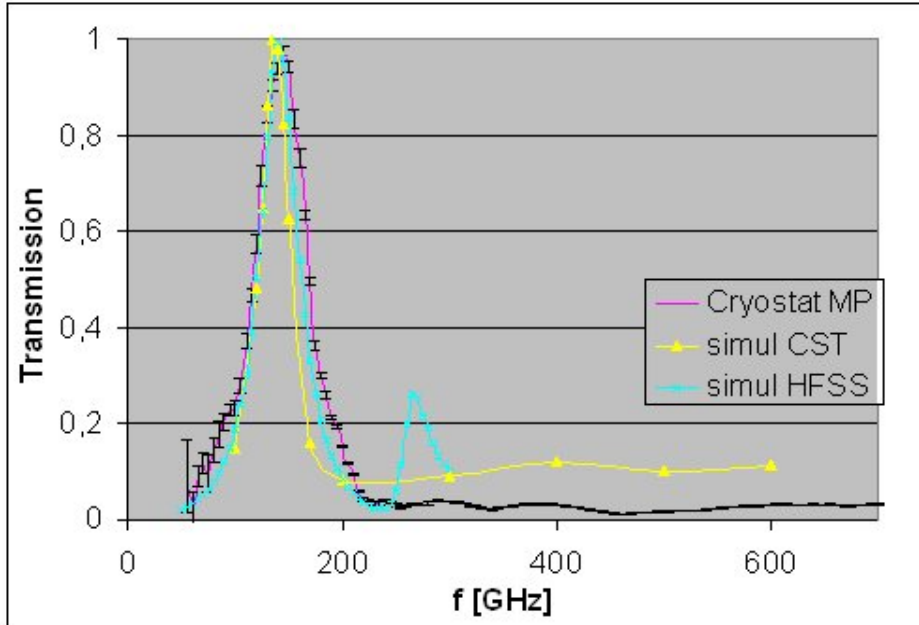


Figure II.2.7 Transmission du filtre passe bande 2 mm utilisé pour le cryostat Diabolo, mesurée à l'IMP via le cryostat Martin Puplett (en rose avec ses barres d'erreurs statistiques en noir), simulée avec le logiciel CST Microwave (en jaune) et avec le logiciel HFSS (en bleu).

Les résultats simulés présentent une largeur de la bande passante plus étroite que celle mesurée à l'IMP. Cela s'explique par la résolution de la réponse spectrale mesurée expérimentalement qui est limitée ici à 10 GHz. Si on convolue la transmission simulée par une gaussienne de largeur 20 GHz (le double de la précision du spectre expérimental), alors on élargit la largeur du pic simulé et on retrouve celle provenant de la transmission mesurée.

Le simulateur HFSS, comme celui de CST, prédit bien les résultats mesurés en dessous de 250 GHz, mais à la différence de CST, il devient contradictoire au dessus de cette fréquence (cf. figure II.2.7).

La méthode analytique est définie à partir de trois paramètres (cf. figure II.2.6) :

- a, la distance entre deux coupures.
- b, la demi-épaisseur de la coupure.
- g, le pas entre les motifs.

Si on utilise cette méthode (détaillée dans [Möller,02] et [Biber,05]), on trouve pour nos deux filtres passe-bandes un décalage de 10 % du centre du pic de transmission vers les

basses fréquences et un élargissement d'un facteur deux de la largeur de la bande passante. La méthode analytique est donc trop restrictive au niveau des hypothèses (taille non négligeable de l'épaisseur du film par exemple) pour pouvoir l'appliquer dans notre cas.

En ce qui concerne les futurs filtres de la caméra bolométrique, on peut conclure que nous pouvons faire confiance à la simulation de la réponse des filtres donnée par le logiciel CST, surtout dans le domaine des basses fréquences (< 200 GHz). Il sera donc possible de prévoir des filtres plus spécifiques à nos demandes par la suite.

A noter que le complémentaire de ce filtre, dit filtre capacitif, aura une transmission d'un filtre coupe-bande.

4. Matrice de bolomètre

Dans le cadre de la collaboration DCMB (Développement Concerté de Matrice de Bolomètres) qui est un regroupement de plusieurs laboratoires français intéressés dans la conception, la fabrication et l'utilisation de matrices de bolomètres pour la mesure du rayonnement cosmique micro-onde, nous développons en parallèle deux types de matrices : une matrice contenant 23 pixels et une autre de 204 pixels. La matrice 23 pixels est couplée avec un cône droit sur chacun de ses pixels et est dédiée à une expérience ballon, appelée Olimpo. La matrice 204 pixels, contrairement à l'autre, possède des antennes sensibles à la polarisation de la lumière collectées. Elle est dédiée à la caméra bolométrique. Une autre matrice (187 pixels) constituait la première version de la matrice 204 pixels (les mesures effectuées sur cette matrice ne seront pas présentées ici car elles n'apportent aucune information supplémentaire sur les nouvelles données prises avec la matrice 204 pixels).

4.1. Matrice 204 pixels

4.1.1. Procédé de fabrication

Le procédé de fabrication est mis en place dans les installations MINERVE (Microsystèmes Imageries Nanosciences Enseignement Recherche Valorisation Entreprises) à l'IEF (Institut d'Electronique Fondamentale), Paris. Tout d'abord, la membrane en nitrure de silicium, comme la couche de passivation, est déposée par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) sur un wafer de deux pouces. Ensuite, par une succession de lithographie, on dépose les dissipateurs, les antennes, les thermomètres, les pistes et les plots de contact électrique. Enfin, sur la face arrière du wafer, une gravure profonde est réalisée afin de libérer les membranes et donc d'isoler les thermomètres (cf. figure II.2.8) [Ukibe,06].

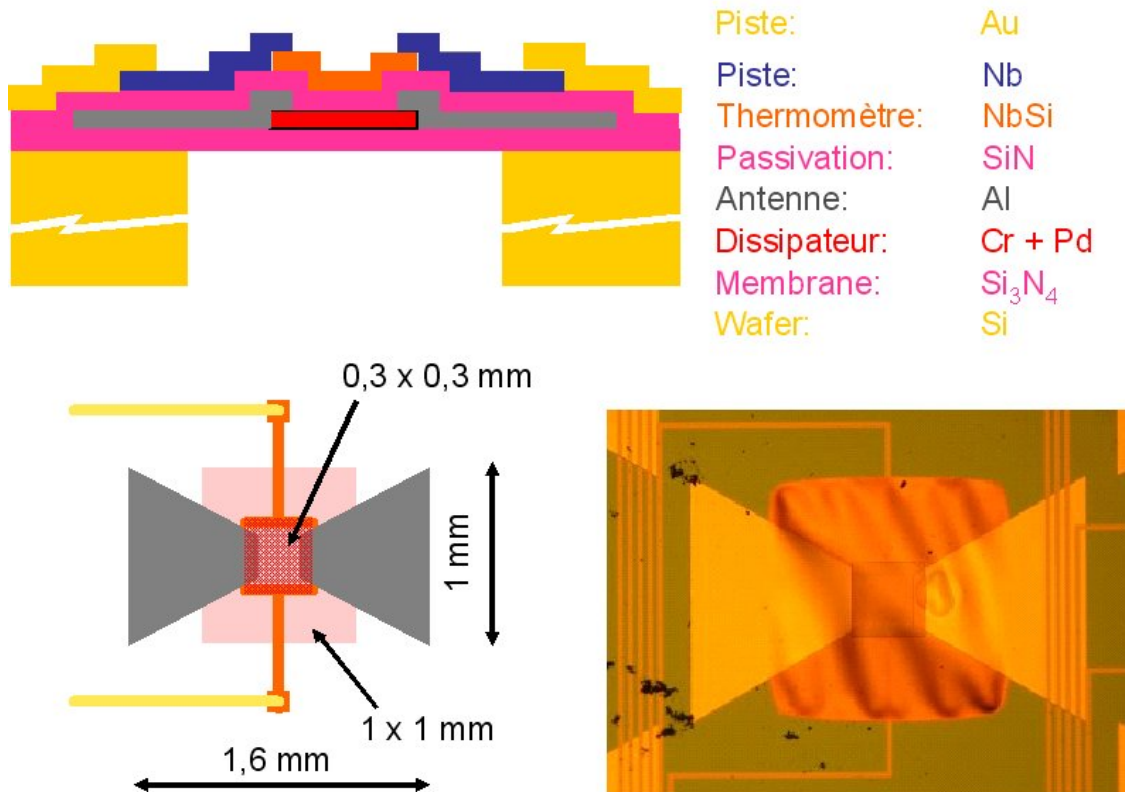


Figure II.2.8 Composition d'un pixel de la matrice 204 pixels. En haut, une coupe du pixel montrant la superposition des couches, en bas à gauche, une vue de dessus et en bas à droite, une photo sous microscope optique du pixel.

L'optimisation de la composition du NbSi constituant le thermomètre a fait l'objet d'une étude antérieure et est détaillée dans [Camus,00] et [Leclercq,04].

Le choix d'une antenne plane de forme 'bow-tie' et de placer le thermomètre en son centre viennent du fait que plusieurs bolomètres existent et fonctionnent déjà avec cette forme de motif, mais à d'autres longueurs d'onde [Savry,01] et [Gonzalez et Boreman,05].

Le pas entre les pixels, est dicté par les critères d'échantillonnage de l'image au niveau du plan focal de la caméra bolométrique. Le critère de Shannon impose une distance d minimale entre les pixels de :

$$d = \frac{1}{2} f \lambda \quad (\text{II.2.7})$$

où f est la focale de la caméra bolométrique et λ la longueur d'onde.

Nous avons choisi $d = 2$ mm pour une ouverture optique $f/2$ et une longueur d'onde de 2 mm. La disposition des pixels est triangulaire pour obtenir un échantillonnage uniforme dans toutes les directions spatiales (cf. figure II.2.9).

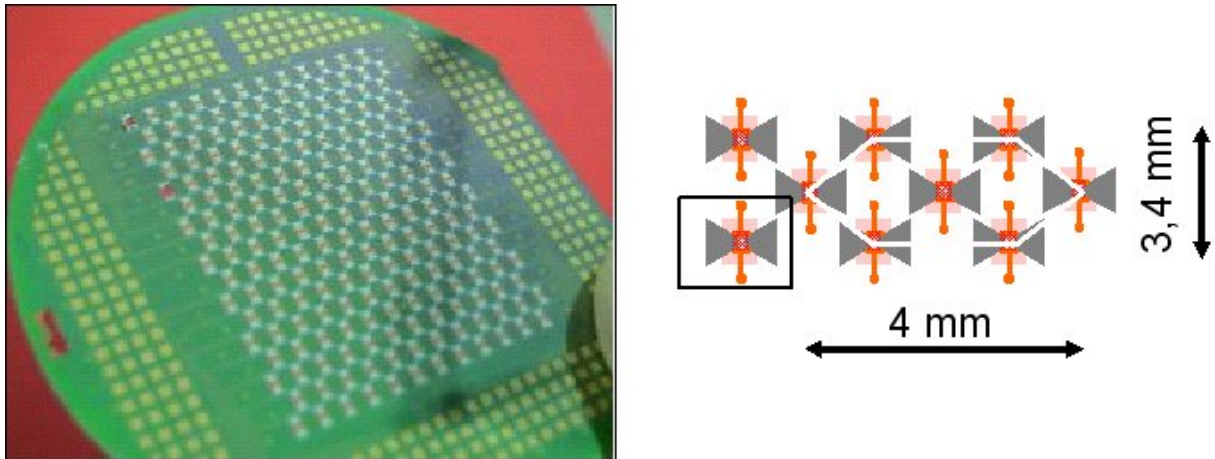


Figure II.2.9 Photo de la matrice à antennes 204 pixels sur un wafer 2 pouces avec ses plots en or (à gauche) de contact électrique à l'extérieur reliant un pixel (le thermomètre) et le boîtier de connexion. A droite, un schéma montre la disposition de ses pixels en triangle afin que chaque pixel soit équidistant de ses voisins.

4.1.2. Réponse électrique

Actuellement, nous ne disposons que d'une seule matrice complète, numéroté 006. Par conséquent, tous les résultats suivants seront pris à partir de cette matrice.

Une analyse électrique de cette matrice a été réalisée sur un autre cryostat disponible au laboratoire, appelé cryostat orange. La conséquence de cette expérience nous montre que sur les dix pixels mesurés, ils suivent tous la même loi de la résistance du thermomètre en fonction de sa puissance électrique. Ils sont tous homogènes à 6 % près. De cette analyse, on déduit leur conductance thermique de 2,2 nW/K, leur sensibilité de $6 \cdot 10^7$ V/W et un bruit électrique équivalent en puissance de $4 \cdot 10^{-16}$ W/Hz^{1/2} [Hoffmann,06]. Ces résultats sont compatibles avec nos attentes.

4.1.3. Réponse spectrale

L'analyse sur cette matrice de bolomètre étant très complexe (présence de nombreux éléments pouvant perturber le signal), il n'est pas possible d'interpréter directement la réponse spectrale en absorption d'une telle matrice. Par conséquent, nous allons d'abord étudier la réponse d'un wafer seul (support de la matrice de bolomètres), puis l'influence de la présence des cavités, suivie des antennes pour terminer sur la matrice complète.

Réponse sur un wafer seul :

Dans cette expérience, on place un wafer brut dans le faisceau entre l'IMP et le cryostat Diabolo. Cela permet de caractériser optiquement la réponse en transmission du wafer à 300K. Après avoir fait le rapport entre le spectre sans échantillon, dit de référence, et le spectre avec échantillon, on obtient directement la réponse en transmission liée à l'échantillon, à savoir ici le wafer (cf. figure II.2.10).

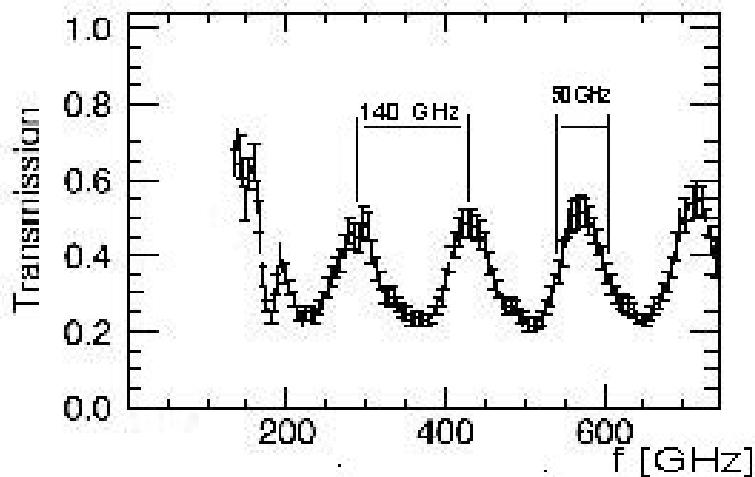


Figure II.2.10 Réponse en transmission à 300K d'un wafer de silicium brut. L'oscillation de période 140 GHz et de largeur à mi-hauteur de 50 GHz résulte de l'effet Fabry-Perot.

Les oscillations périodiques sur la réponse en transmission du wafer aux faces parallèles proviennent d'un effet Fabry-Perot que l'onde acquiert en le traversant (cf. ch.I.2.7.6).

Dans notre cas, avec une épaisseur de 300 μm , un indice optique de 3,45 et d'après l'équation I.2.27, la période des oscillations est de 144 GHz avec une largeur des pics à mi-hauteur de 55 GHz. A la résolution près de la mesure, soit de 5 GHz, on retrouve la courbe expérimentale de la figure II.2.10.

Réponse sur un wafer avec les membranes ouvertes

Dans un second temps, nous avons caractérisé le même wafer qu'étudié précédemment, mais avec une étape en plus dans la fabrication de la matrice finale : celle d'ouvrir les membranes (cf. figure II.2.11).

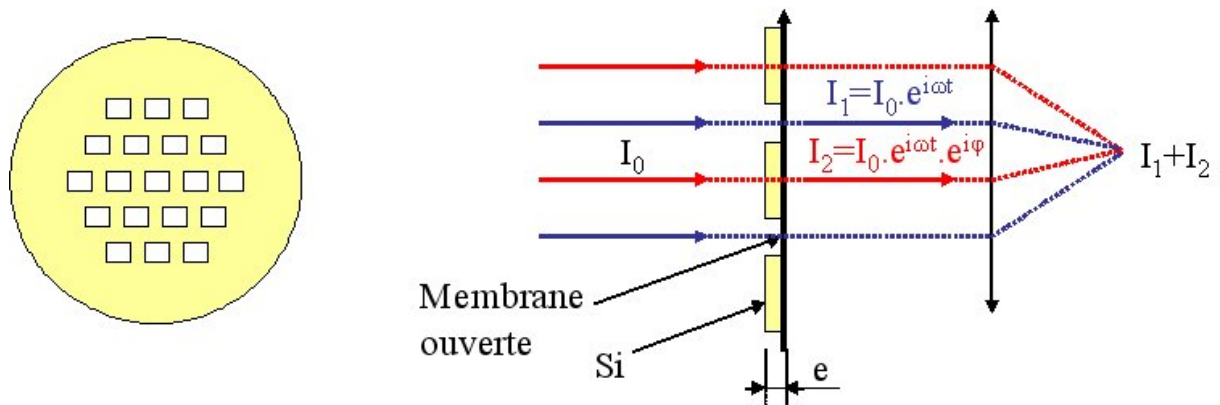


Figure II.2.11 Sur la gauche, vue de dessus d'un wafer de deux pouces de diamètre à membranes ouvertes. Sur la droite, une vue en coupe de ce wafer montre l'origine des interférences entre les faisceaux qui traversent le silicium (en rouge) et ceux qui passent par la membrane ouverte (en bleu). Une lentille placée derrière ce wafer permet de converger l'ensemble de ces faisceaux sur le bolomètre.

La figure II.2.12 montre la réponse en transmission mesurée à l'IMP de ce wafer superposée à une réponse simulée.

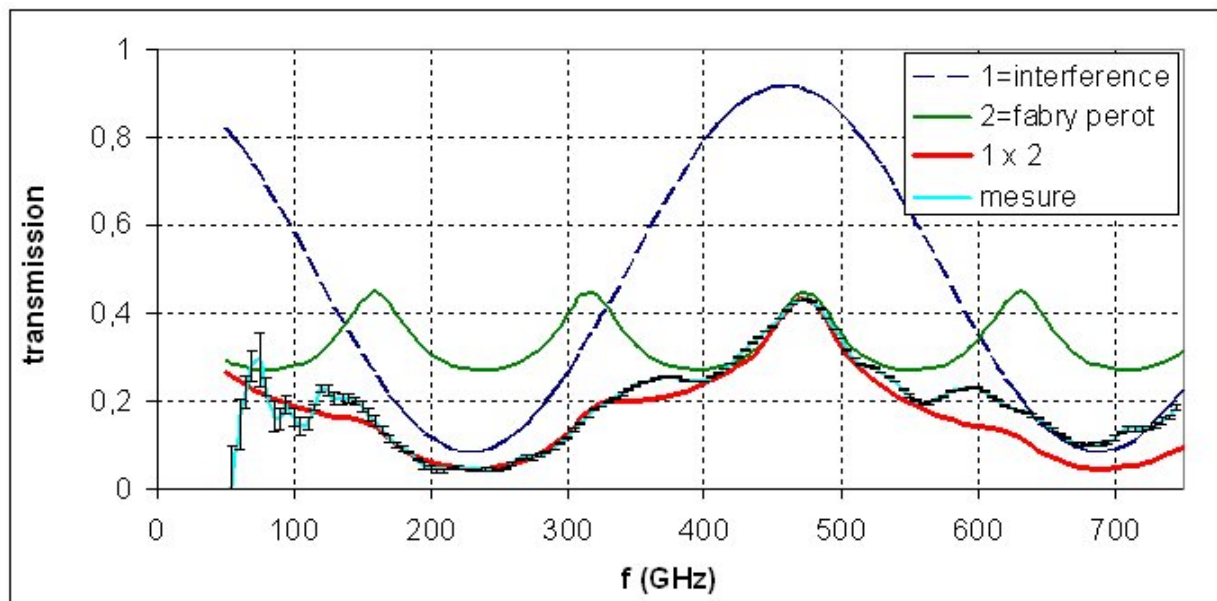


Figure II.2.12 Réponse en transmission du wafer avec membranes ouvertes mesurée à l'IMP (en bleu claire avec ses barres d'erreurs statistiques en noir). En rouge épais, la réponse simulée résultant du produit de deux effets simulés : un effet Fabry-Pérot (en vert) et un effet d'interférence (en bleu foncé pointillé).

Dans cette expérience, le wafer est éclairé sur une surface de 4 cm de côté. Le signal transmis par ce wafer (courbe rouge de la figure II.2.12) résulte de la contribution de deux

effets :

- Un effet d'interférence du signal (courbe bleu foncée)
- Un effet Fabry-Pérot (courbe verte pointillée)

Interférence du signal

On prend comme référence de phase l'onde I_1 (cf. figure II.2.11) qui passe par la membrane ouverte. Soit φ le retard de phase de l'onde I_2 qui traverse le silicium par rapport à I_1 . Sachant que toute la lumière transmise converge, via la lentille, vers le bolomètre, l'onde I_2 interfère avec I_1 .

Sur une surface de 4 cm de côté, on dénombre 204 pixels de 1 mm² de côté. On en déduit les constantes suivantes :

$S_t = 1256 \text{ mm}^2$, surface totale éclairée

$S_p = 204 \text{ mm}^2$, surface de l'ensemble des pixels éclairés

$e = 270 \text{ }\mu\text{m}$, épaisseur du wafer

$n = 3,45$, indice optique du silicium

$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 = 0,3$, coefficient de réflexion du silicium

L'intensité émise sur le bolomètre résultant de cette interférence est définie par l'équation suivante :

$$I_{\text{interfero}} = (S_t - S_p) \cdot (1 - R) \cdot I_0 + S_p \cdot I_0 + 2 \cdot \sqrt{(S_t - S_p) \cdot (1 - R) \cdot S_p} \cdot \cos \varphi \cdot I_0 \quad (\text{II.2.8})$$

avec $\varphi = 2\pi e f(n-1)/c$ (II.2.9)

A.N. : $I_{\text{interfero}}/I_0 = 940 + 775 \cos(0,0138f)$, avec f en GHz

Effet Fabry-Pérot

D'après l'équation (I.2.27), l'intensité émise sur le bolomètre, relative à cet effet (cf. la définition au ch.I.2.7.6), est définie par :

$$I_{F-P} = \frac{S_t - S_p}{S_t} \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{2\pi f}{c} ne\right)} \quad (\text{II.2.10})$$

avec $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$

A.N. : $I_{F-P} = 0,8 / (1 + 2,5 \sin^2(0,02f))$

Remarquons que pour reproduire de façon plus précise la courbe mesurée, il faudrait tenir compte d'un troisième effet oscillant de période 225 GHz. Cependant, jusqu'à présent, on ne sait pas d'où pourrait provenir cet effet.

Cette transmission a été aussi simulée, via le logiciel HFSS, mais avec des résultats incohérents par rapport à nos mesures ce qui nous laisse en interrogation sur la fiabilité de ce logiciel pour résoudre des problèmes dans le domaine millimétrique.

Réponse sur un wafer avec les membranes ouvertes et des antennes avec dissipateur

Une nouvelle étape dans la fabrication de la matrice 204 pixels vient d'être réalisée : la présence des antennes papillons en aluminium avec son dissipateur au centre (cf. figure II.2.8). Ce wafer est placé, comme pour les précédentes mesures, dans le faisceau entre la sortie de l'IMP et l'entrée du cryostat Martin Puplett. Cela permet donc de mesurer la réponse en transmission à 300K de cet échantillon (cf. figure II.2.13).

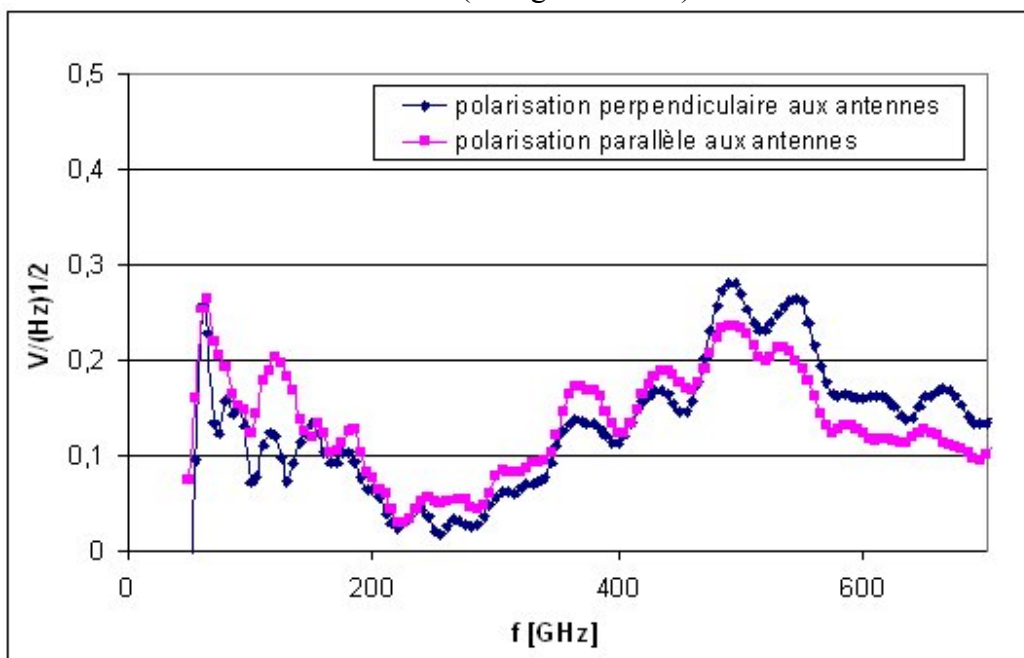


Figure II.2.13 Réponse en transmission du wafer avec membranes ouvertes + antennes + dissipateurs mesurée à l'IMP pour deux orientations différentes de la polarisation : une polarisation perpendiculaire aux antennes (courbe bleue) et une polarisation parallèle aux antennes (courbe violette).

Ces antennes ont pour propriété d'absorber les polarisations parallèles à celles-ci et de transmettre la polarisation perpendiculaire avec un rapport de puissance transmise entre ces deux polarisations, mesurée chez [Gonzalez et Boreman,05], de 17. De plus, elles ont été

dimensionnées pour n'absorber que les fréquences comprises entre 100 et 250 GHz [Ukibe,06]. Or, d'après la figure II.2.13, elles transmettent plus de lumière polarisée parallèlement aux antennes aux basses fréquences que de lumière polarisée perpendiculairement et ce phénomène s'inverse à partir de 450 GHz. De plus, si on fait le rapport de ce spectre avec celui de la matrice avec les membranes ouvertes (cf. figure II.2.12) afin de ne voir que la transmission relative aux antennes et dissipateurs, on trouve un spectre plat à $\pm 10\%$ dans la gamme de fréquences étudiées et encore moins une trace d'absorption de l'onde plus importante dans la bande spectrale 100 - 250 GHz.

A ce stade, aucun logiciel de simulation (CST Microwave et HFSS) ne nous a donné des résultats pertinents.

Ces effets contradictoires peuvent provenir de plusieurs origines :

- Des pistes perpendiculaires aux antennes sont présentes. Peut-être qu'elles absorbent aussi une partie de la lumière polarisée ?
- Une partie des antennes est localisée sur la membrane ouverte et l'autre sur le silicium. Peut-être que l'interface diélectrique - isolant perturbe les courants induits par le champ électromagnétique au niveau des antennes ?

Pour répondre à ces questions, d'autres wafers sont en cours de réalisation avec des tailles et orientations d'antennes différentes et avec des pistes électriques placées différemment (voir figure 1 dans conclusion et perspectives).

Réponse sur un wafer 204 pixels complet

Il s'agit ici de mesurer la réponse de ce wafer quand on l'illumine par l'IMP. Les bolomètres de cette matrice ne fonctionnant qu'en dessous de 300mK, nous avons dû reprendre le cryostat Diabolo pour pouvoir effectuer la réponse en absorption de ces pixels. Cependant, ce cryostat ne permet de mesurer que 4 voies simultanément. Pour obtenir la réponse de ce wafer complet en absorption, nous avons d'abord mesuré la réponse, dit spectre de référence, de toute la chaîne optique en plaçant notre bolomètre de référence dans le cryostat Diabolo à la place de la matrice à caractériser. Ensuite, on mesure un autre spectre en substituant ce bolomètre de référence par la matrice 204 pixels. La figure II.2.14 montre, après ajustement des amplitudes afin de mieux comparer, l'allure de ces deux spectres : un spectre mesuré par le bolomètre de référence et un spectre mesuré par la matrice 204 pixels.

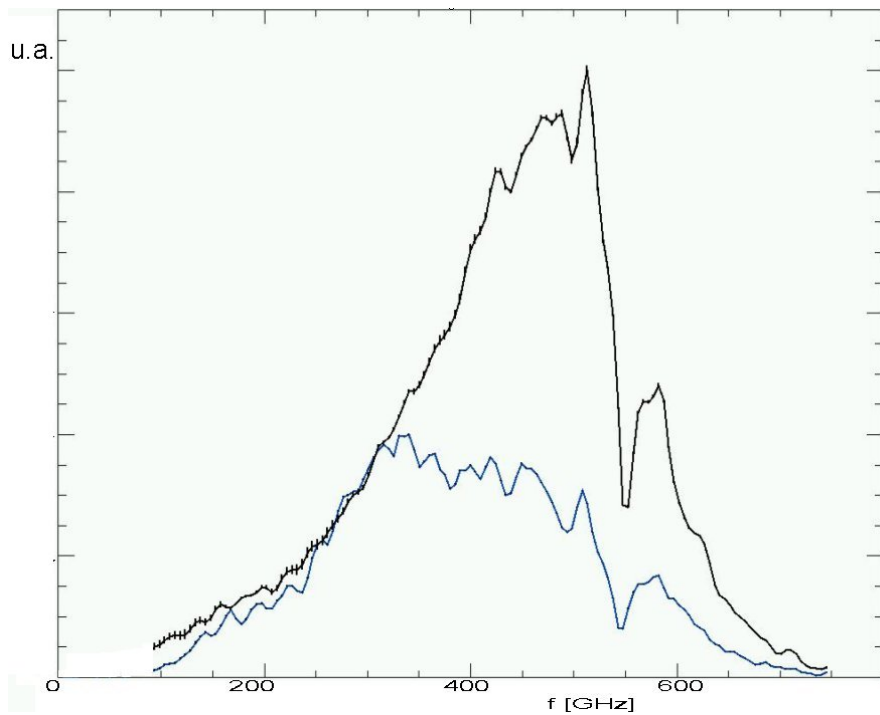


Figure II.2.14 Réponse spectrale de la matrice 204 pixels (en bleu) comparée à la réponse spectrale du bolomètre de référence ayant une absorption constante dans la gamme de mesure (en noir).

En effectuant le rapport de ces deux spectres, on élimine toute la réponse spectrale de l'instrument (IMP + cryostat) et sachant que le bolomètre de référence possède une absorption uniforme dans la gamme de fréquences considérée, on obtient directement la réponse en absorption de la matrice (cf. figure II.2.15).

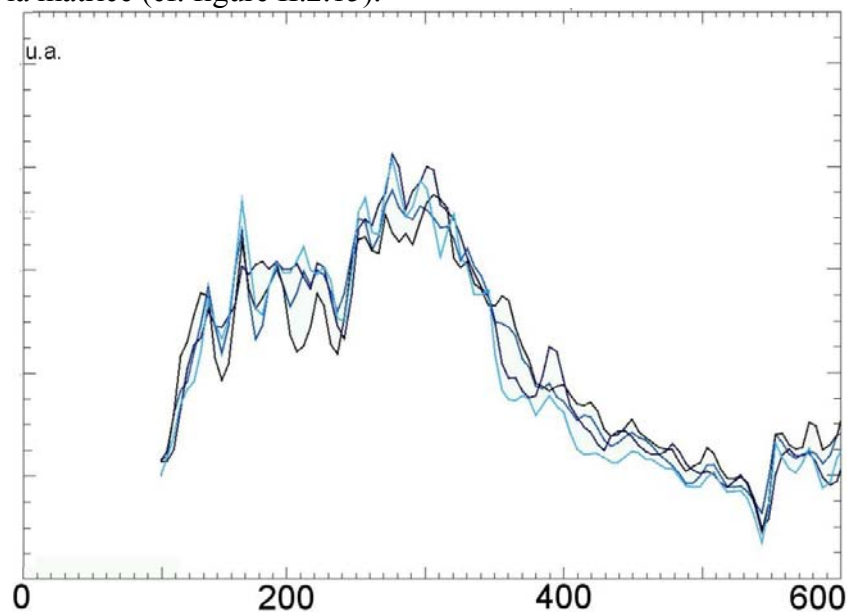


Figure II.2.15 Estimation de la réponse spectrale en absorption de 4 des 204 pixels de la matrice à antennes.

Remarque, nous avons dû ajuster les amplitudes de ces réponses puisque les pixels sont situés à des lieux différents sur le plan focal. Ils ne reçoivent donc pas le même éclairage et nous ne connaissons pas avec une précision suffisante la calibration photométrique de cette matrice.

Sur la figure II.2.15, la précision est limitée aux basses fréquences (<100 GHz) par la faible illumination. Ceci est dû à la petite ouverture optique de ce cryostat qui limite la transmission du premier mode aux basses fréquences, soient en dessous de 100 GHz. Nous constatons également une chute de la réponse de ces pixels au-delà de 350 GHz qui n'est pas expliquée par le modèle électromagnétique puisque cette chute était prévue vers les 250 GHz. Cependant, les simulations électromagnétiques issues de telle matrice sont complexes et leurs résultats, encore en cours, sont trop précoces pour avoir des estimations avec confiance.

Si on compare ce spectre en absorption avec celui en transmission (cf. figure II.2.13), alors on remarquera une corrélation entre les deux. Dans la gamme 200 – 400 GHz, le signal optique est peu transmis par la matrice. Par contre, on peut voir sur la figure II.2.15 une absorption plus importante de celui-ci dans cette même gamme de fréquences. A l'inverse, entre 400 et 600 GHz, la transmission du signal augmente tandis que son absorption diminue. Cependant, cette corrélation est difficile à mettre en valeur puisque nous ignorons une troisième composante : la réflexion. Une mesure de la réponse spectrale en réflexion de cette matrice nous permettrait de lever cette incertitude.

4.2. Matrice Olimpo

La matrice Olimpo est une matrice 23 pixels sans antenne sur un wafer de deux pouces. Cette matrice est prévue d'être embarquée, d'ici juin 2008, sur un ballon stratosphérique, muni d'un télescope de 2,6 m de diamètre avec un facteur de remplissage du plan focal de 80 %, afin d'observer le fond diffus cosmologique non polarisé à haute résolution pour quatre fréquences réparties dans la gamme 140 – 600 GHz [Nati,07].

Chaque pixel, de 2 mm de côté, est couplé avec un cône droit et possède une cavité intégratrice afin d'amplifier l'absorption du signal autour de la fréquence de résonance.

Un boîtier en cuivre, permettant la reprise électrique entre le wafer et un circuit électrique externe, ainsi que le maintien du wafer couplé avec ses cônes, est montré figure II.2.16.

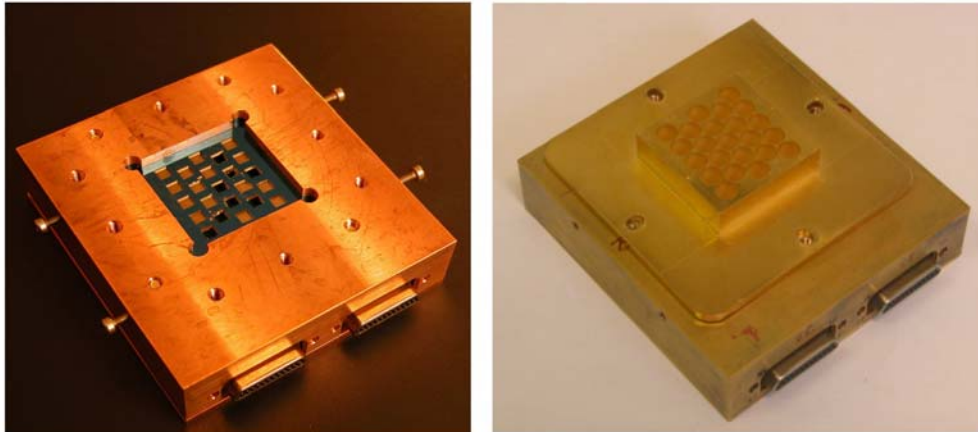


Figure II.2.16 Matrice Olimpo de 23 pixels montée dans son boîtier. Sur la photo de gauche, on distingue certaines membranes rompues durant l'étape de gravure humide, problème maintenant résolu. Sur la photo de droite, ce même boîtier avec les 23 cônes droits positionnés en face de chacun des pixels.

4.2.1. Procédé de fabrication

La fabrication de ces matrices est une combinaison des procédés suivants : la gravure profonde pour l'ouverture des membranes, la lithographie pour la reprise des contacts électriques vers le circuit de lecture et la méthode des masques d'ombrage pour la réalisation des électrodes supraconductrices en niobium et des thermomètres en niobium silicium afin d'éviter les pollutions par la résine. Les principales étapes de fabrication sont rappelées sur la figure II.2.17.

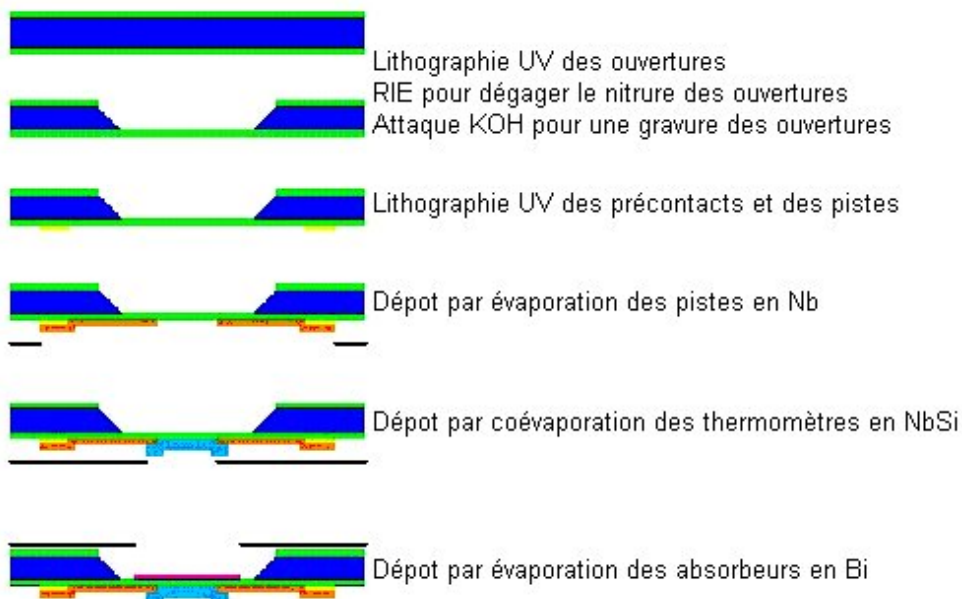


Figure II.2.17 Procédé de fabrication des matrices Olimpo par gravure profonde, lithographie et évaporation.

4.2.2. Réponse électrique

Comme pour la matrice 204 pixels, la réponse électrique de la matrice Olimpo a été déterminée sur le cryostat orange pour dix des 23 pixels. L'analyse de l'évolution des détecteurs avec la puissance dissipée par effet Joule montre une bonne homogénéité des propriétés thermiques sur les dix pixels mesurés, malgré des variations de l'ordre de 10 % au niveau des résistances. Un modèle de bolomètre basé sur les mesures expérimentales permet de déduire leur conductance thermique de 1 nW/K et un bruit électrique équivalent en puissance de $2 \cdot 10^{-16} \text{ W/Hz}^{1/2}$. Ces résultats sont compatibles avec nos attentes.

4.2.3. Réponse spectrale

Une simulation du champ électrique en 3D d'un pixel (cavité + bolomètre + guide d'onde) a été faite sur le logiciel HFSS (cf. figure II.2.18). Elle permet de visualiser ce champ, et de vérifier l'influence des dimensions géométriques sur les principales caractéristiques des détecteurs : réponse spectrale et passage du signal d'un pixel à l'autre, appelé cross-talk (cf. figure II.2.19).

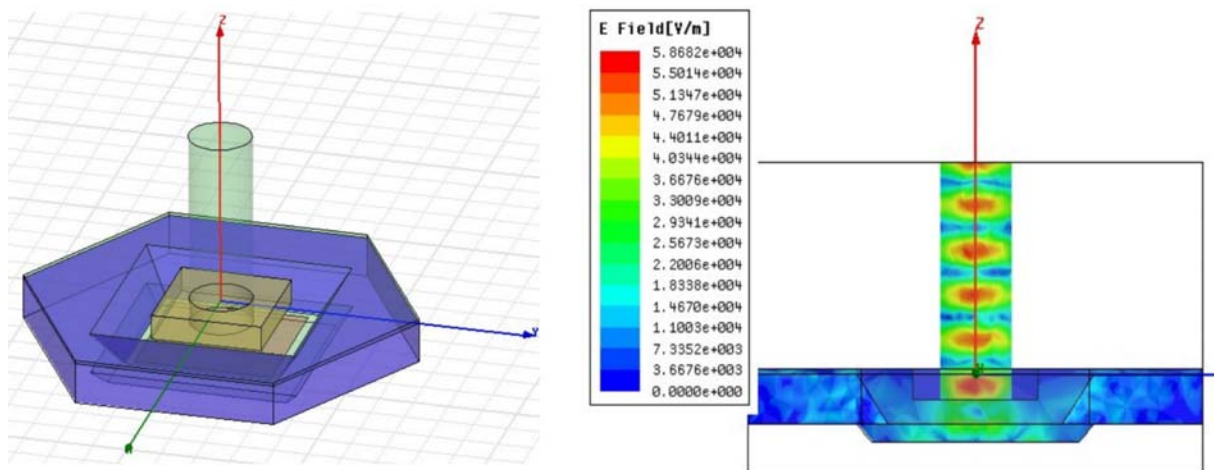


Figure II.2.18 Modélisation électromagnétique en 3D du pixel avec sa cavité intégratrice et son guide d'onde.

Si on veut absorber le maximum de signal à la longueur d'onde λ , il faut accorder la cavité intégratrice pour que le thermomètre soit placé sur un ventre de l'onde électrique stationnaire. Pour cela, la cavité doit avoir une profondeur minimale de $\lambda/4$ (modulo $\lambda/2$). Par contre, dans ce cas, le bolomètre ne pourra pas être sensible à la longueur d'onde $\lambda/2$.

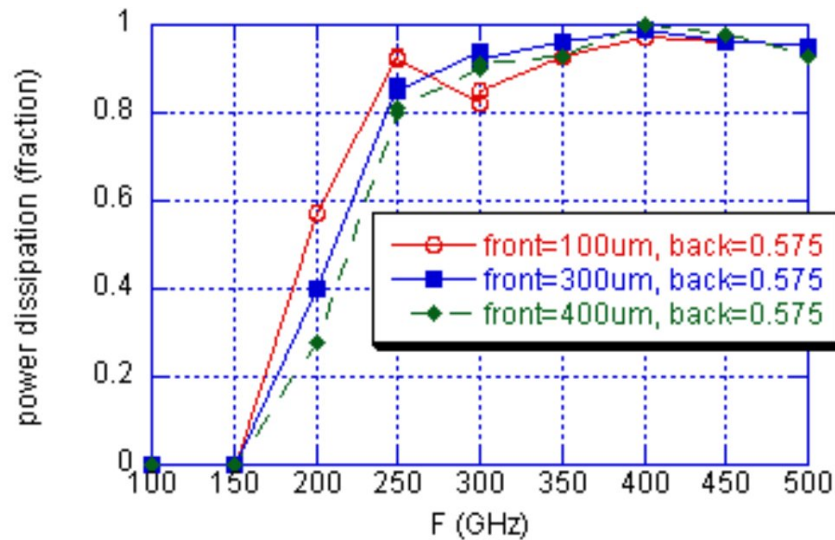


Figure II.2.19 Réponse spectrale du pixel pour différentes positions du guide d'onde par rapport au bolomètre.

La figure II.2.19 montre qu'il n'y a peu d'influence sur la distance entre le bolomètre et le guide d'onde. Ceci implique que la distance des cônes droits par rapport à la matrice n'est pas une valeur critique. Par contre, cette simulation montre de façon évidente la coupure basse fréquence en dessous de 200 GHz, coupure due au diamètre de 0,8 mm du guide d'onde.

Concernant la réponse optique en absorption de la matrice Olimpo, comme pour la matrice 204 pixels (cf. ch.II.2.4.1.3), les mesures ont été faites à l'IMP sur quatre pixels localisés dans le faisceau, en utilisant le cryostat Diabolo. La figure II.2.20 représente des spectres d'absorptions normalisés afin de rester comparable, obtenus sur quatre pixels éclairés de la matrice. Ces spectres sont donnés dans des unités arbitraires : la figure de gauche représente la réponse en absorption d'une matrice Olimpo couplée avec une cavité de 117 μm et de 212 μm pour la figure de droite. La cavité 117 μm est accordée pour la fréquence 640 GHz et la cavité 210 μm pour 350 GHz.

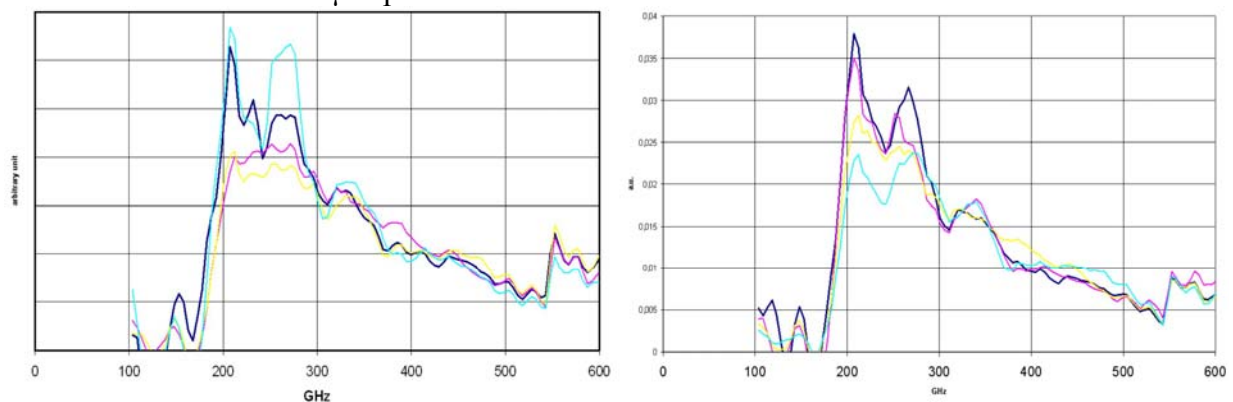


Figure II.2.20 Réponse spectrale de quatre des 23 pixels de la matrice Olimpo pour deux cavités différentes : 117 μm – 640 GHz à gauche et 212 μm – 350 GHz à droite.

On constate d'abord une coupure du signal aux basses fréquences (<200 GHz) qui est due au diamètre de sortie du cône de 0,8 mm. Ceci est bien prédit par les simulations HFSS, par contre, ce qui n'est pas le cas, c'est qu'il n'y a pas d'évolution du maximum de l'absorption avec les dimensions de la cavité. De plus, la décroissance aux fréquences supérieures à 300 GHz reste encore difficile à expliquer. Peut-être que la couche thermométrique perturbe le fonctionnement de la cavité... Une façon de vérifier le fonctionnement de la cavité serait de faire un spectre allant jusqu'à 1000 GHz. Ainsi, on verrait si on retrouve un creux à $\lambda/2$, soit à 700 GHz pour le spectre de droite. C'est-à-dire quand le bolomètre se situe sur un nœud de l'onde électromagnétique pour cette fréquence. Cependant, sur les deux cryostats disponible, ils coupent tous le signal avant 700 GHz et on ne dispose pas de filtre passe-bas qui coupe les infrarouges à partir de 1000 GHz. On ne pourra donc pas vérifier pour l'instant cette hypothèse.

D'autres échantillons sont en cours de fabrication et permettrons de mieux éclaircir nos questions.

Maintenant que l'on possède un panel d'échantillons optiques caractérisés et interprétés, il est possible de définir ceux qui seront utilisés pour la caméra bolométrique.

5. Avancement de la caméra bolométrique

5.1. Description

Cette caméra bolométrique est adaptée pour lire les futures matrices de 1000 bolomètres à antennes implantées sur wafer cinq pouces. En effet, son refroidissement par dilution permet de lire ses matrices thermalisées en dessous de 100mK et elle possède une grande ouverture optique adaptée pour les longueurs d'onde millimétrique afin d'éclairer au niveau du plan focal toute la matrice.

De plus, son optique est compatible avec celui du télescope de 30 m de diamètre de l'IRAM (Institut de RadioAstronomie Millimétrique) au Pico Veleta en Espagne [Yates,05] et avec la nouvelle version Pulse-tube qui ne nécessite plus le refroidissement de l'étage à 4K à l'hélium, la caméra acquiert une grande autonomie.

Par conséquent, la caméra bolométrique sera un outil important pour l'étude des amas de galaxies (effet Sunyaev-Zel'dovich, voir l'introduction), des galaxies lointaines, des fluctuations secondaires du rayonnement fossile et des régions de gaz et de poussières (formation d'étoiles) dans notre galaxie.

L'ensemble de la caméra a d'abord été dessiné en 3D sur CATIA V5 afin d'obtenir une pré-visualisation globale du système avant la réalisation mécanique (cf. figure II.2.21).

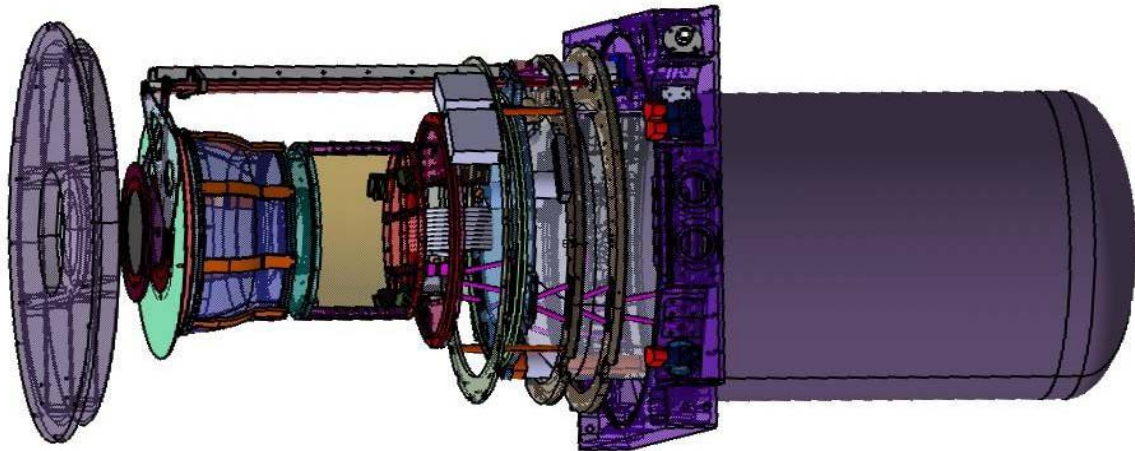


Figure II.2.21 Vue d'ensemble en 3D de la caméra bolométrique dessinée sur CATIA.

Sur la figure II.2.21, on aperçoit le réservoir de 20 litres d'hélium à droite et à gauche, la partie optique, électronique ainsi que le volume refroidi en dessous de 100 mK. La figure II.2.22 montre un zoom de cette dernière partie.

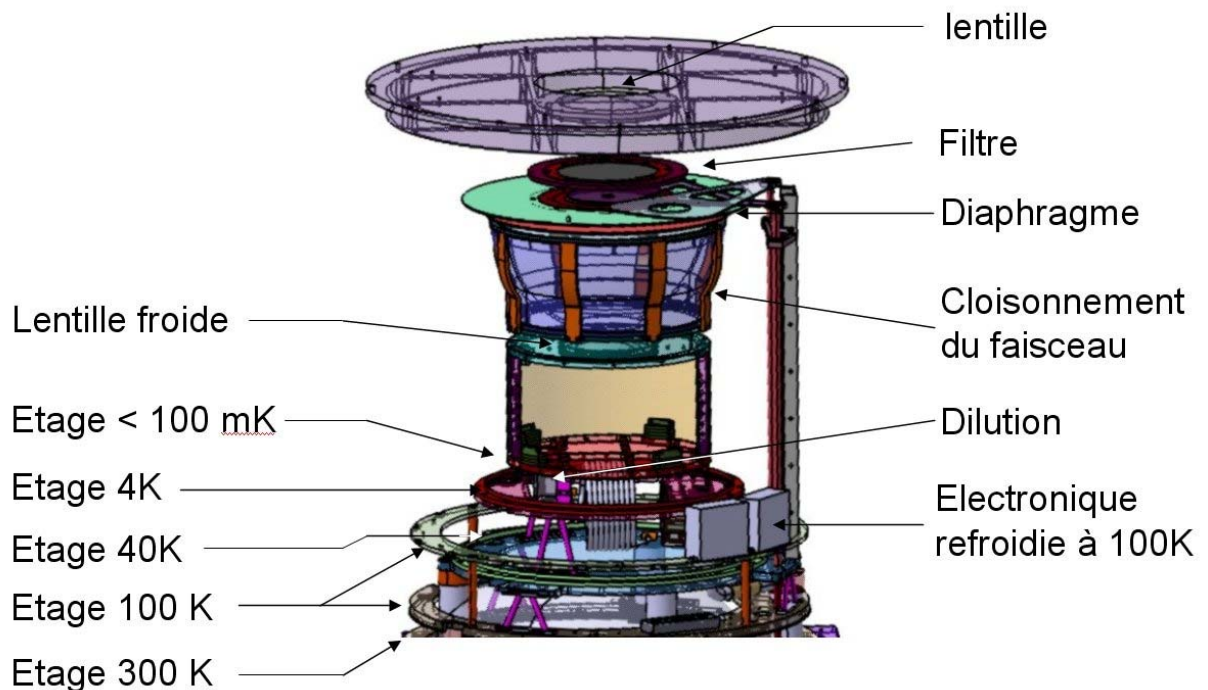


Figure II.2.22 Zoom sur la partie de la caméra montrant les différents éléments optiques, le volume refroidi par dilution en dessous de 100mK et l'emplacement des circuits électroniques refroidis à 100K.

Comme pour le cryostat de Martin Puplett, les écrans sont refroidis par les vapeurs d'hélium froid, sortant du vase, qui circulent dans des échangeurs thermiques fixés sur chaque écran.

La lecture des 1000 pixels se fera par une électronique de multiplexage du signal, placée sur l'étage 100K afin de limiter les bruits électroniques [Yates,06] et [Yates,07].

En attendant la conception de ces matrices 1000 pixels, il est possible de faire une première étude avec nos matrices 204 pixels.

Actuellement, la caméra est en cours de fabrication et les premiers tests sont prévus au télescope de l'IRAM au Pico Veleta d'ici l'été 2008.

5.2. Éléments optiques constituant la caméra

De l'entrée de cette caméra à la matrice de bolomètre, on peut énumérer les différents éléments optiques suivants :

- Une lentille en polyéthylène haute densité (PHD) à 300K située à l'entrée du cryostat afin de reprendre l'optique du télescope de l'IRAM,
- Un filtre à 100K de diamètre 10 cm qui supprime toute la puissance chaude provenant de l'infrarouge qui pourrait entrer dans le cryostat,
- Un filtre à 40K, qui coupe les fréquences au dessus de 600 - 900 GHz,
- Un filtre à 4K, qui coupe les fréquences au dessus de 360 - 450 GHz,
- Une lentille en PHD à 100mK qui focalise le faisceau sur la matrice,
- Un filtre passe-bande à 100mK centré autour de 150 GHz, bande de fréquence où l'atmosphère est transparente et ainsi laisse passer le rayonnement fossile,
- La matrice 1000 bolomètres à antennes (similaire à la matrice 204 pixels étudiée au chII.2.4.1) à 100mK.

Le moyen de refroidissement des filtres qui coupent les hautes fréquences est encore en discussion. Une solution serait de coller sous chacun d'eux, une grille métallique (similaire au filtre passe-bande vu précédemment) thermalisée sur l'étage correspondant.

Les filtres passe-bas coupant le rayonnement infrarouge seront similaires aux filtres en polyéthylène chargé (PEC) utilisés sur le cryostat Martin Puplett. En effet, nous avons vu au chII.1.4 que leurs réponses, mesurées à l'IMP, possédaient une coupure douce, mais si on place deux PEC de fréquences de coupures différentes l'un derrière l'autre, on obtiendra une coupure raide et toutes les hautes fréquences seront supprimées. Une autre solution aurait été de prendre plusieurs filtres capacitifs passe-bas placés les uns à la suite des autres. Mais cette solution ne sera pas retenue car ces filtres sont plus encombrants que les PEC et ils ne sont pas complètement opaques à toutes les hautes fréquences.

Pour la caméra bolométrique, nous avons aussi besoin d'un filtre passe-bande qui correspond à une bande spectrale de transmission de l'atmosphère afin que le bolomètre soit le plus sensible possible au rayonnement fossile qui la traverse. On choisira une bande passante centrée autour de 130 GHz et de largeur à mi-hauteur de ± 30 GHz. La figure II.2.23 montre sa réponse spectrale attendue en transmission (simulation sur CST). Or, au chapitre II.2.3.2, nous avons montré qu'il était possible de modéliser les filtres passe-bandes avec le logiciel CST Microwave. Par conséquent, nous avons pu établir le motif du filtre désiré. La réalisation de ce filtre à partir d'une feuille métallique de cuivre de 25 – 30 μm d'épaisseur et de 120 mm de côté est en cours. Il ne restera plus qu'à vérifier la concordance avec les résultats simulés et d'en mesurer la réponse spectrale à l'IMP.

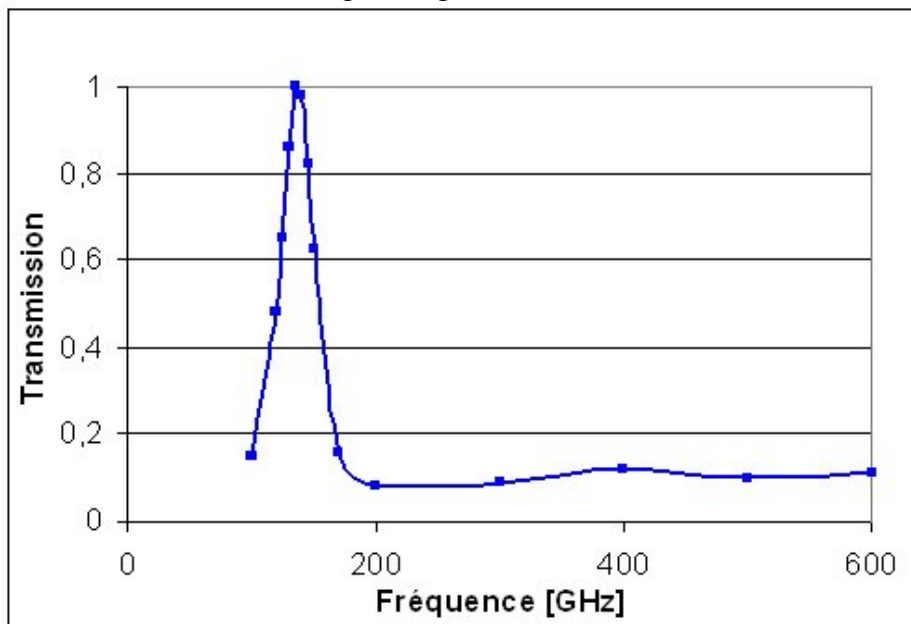


Figure II.2.23 Simulation sur CST de la réponse spectrale attendue en transmission du filtre passe bande qui sera intégré dans la caméra bolométrique.

En ce qui concerne les lentilles, elles seront toujours en polyéthylène haute densité, matériau qui est maintenant bien caractérisé (cf. chII.2.2).

Par contre, au niveau du développement des matrices de bolomètres à antennes, c'est un travail qui peut s'étaler facilement sur une décennie. C'est pourquoi, après ce court laps de temps de cette thèse, la conception et l'interprétation de la réponse de ses matrices ne sont pas encore finalisées (cf. chII.2.4.1).

Conclusion et perspectives

L'objectif général de cette thèse a été d'accompagner le développement d'une caméra bolométrique de haute performance dans le domaine millimétrique pour répondre aux besoins en cosmologie observationnelle. Les détecteurs en question sont conçus sous forme de matrice. Ils sont appliqués à la détection du rayonnement cosmologique fossile, à la mesure de la faible déformation de ce spectre par des amas de galaxies et à la mesure de la polarisation de ce rayonnement. En effet, l'analyse de ces réponses permettent de contraindre les paramètres cosmologiques (constante de Hubble, densité de matière, âge de l'univers...) et les modèles des scénarios du Big Bang.

Pour évaluer les progrès des performances optiques au cours de l'élaboration de ces matrices de bolomètres, ainsi que des autres constituants optiques de la caméra (filtre, lentille), nous avons dû concevoir et réaliser un Interféromètre de Martin Puplett (IMP) aussi performant, en terme de résolution et de précision spectrale, que les échantillons à caractériser.

Le principe de fonctionnement, la conception et la réalisation de l'IMP sont détaillés dans la première partie. Cet instrument est un spectromètre millimétrique qui, à la différence de l'interféromètre de Michelson, sépare en deux faisceaux le signal émis selon la polarisation. Cette grille séparatrice, contrairement aux lames semi-réfléchissantes des interféromètres de Michelson, est le seul moyen de séparer le faisceau de la même façon sur toute la gamme spectrale étudiée, soit de 50 à 3000 GHz. Un miroir mobile et asservi, présent dans l'un des deux bras de l'interféromètre, rajoute un déphasage du champ électrique par rapport au champ présent dans l'autre bras. Ensuite, ces deux faisceaux se recombinent et interfèrent pour former un signal à la sortie en fonction du déplacement du miroir mobile, appelé interférogramme. La transformée de Fourier de cet interférogramme est directement la réponse spectrale de l'ensemble de la chaîne instrumentale. Ce signal, après être polarisé, est ensuite collecté par un détecteur de rayonnement, appelé bolomètre. Cependant, pour que le bolomètre ne soit pas aveuglé par le rayonnement de corps noir de son environnement et pour qu'il atteigne une sensibilité suffisante, il a fallu en plus de la réalisation de l'interféromètre, développer un cryostat optique permettant de refroidir le bolomètre jusqu'à 1,6K. Ensuite, nous avons adapté une électronique de lecture, prévue initialement pour une expérience ballon Archeops, à notre bolomètre. Puis, une autre grande partie du travail de thèse a consisté à traiter ce signal et à concevoir un logiciel capable de piloter, de contrôler et d'acquérir les données provenant de l'instrument. Un manuel d'utilisation de ce logiciel est décrit en annexe.

Après vérification sur des échantillons étalons et à partir de réponses simulées (cf. ch.II.1), nous pouvons conclure que l'instrument est capable de mesurer avec reproductibilité des réponses spectrales avec des performances atteignant 1,3 GHz de résolution et 1 % de précision en amplitude. Grâce à la simplicité de l'utilisation de l'instrument, une fois le cryostat opérationnel, il permet en moins de 15 minutes de caractériser optiquement des objets en transmission et en absorption, et de mesurer leurs indices spectraux et leurs épaisseurs dans la gamme 50 – 1000 GHz. Ces objets peuvent être analysés soit à 4K sur une surface de 5 cm de diamètre, soit à 300K sur 10 cm de diamètre. L'instrument ainsi réalisé répond parfaitement aux spécifications astronomiques imposées pour caractériser correctement les matrices de bolomètres.

Grâce à un tel instrument, nous avons pu, d'une part, comprendre et réaliser des filtres et d'autre part, résoudre en partie les divers problèmes rencontrés lors de l'élaboration de matrices de bolomètres dédiées à la nouvelle caméra (cf. ch.II.2).

Concernant les filtres, la mesure à l'IMP de la réponse spectrale en transmission d'anciens filtres passe-bandes a démontré la validité des simulations. Aux performances de l'instrument près, le centre, la largeur à mi-hauteur et l'amplitude du pic des filtres passe-bandes coïncident avec nos simulations. Nous avons donc pu concevoir des filtres répondant très précisément au cahier des charges de la caméra bolométrique.

Concernant les matrices 204 pixels, les mesures à l'IMP nous ont révélé les problèmes qu'ils restent à résoudre avant de poursuivre l'élaboration de ces matrices de haute performance. Les réponses du wafer nu et du wafer avec les cavités sont maintenant comprises. Mais l'ajout d'antennes et de bolomètres sur ce dernier nous montre une réponse différente de ce que l'on attendait : une mauvaise sélectivité de la lumière polarisée et les pics d'absorption par les bolomètres ne sont pas délimités clairement. Cela implique que les effets négligés auparavant, comme l'orientation des pistes qui peuvent aussi absorber du signal, la taille des antennes..., ont de l'influence sur la réponse. De tels résultats nous ont amené à concevoir d'autres détecteurs aux caractéristiques différentes afin de discriminer les effets néfastes. Ces détecteurs étant en cours de réalisation, nous ne pouvons pas apporter d'autres informations à ce sujet.

En parallèle, nous avons pu déterminer les progrès des performances de la nouvelle matrice Olimpo. La réponse spectrale en absorption confirme la nécessité des cônes placés devant chacun des pixels. Cela permet la coupure aux basses fréquences et la canalisation du rayonnement sur le pixel. De plus, ces spectres ont pu mettre en évidence le mauvais fonctionnement des cavités intégratrices présentes sur chacun des pixels. Reste à savoir si le problème est à l'origine du bolomètre ou de la cavité. Une étude sur les différentes améliorations possibles est en cours.

Le développement de ces détecteurs, de la conception à l'utilisation sur une source astrophysique, peut prendre facilement une décennie. C'est pourquoi, pendant le cours laps de temps de cette thèse, seul le procédé de fabrication des détecteurs avec ses caractéristiques (optiques et électriques) et ses premières améliorations possibles ont été effectués. L'IMP est le premier pas indispensable à l'élaboration final de ces matrices.

En ce qui concerne les perspectives à court terme, la principale étape qu'il reste à franchir avant la réalisation de la caméra bolométrique est la compréhension de la réponse des matrices de bolomètres à antennes. Nous avons vu au ch.II.2.4.1, qu'il était difficile d'interpréter la réponse spectrale en absorption de ces antennes : pas d'influence significative à la polarisation et la réponse en absorption ne chutait qu'après 350 GHz.

La première hypothèse se porte sur la taille et la position des antennes. En effet, actuellement, les antennes sont à cheval sur la membrane (isolant) et sur le silicium (diélectrique). Ceci pourrait perturber la circulation du courant sur l'antenne induite par le champ électrique.

La seconde hypothèse vient du faite que certaines pistes électriques sont perpendiculaires aux antennes. Si elles absorbent aussi le rayonnement parallèle aux pistes, donc perpendiculaire aux antennes, alors cela expliquerait que le bolomètre est quasi-insensible à la polarisation.

La dernière hypothèse est sur le mauvais couplage entre l'impédance du dissipateur et celle de l'antenne. L'antenne est prévue pour absorber autour de son impédance de résonance. Si l'impédance du dissipateur n'est pas accordée à celle de l'antenne, alors on aura une perte d'efficacité entre les deux.

Afin de vérifier ces hypothèses, un nouveau masque à antennes (cf. figure 1) est en cours de réalisation. Il comportera des zones où les antennes sont entièrement supportées par la membrane afin d'éviter les problèmes de continuité du courant à l'interface isolant-diélectrique, des zones où les pistes sont parallèles puis perpendiculaires aux antennes, des zones sans antenne...

Une mesure optique des prochaines matrices conçues sur ce nouveau masque nous permettrait de mieux identifier la réponse liée aux antennes et ainsi d'optimiser la matrice 204 pixels.

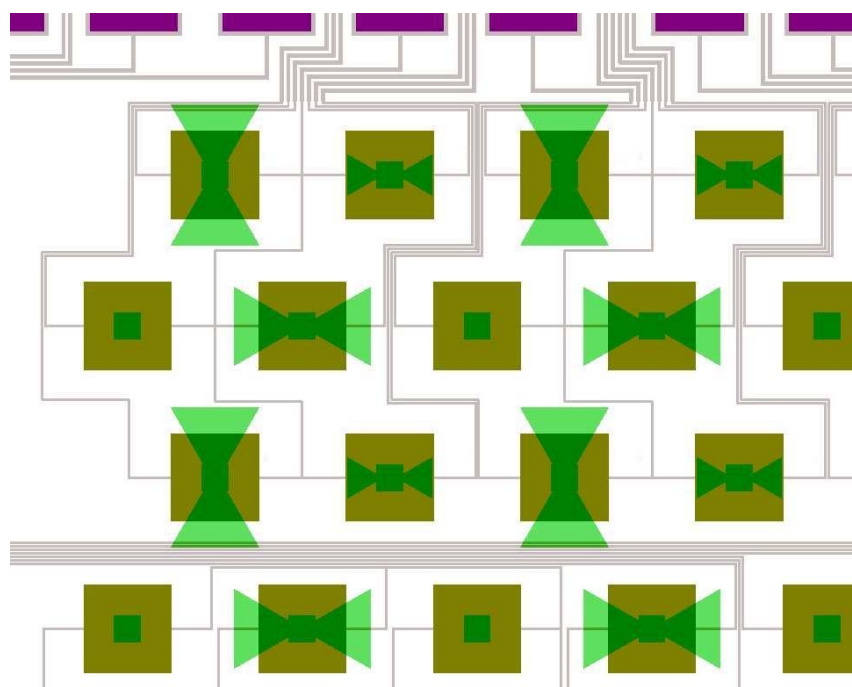


Figure 1 Dessin d'une fraction du nouveau masque à antennes permettant une meilleure compréhension de la réponse liée aux antennes lors de sa caractérisation optique.

D'ici l'été 2008, date où il est prévu que la caméra bolométrique soit testée au télescope de l'IRAM, il reste à terminer la réalisation mécanique de la caméra, puis à finaliser son instrumentation à savoir : thermométrie, capteur de niveau d'hélium présent dans le réservoir, électronique de lecture, programme d'acquisition... Une calibration spectrale de l'ensemble de la caméra bolométrique sera réalisée à l'IMP.

En parallèle, d'autres configurations de matrice sont en cours de réalisation et seront à tester optiquement à l'IMP:

- Les matrices Olimpo avec des membranes structurées afin de réduire le lien thermique entre le bolomètre et le bain cryogénique et ainsi augmenter la sensibilité du bolomètre.
- Les matrices microstrips (ou micro-pistes) qui ont l'avantage de ne sélectionner le signal dans une bande spectrale [Camus,06]. L'idée est de greffer sur les antennes (capteur de rayonnement millimétrique large bande) deux bolomètres couplés chacun par une ligne électrique en micro piste avec leur fréquence de résonance. Un bolomètre absorberait autour de 150 GHz et l'autre autour de 220 GHz (cf. figure 2). On obtient ainsi une photométrie bi-bande du signal collecté par l'antenne.

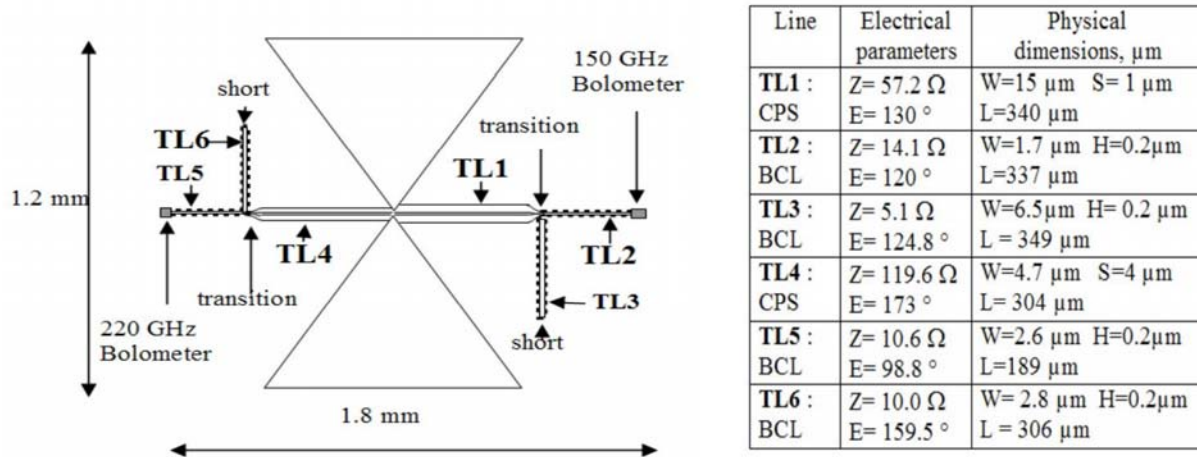


Figure 2 Sur la gauche, dessin d'une antenne couplée par deux bolomètres qui mesurent à 150 GHz et à 220 GHz le signal collecté par l'antenne. Sur la droite, un tableau de valeurs montrant les caractéristiques et les impédances des micro-pistes couplant l'antenne aux bolomètres.

A plus long terme, la collaboration DCMB s'inscrit aussi dans la R&D sur des projets satellites comme SAMPAN et B-Pol.

SAMPAN (Satellite for Analysing Microwave Polarization Anisotropies, localisé sur l'orbite L2) est une étude de design financée par le CNES entre 2005 et 2006. Il a pour objectif d'observer les anisotropies de la polarisation du rayonnement fossile et en particulier son mode B, encore mal connu aujourd'hui contrairement aux anisotropies sur l'amplitude de ce rayonnement.

Les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB) peuvent être décrites avec les 3 paramètres de Stokes I, Q et U (il existe un quatrième paramètre V qui décrit les polarisations circulaires, mais on s'attend qu'il soit nul pour le CMB). Comme les paramètres Q et U dépendent du référentiel, on peut les transformer en trois paramètres scalaires qui ne dépendent pas du référentiel : T pour la température du CMB et représente l'amplitude de ce rayonnement, E pour une composante de la polarisation de type gradient et B pour une composante de la polarisation de type rotationnel. D'après les modèles cosmologiques, à l'époque de la recombinaison, le rayonnement fossile a été généré juste après la fin des interactions Compton entre les photons et les électrons, d'où la présence du mode T. Le mode E, d'amplitude plus faible que le mode T, n'est généré que par les dernières interactions Compton. Par contre, à cette époque, aucun mode B supplémentaire n'est généré. Le mode B du CMB, mesuré aujourd'hui, a été créé par deux phénomènes. Un fond d'ondes gravitationnelles primordial, généré par l'inflation est à l'origine en grande majorité du mode

B, d'amplitude inconnue mais très inférieure au mode E. Puis, à la recombinaison, les ondes gravitationnelles polarisent les photons en autant de mode B que de mode E. L'effet de lentilles gravitationnelles, créé autour de grandes structures éloignées de notre univers, est le second phénomène. Cet effet transforme une partie de la polarisation du mode E en B. Mais le mode B créé par ce phénomène apparaît aux petites échelles angulaires. Par conséquent, la connaissance des anisotropies du mode B, prédits par la relativité générale, nous permet d'avoir des informations sur l'univers au moment de l'inflation primordiale. Ainsi, les incertitudes sur les modèles cosmologiques actuels diminueront encore. La figure 3 récapitule les signaux attendus d'après les modèles cosmologiques.

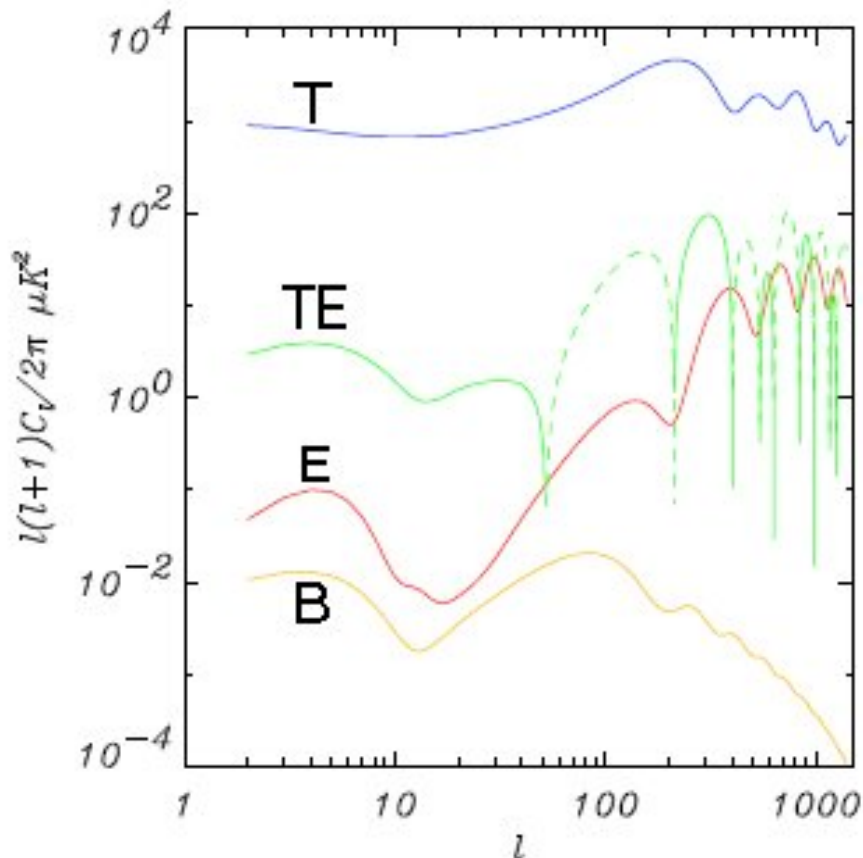


Figure 3 Spectre de puissance (variance des anisotropies décomposée en échelles angulaires sur la sphère) des modes T (pour la température), E (pour les modes de polarisation de type gradient), B (pour les modes de polarisation de type rotationnel) et TE (traduisant la corrélation entre le mode T et E) du rayonnement fossile en fonction du multipôle l (l'inverse des échelles angulaires). Les modes T, TE et E sont aujourd'hui bien prédits, contrairement au mode B primordial où son amplitude est encore mal connue. Le phénomène de lentille gravitationnelle crée un autre mode B non représenté.

Pour effectuer la mesure très faible du mode B, la sensibilité des détecteurs doit être multipliée par dix par rapport à ceux du projet satellite PLANCK, le nombre de détecteurs

doit passer de 50 pour PLANCK à 20000 avec une sensibilité de $5 \mu\text{K}$ pour un pixel d'une minute d'arc carré et une résolution angulaire de 10 minutes d'arc, et ils doivent être sensibles à la polarisation du CMB. Cela implique la réalisation de matrices de bolomètres à antennes, telles que la matrice 204 pixels, avec multiplexage de la lecture des bolomètres. Chaque bolomètre à antenne est sensible à une polarisation et mesure soit la somme (I+Q), soit la différence (I-Q) (dans un référentiel lié à l'antenne). Pour un couple d'antennes orthogonales, on déduit les paramètres I et Q. De plus, pour un couple tourné de 45° par rapport à son voisin, la mesure du même pixel sur le ciel permet de connaître le paramètre U. Des deux cartes de paramètres de Stokes Q et U, on déduit facilement les modes E et B. Par conséquent, l'étalonnage sous lumière polarisée de ces matrices de bolomètres à antennes à l'IMP est une étape indispensable à toute mission de type Sampan. D'autant plus que ces matrices sont trop complexes pour que les simulations électromagnétiques actuelles aboutissent.

Cependant, l'étude Sampan a été jugée trop coûteuse pour être entreprise par le CNES.

En continuation de l'étude Sampan, le projet B-Pol, actuellement soumis à l'ESA, dans le cadre du programme Cosmic Vision, est aussi une mission qui a pour but de mesurer ce mode B, pour un lancement en 2017 au plus tôt. L'aspect détecteur est plus classique. Il sera constitué de 1000 cornets. Chaque cornet sera connecté à deux bolomètres, chacun étant sensible à une seule polarisation, l'une orthogonale à l'autre. Pour chaque cornet, il sera possible de reconstruire les paramètres de Stokes : I et Q, puis U, d'où le mode B. Des bolomètres de type TES sont considérés pour ce projet.

En conclusion, sans cet interféromètre aux performances bien supérieures aux objets que l'on veut caractériser, la réalisation de nouveaux instruments millimétriques aux spécifications astronomiques est vouée à l'échec. Cependant, bien que la réalisation de cet IMP soit achevée, il reste encore de nombreuses étapes à franchir avant d'obtenir les premières images hautes résolutions sur les anisotropies de la polarisation du rayonnement fossile et ainsi de connaître de façon très précise l'origine, le présent puis l'avenir de notre univers.

Références

[Abbon,07] Ph. Abbon et al, “A millisecond-risetime sub-millimeter light source for lab and in flight bolometer calibration”, soumis en 2007.

[Baranov et Mel'nikov,66] VK. Baranov et GK. Mel'nikov, “Study of the illumination characteristics of hollow focons”, Soviet Journal of Optical Technology, 33 (5): 408 - 11 (1966)

[Benoit et Puech,98] A. Benoit et L. Puech, “Mode d'emploi du programme MANIP”, Version 8.8 (1998).

[Benoit,00] A. Benoit et al, “Calibration and first light of the Diabolo photometer at the Millimetre and Infrared Testa Grigia Observatory”, Astronomy and astrophysics, 141, 523-532 (2000).

[Biber,05] S. Biber et al, “Low – loss frequency selective surfaces on silicon substrates for sub-millimeter wave applications”, IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, No. 05CH37629. 2005: 384-7 vol. 4A (2005)

[Bin et al,99], M. Bin et al, “A Large Throughput High Resolution Fourier Transform Spectrometer Spectrometer for Submillimeter Applications”, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 20, No. 3 (1999).

[Brand,03], G.F. Brand, “The strip grating as a circular polarizer”, Am. J. Phys., 71(5), (May 2003).

[Camus,00] Ph. Camus et al, “Low temperature NbSi thin film thermometers on silicon nitride membranes for bolometer applications”, Nucl. Instr. & meth. A, 444 (2000) 419 (2006)

[Camus,06] Ph. Camus et al, “Design of coplanar stripline diplexer integrated in large arrays of antenna-coupled bolometers”, 17th International Symposium on Space Terahertz Technology, ISSTT 2006 May 10-12 (2006)

[Fixcen et Mather,02] D.F. Fixcen et J.C. Mather, “The spectral results of the Far-Infrared Absolute Spectrometer Instrument on COBE”, *The Astrophysical Journal*, 581 817-822 (2002)

[Fröhlich,05] L. Fröhlich, “Bunch Length Measurements Using a Martin-Puplett Interferometer at the VUV-FEL”, Thesis of department of Physics of the University of Hamburg (2005).

[Gaertner et al,96] Gaertner et al, “A new readout system for bolometers with improved low frequency stability”, *Astronomy and astrophysics* (1996).

[Gaertner,97] S. Gaertner, “Système de lecture des bolomètres optimisé pour la mission Planck Surveyor”, Thèse CESR Toulouse / Université Paul Sabatier, (1997).

[Galeazzi et McCammon, 03] M. Galeazzi et D. McCammon, “A microcalorimeter bolometry model”, *Astro-Ph 0304397 v1* (Avril 2003).

[Gonzalez et Boreman,05] F. J. Gonzalez et G. D.Boreman, “Comparison of dipole, bowtie, spiral and log-periodic IR antennas”, *Infrared Physics & Technology*, 46 (32005) 418-428 (2005).

[Harper,76] D.A. Harper et al, “Heat trap: an optimized far infrared field optics system », *Applied Optics* 15 (1): 53-59 144 (1976)

[Hoffmann,06] Ch. Hoffmann et al, “Caractérisation de la matrice 204 pixels 006”, rapport interne à l’Institut Néel (26 juillet 2006)

[Hoffmann,07] Ch. Hoffmann, “Analyse du bolomètre IRLabs”, rapport interne à l’Institut Néel (juin 2007)

[Hooberman,05] B. Hooberman, “Everything you ever wanted to know about frequency-selective surface filters but were afraid to ask” (2005)

[Jones, 53] R.C. Jones, “The general theory of bolometer performance”, *Journal of the Optical Society of America*, vol 43 (1953)

[Lachièze-Rey et Gunzig,95] M. Lachièze-Rey et E. Gunzig, “Le rayonnement cosmologique, Trace de l’univers primordial”, ed. Masson (1995)

[Lamb,96] James W. Lamb, “Miscellaneous data on materials for millimetre and submillimetre optics”, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 17, No. 12 (1996)

[Leclercq,04] S. Leclercq, “Conception d’une caméra bolométrique pour la radioastronomie millimétrique à grand champ”, thèse de l’Université Joseph Fourier Grenoble 1 (2004).

[Martin et Puplett, 69] D.H. Martin, E. Pupklett, “Polarised Interferometric Spectrometric for the Millimeter and Submillimeter Spectrum”, Inf. Phys. Vol. 10, p. 105-109 (1969).

[Marnieros, 98] S. Marnieros, “Couches minces d’isolant d’Anderson. Application à la bolométrie à très basse température”, Thèse CSNSM Orsay/ Université Paris XI (1998).

[Möller,02] K.D. Möller et al, “Inductive cross-shaped metal meshes and dielectrics”, Applied Optics, Vol. 41, No. 19 (2002)

[Nati,07] F. Nati et al, “The Olimpo experiment”, New Astronomy Reviews, Vol. 51, Issue 3-4, p. 385-389 (Mars 2007).

[Padro,01] J.R. Padro et al, “Atmospheric Transmission at Microwaves (ATM) : An Improved Model for Millimeter/Submillimeter Application”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol.49 no. 12 (Décembre 2001)

[Penza et Wilson,65] A. Penza et R. Wilson, “A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s”, Astrophysical Journal Letter, 142 (1965)

[Pisano,99] G. Pisano, “Millimeter CBR polarimetry: the POLCBR experiment at M.I.T.O. New Astronomy Reviews”, Volume 43, Issue 2-4, p. 329-339 (1999)

[Ponthieu,03] N. Ponthieu, “Etude de la polarisation du fond diffus cosmologique et de la poussière galactique par l’expérience Archeops”, Thèse LPSC / Université Joseph Fourier (2003)

[Revéret,04] V. Revéret, “Etude de Faisabilité d’une Caméra Bolométrique Pour l’Imagerie à Haute Résolution Spatiale à 1,3 mm de Longueur d’Onde, pour l’IRAM”, thèse de l’université Paris VI (2004)

[Savry,01] O. Savry, “Matrices de détecteurs bolométriques pour l’imagerie dans les bandes millimétriques : faisabilité, performances et réalisation d’un démonstrateur”, These CEA Leti Grenoble / Université Joseph Fourier (2001)

[Sunyaev et Zeldovich,69] R.A. Sunyaev et Ya.B. Zeldovich, “Distortions of the background radiation spectrum”, *Nature*, 223 (5207) 721 – 2 (1969)

[Sunyaev et Zeldovich,72] R.A. Sunyaev et Ya.B. Zeldovich, “The observation of relic radiation as a test of the nature of X-ray radiation from the clusters of galaxies”, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4 (6): 173 - 8 (1972)

[Sunyaev et Zeldovich,80] R.A. Sunyaev et Ya.B. Zeldovich, “The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background. The possibility of its measurement”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 190(2): 413-20 (1980)

[Timusk,81] T. Timusk et P.L. Richards, “Near millimeter wave bandpass filters”, *Applied Optics*, Vol. 20, No. 8 (1981)

[Ukibe,06] M. Ukibe et al, “Fabrication of large NBSi bolometer arrays for CMB applications”, *Nucl. Instr. & meth. A*, 559 554-556 (2006)

[Whitbourn,85] LB. Whitbourn et PC. Compton, “Equivalent-circuit formulas for metal grid reflectors at a dielectric boundary”, *Applied Optics*, 24(2):217 – 20 (1985)

[Wild,99] W. Wild, “The 30m Manual, a handbook for the IRAM 30m telescope”, *Documentation IRAM* (1999)

[Winston, 70] R. Winston, “Light collection within the framework of géométric optics”, *J. Opt. Soc. Amer.* 60 ,245 (1970)

[Yates,05] S.J.C. Yates et al, « Optical analysis, bolometric camera compatible with IRAM », rapport interne à l’Institut Néel, Grenoble (septembre 2005).

[Yates,06] S.J.C. Yates et al, « The use of HEMTs in multiplexing large arrays of high impedance LTDs », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 559 829-831 (2006).

[Yates,07] S.J.C. Yates et al, « Use of quantum-point-contact high-electron-mobility-transistors for time domain multiplexing of large arrays of high impedance low temperature bolometers », Review of Scientific Instruments, 78, 035104 (2007).

ANNEXE

Manuel d'utilisation de l'Interféromètre de Martin Puplett

Plan

Introduction	147
Chapitre 1 Utilisation de l'IMP	149
Chapitre 2 Programme de réduction des données	157
Annexe A : Utilisation du cryostat	159
Annexe B : Alignement de cryostat	167

Introduction

L'Interféromètre de Martin Puplett (IMP) est un outil capable de caractériser optiquement divers échantillons de diamètre inférieur à 5 cm si l'échantillon est placé dans le cryostat, 15 cm sinon (filtre, matrice de bolomètre, lentille...). Il mesure leurs réponses spectrales en transmission ou en absorption, à température ambiante ou à 4K et pour différente orientation de polarisation. Il peut aussi mesurer l'indice spectral et l'épaisseur de cet échantillon.

La réponse spectrale s'étend de 50 à 3000 GHz avec une résolution maximale de 1,3 GHz. A titre d'exemple, un spectre balayant de 50 à 700 GHz, avec une résolution de 10 GHz est obtenu en 1 mn.

Ce manuel décrit, au chapitre 1, l'utilisation de l'IMP situé à l'Institut Néel, MCBT, E202 à Grenoble, puis au chapitre 2, comment utiliser le programme de traitement des données afin de caractériser optiquement votre échantillon. L'annexe A explique la préparation, puis la mise en froid et le remplissage quotidien du cryostat. L'annexe B décrit la méthode à suivre pour aligner le cryostat au faisceau de sortie de l'interféromètre.

Chapitre 1 : Utilisation de l'IMP

La procédure d'installation et de refroidissement du cryostat est détaillée en annexe A, et l'alignement de celui-ci par rapport à l'IMP se situe en annexe B.

Vérification préliminaire sur l'interféromètre

- Remplissage du vase azote par le dessous du support de l'IMP (remplissage en 5 mn, autonomie de 12h)

- Alimentation sous l'IMP limité en tension à 19V
- Ouverture du logiciel TRMC2

Accessible depuis le raccourci présent sur le PC suivant :



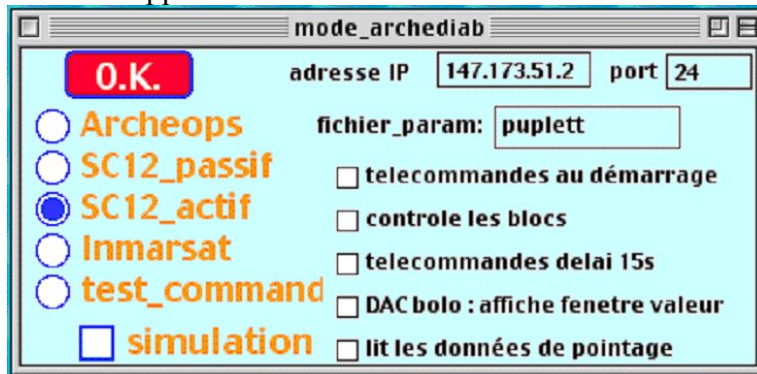
- Régulation de la température via le TRMC2 (fenêtre Trmc2-Main)
 - ON sur Heater (average de 0,5 s dans config)
 - Température de consigne du bolomètre : 2,15 K
 - Régulation avec $P = 4 \text{ mW/K}$
 - $I = 3 \text{ m s}^{-1}$
 - $D = 0$
- Régulation de la vanne froide sur le boîtier Eurotherm :
 - $W = 110$

VERIFICATION : Avec ces réglages, le bruit en température sur le bolomètre lu au TRMC2 devient inférieur à **0,5 mK pic à pic** et la puissance appliquer par la régulation est de **50 μW** .

Utilisation du logiciel Archediab

- Ouverture du logiciel Archediab (logiciel de contrôle et d'acquisition de l'IMP)
 - Ouvrir le logiciel *archediab* qui se situe dans le répertoire
Astro-Archeops2/Alain2/Programmes/archediab

La fenêtre suivante apparaît :



- Choisir : mode SC12-actif
 Adresse IP : 147.173.51.2
 Port : 20..29 (au choix)
 Fichier_param : Puplett
- Puis OK

La fenêtre contrôle apparaît :

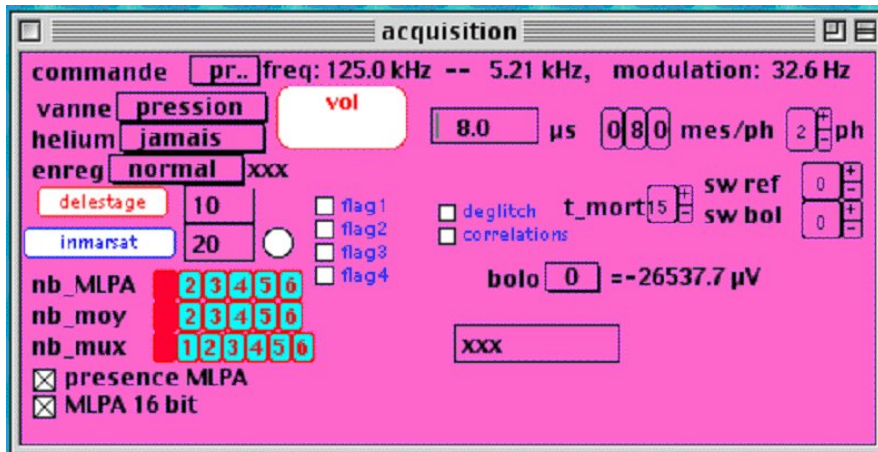


Elle permet d'activer les autres fenêtres détaillées plus loin.

- Appuyer 2 fois sur *reset*

➤ Vérification de la lecture du bolomètre

- Cliquer sur *trans*, accessible depuis la fenêtre contrôle, dans la fenêtre contrôle puis sélectionner *bloc brut*
- Cliquer sur *acqui*, accessible depuis la fenêtre contrôle, pour ouvrir la fenêtre acquisition suivante :



- Choisir : 8 μ s par mesure, 80 mesures/phase, 2 phases (modulation de 32,6 Hz)
nb_MLPA = 1, nb_moy = 1, nb_mux = 0
t_mort = 15
- Cliquer sur *bolos*, accessible depuis la fenêtre contrôle, pour ouvrir la fenêtre 0 :bolo suivante :



- Choisir : I = 238 nA (DAC sur 2000)
 - Régler V, L, T et g de façon à équilibrer le bolomètre du mieux possible.
- En générale : V=1500mV (DAC sur 1800), DAC L=4000, DAC T=170, g=6..7
ATTENTION à vérifier de temps en temps si le bolomètre n'est pas saturé.

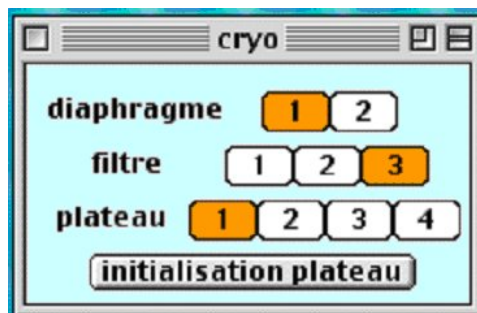
Vérification :

Le bruit du bolomètre à 4 HZ est d'environ $100\text{nV}/\text{Hz}^{1/2}$

L'amplitude de la modulation au centre de l'interférogramme (sans diaphragme et avec le miroir de référence) doit être environ de 3000 μ V. Si ce n'est pas le cas, revoir l'alignement du cryostat (cf. annexe B).

➤ Configuration du cryostat

- Cliquer sur *Cryo*, accessible depuis la fenêtre contrôle, pour ouvrir la fenêtre cryo suivante :



Diaphragme : sélection du diaphragme

ATTENTION pour le diaphragme 2, vérifier que la tige est bien en butée, sinon la mettre manuellement.

Filtre : sélection du filtre ou de l'échantillon

Remarque, pour la position 2, le piston n'est pas actionné : il faut régler manuellement la tige du filtre jusqu'à la marque indiquée.

Plateau : la position 1 est celle de la référence. Si vous ne savez pas sur quelle position est le plateau, cliquer sur *initialisation du plateau* et le plateau tourne de 1 tour jusqu'à sa butée qui correspond à la position 1.

Remarque : Il faut 30 secondes pour effectuer $\frac{1}{4}$ de tour et ne rien toucher pendant l'opération.

➤ Visualisation des données

• Cliquer sur *pup*, accessible depuis la fenêtre contrôle, pour ouvrir la fenêtre Puplett suivante :



- Choisir la *résolution* souhaitée de 1 à 6
1 pour 30 GHz, 6 pour 1,3 GHz

Remarque : La résolution, ainsi que la durée que prendra un aller (temps nécessaire pour acquérir un spectre) sont affichées.

- Cliquer sur *On/Off*. L'ordinateur envoie les commandes suivantes :
 - Réglage des paramètres correspondants à la résolution imposée
 - Rotation du polariseur
 - Positionnement du miroir
 - Optimisation du signal
 - Ouverture de la fenêtre interférogramme
 - Emission de 10 bips signalant le commencement du balayage
 - Balayage

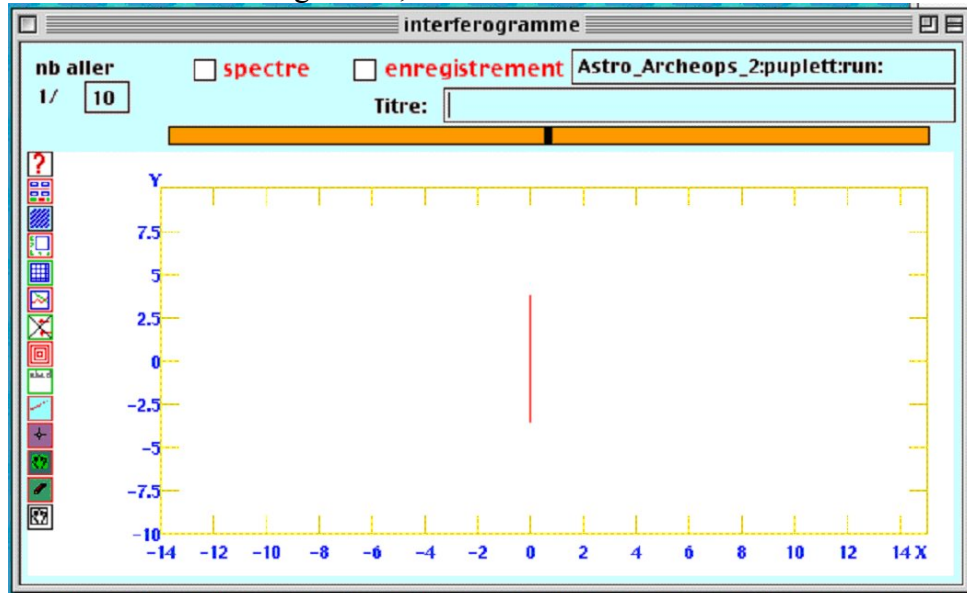
Les autres boutons de cette fenêtre sont :

Arrêt d'urgence : Coupe l'alimentation du polariseur tournant

Interferogramme : Ouvre la fenêtre interférogramme

\pm : Fait apparaître d'autres boutons, décrites à la page suivante, pour une utilisation avancée

Dans la fenêtre interférogramme, vous avez accès aux boutons suivants:



Nb aller : Donne le nombre N d'aller à effectuer avant de recommencer un nouveau fichier d'acquisition (cela permet d'effectuer la moyenne sur N interférogrammes dans la réduction de données)

Spectre : affiche un spectre approximatif par aller

Le graphe affiche l'interférogramme en direct. Les ordonnées sont en μV et les abscisses en mm.

➤ Enregistrement des données:

L'enregistrement se fait à partir de la fenêtre interférogramme.

- Entrer le commentaire associé à ce scan dans *Titre*
- Entrer le nom du répertoire à enregistrer après avoir vérifié qu'il existe, sinon le créer (habituellement dans *Astro_Archeops_2:puplett:runxx:* où xx est le numéro du run)
- Cliquer sur *enregistrement*
- Un message vous demande si c'est un spectre de référence. Dans le cas où la réponse est non, on vous demandera d'aller chercher le fichier de référence pour l'associer à cet enregistrement.

Remarque : Si vous décliquez ce bouton, l'enregistrement ne se terminera qu'après avoir effectué les N allers définis dans *nb aller*.

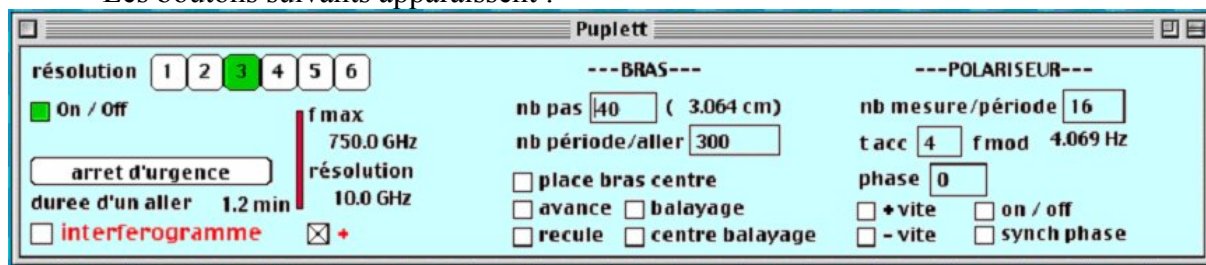
➤ Changement de résolution

- Décocher *on/off* sur la fenêtre Puplett
- Cliquer sur la *résolution* souhaitée
- Re-cocher *on/off*

➤ Configuration avancée

Ces paramètres sont accessibles en cliquant sur le bouton + de la fenêtre Puplett.

Les boutons suivants apparaissent :



Dans la rubrique bras :

Nb pas : Indique le nombre de pas que le miroir fait entre deux mesures, soit à chaque demi tour du polariseur (1 pas = 2,5 μ m)

Remarque 1 : Le nombre de pas change la fréquence maximale du spectre indiquée aussi dans cette fenêtre.

Remarque 2 : La valeur affichée à droite de nb pas indique la distance parcourue par le miroir par aller.

Nb période/aller : Indique le nombre de mesures à effectuer par aller

Place bras centre : Place le bras au centre du balayage. Pour une résolution inférieure à 4, ce centre correspond au centre de l'interférogramme (balayage symétrique).

Avance : Déplace le miroir vers la grille polarisante

Recule : Eloigne le miroir de la grille polarisante

Balayage : Active le balayage

Centre balayage : Prend la position du miroir actuel comme origine de l'axe des abscisses.

Dans la rubrique polariseur :

Nb mesure/période : Nombre de sous mesures à effectuer pendant un demi tour du polariseur

Remarque : la valeur affichée à droite de fmod indique la fréquence de modulation du signal

T acc : Indique le temps nécessaire pour accélérer ou décélérer le polariseur tournant. Ce temps doit être multiplié par 10 secondes pour avoir le temps effectif.

Phase : Permet de décaler la phase lors de la démodulation du signal. On peut ainsi optimiser l'amplitude du signal démodulé (ceci n'a pas d'incidence sur le signal enregistré)

On/off : Active ou désactive la rotation du polariseur

+ vite : Effectue une rotation légèrement plus rapide par rapport au signal de synchronisation. Sur la fenêtre synchronisation, on voit la position du capteur de polarisation entre deux mesures qui se décale si ce bouton est activé.

- vite : De même que + vite sauf que le polariseur est ralenti

synch phase : Synchronise automatiquement la phase en maximisant le signal démodulé.

➤ Fenêtre de contrôle

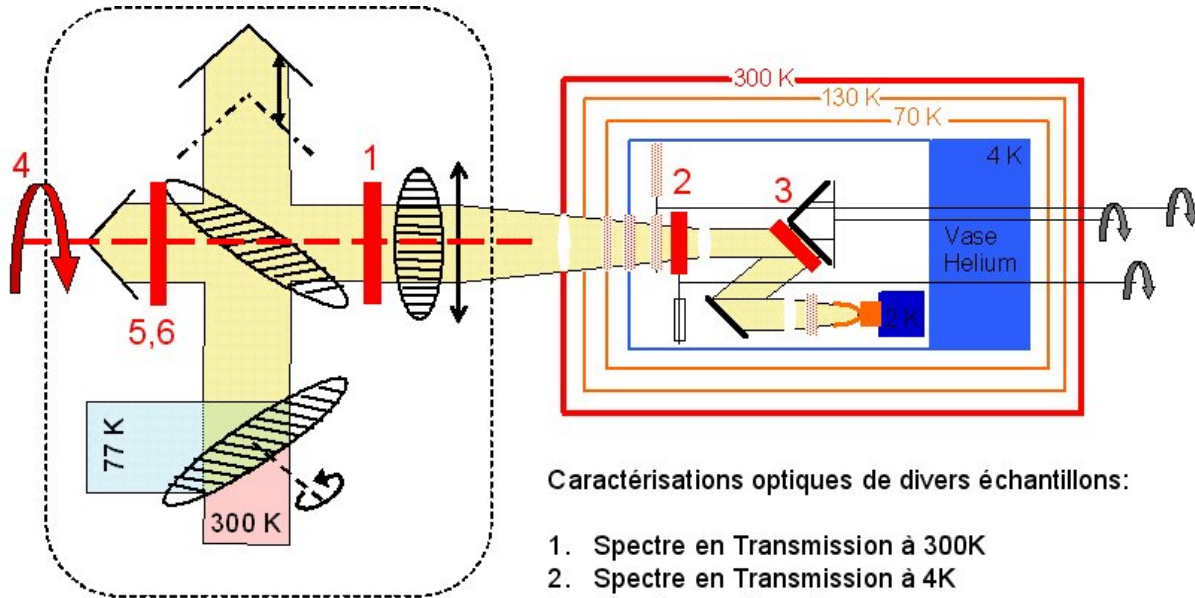
Accessible depuis le menu fenêtre, puis synchro.



- Le voyant polar devient rouge quand la marque noir sur le polariseur passe devant le capteur, soit à chaque tour du polariseur.
- Le voyant miroir est bleu quand le miroir est du côté de la grille séparatrice, sinon blanc. A la transition entre le bleu et le blanc, le miroir est au centre.
- Le voyant relatif à avance et recule indique si le mouvement du miroir par rapport à la grille séparatrice.
- Si le bouton polar est activé (en noir), alors on a accès à la fréquence du polariseur (ici : 2 Hz) et au nombre de mesures que le bolomètre acquière pendant un tour de polariseur. On remarque que ce nombre est en moyenne un entier (ici : 32). La barre en bleu indique la position du déclenchement du capteur du polariseur entre deux mesures du bolomètre. Cette position montre directement s'il y a eu des dérives au niveau de la vitesse de rotation.

Caractérisation d'un échantillon

- Faire d'abord un spectre de référence (position 1 du plateau tournant).
- Placer l'échantillon selon le mode de mesure souhaité.



Caractérisations optiques de divers échantillons:

1. Spectre en Transmission à 300K
2. Spectre en Transmission à 4K
3. Spectre en absorption
4. Influence de la polarisation
5. Indice optique
6. Epaisseur

- Vérifier si le bolomètre est toujours équilibré (pas de saturation)
- Lancer l'acquisition avec l'échantillon

Chapitre 2: Programme de réduction des données

➤ Enregistrement du fichier dans la base de données de Sami

- Ouvrir le *sélecteur* dans le menu pomme
- Cliquer sur *Apple Share* et sur *Crtbt-E-1er*
- Puis sur *Astro_sami*, puis *annuler*
- Entrer Nom : MPI
 Pwd : bbbbb
- Sélectionner *SamiData*, puis *Ok*
- Enregistrer les données dans le répertoire :
 SamiData/puplett/Acquisition/runxx
- Créer le répertoire *runxx*, où *xx* est le numéro du run, s'il n'existe pas.

➤ Réduction des données

- A partir du PC
Ouvrir le raccourci *reduction@sami*
suivant :



- A partir de l'ordinateur Sami
Ouvrir le compte suivant:
Login : durand
Pwd : crtbt01
Puis un terminal

- Tapez : *cd \$SCR* (va dans le répertoire des programmes sources)
 idl (lance le logiciel IDL)
 spectrem_t_pc à partir d'un PC, où *spectrem_t* à partir de l'ordinateur Sami. Cette commande lance la réduction de données jusqu'à l'obtention du spectre caractérisant l'échantillon.
- Choisir le fichier contenant les données de l'échantillon à caractériser.
- Au milieu du programme, on vous demande de choisir les interférogrammes à garder. Mettre dans la variable *bon*, les numéros des interférogrammes entre crochets à conserver.

Ex : *bon*=[1,2,8,9,10]

bon=*indgen*(*ninterf*-2)+1 si on veut tout garder sauf le premier et le dernier interférogramme

- Puis: *.c*

Les données du spectre sont enregistrées sur le compte *durand*, dans le dossier :

/Data/save_sets/

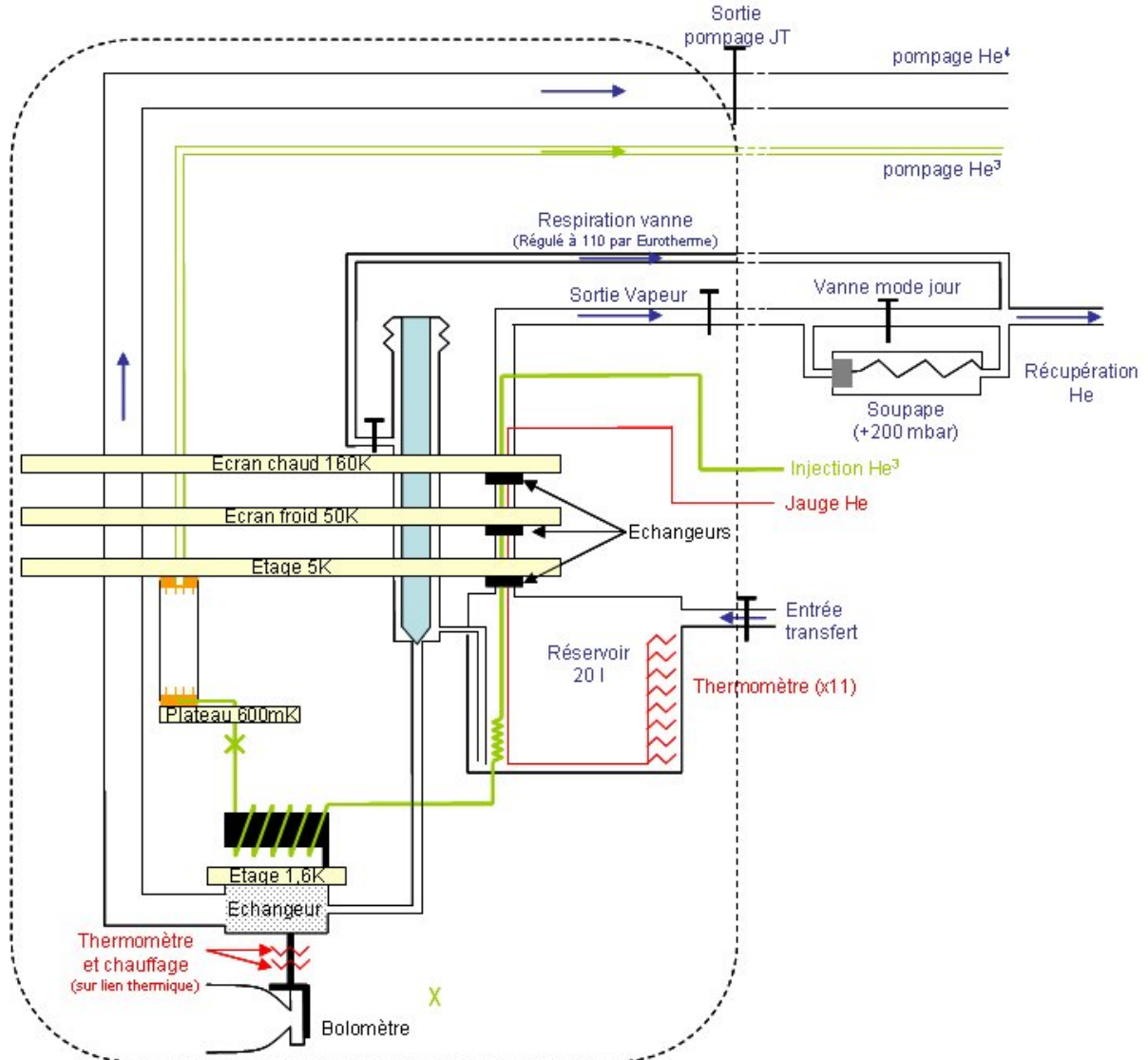
Dans le sous-dossier ASCII sont contenues les données en ASCII éditable depuis Excel par exemple et dans le sous-dossier IDL, sont contenues les données en langage éditable par IDL et une image du spectre.

Remarque : Le programme *reduce_one_spectrum_v7_pc,xx* (où s'il est exécuté sur l'ordinateur Sami : *reduce_one_spectrum_v7,xx*) où xx représente le degré de test, réduit les données d'un scan et établit son spectre (pas de comparaison avec le spectre de référence). Les degrés de test sont les suivants :

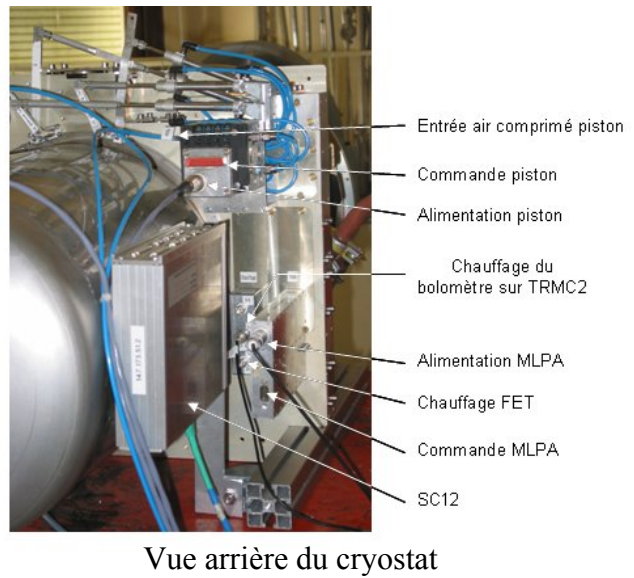
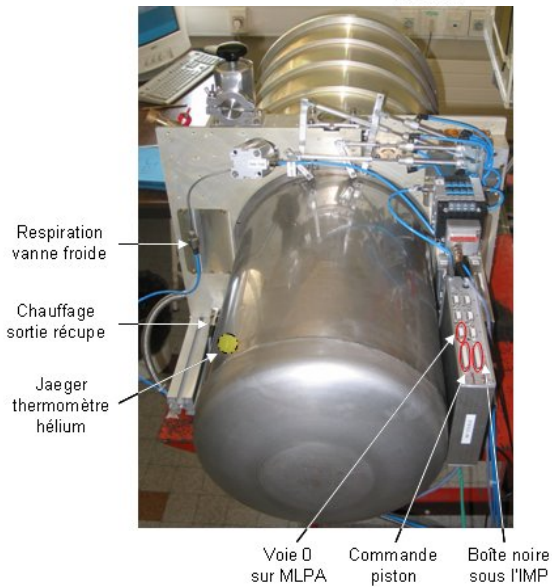
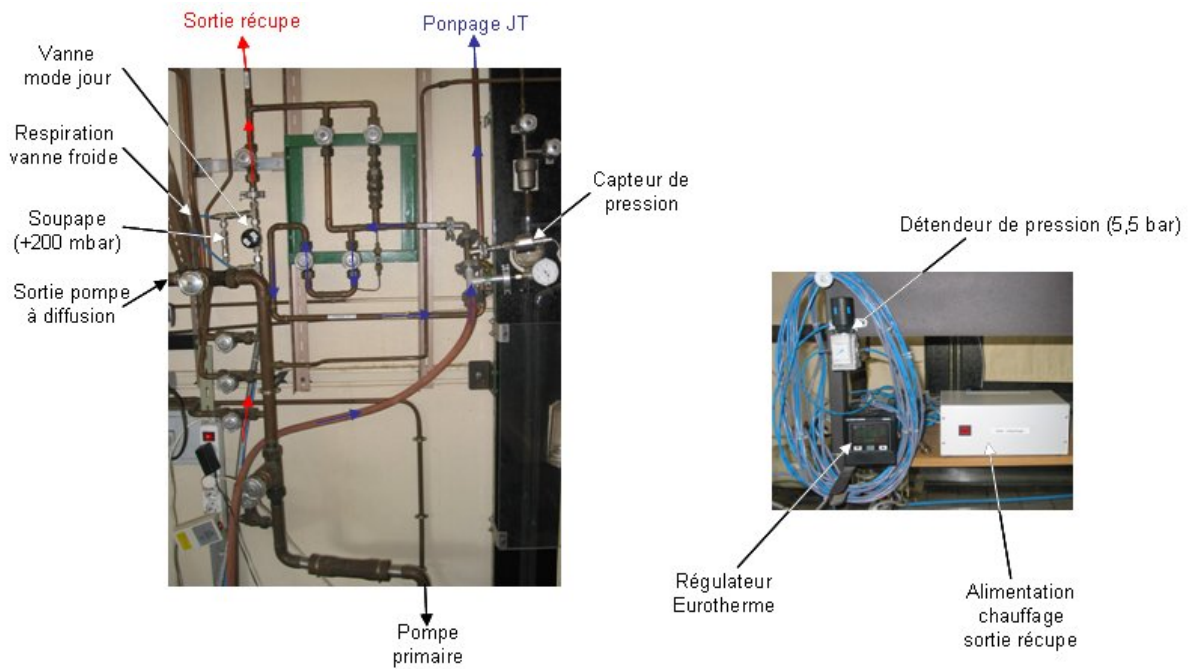
- xx=0 : affiche les graphes à chaque étape du programme
- xx=1 : affiche chaque interférogramme et chaque spectre
- xx=2 : affiche seulement le spectre moyenné

ANNEXE A Utilisation du cryostat

➤ Schéma de la partie cryogénie du cryostat



➤ Photos descriptives du panneau de vannes et du cryostat



- Mise en place des échantillons à l'intérieur du cryostat (à 4K)
 - Soit sur le plateau tournant (3 possibilités) pour une caractérisation en absorption
 - Soit sur le support côté entrée du cryostat (2 possibilités) pour une caractérisation en transmission

- Vérification préliminaire
 - Echantillons : Faire tourner le plateau ainsi que les 2 supports du fond.
 - Thermométrie : Connexion TRMC2-COM1 du PC via le boîtier « interface mesure/PC ABB »

Ouvrir le logiciel TRMC2 sur le PC à partir de l'icône suivant :



sur la Jaeger « cryostat » (connectée à 3 cartes sur le TRMC2)

4Da : pt 100 sur écran froid	(108 Ohm @ 300K)
3Db : AB 100 sur l'étage 4K	(109 Ohm @ 300K)
2Dc : pt 100 sur l'écran chaud	(108 Ohm @ 300K)

sur la Jaeger « 4K »(connectée à 1 carte sur le TRMC2)

7Ga : AB 100 libre	(103Ohm @ 300K)
7Gb : AB 100 libre	(108Ohm @ 300K)
7Gc : AB 100 libre	(103Ohm @ 300K)
7Gd : AB 100 sur le lien thermique du bolo (106Ohm @ 300K).	C'est sur ce thermomètre que la régulation doit s'effectuer.

sur la Jaeger « Hélium »

Ouvrir le logiciel labview présent sur le PC à partir de l'icône suivant :



La connexion passe par un boîtier qui alimente les thermomètres et renvoie la tension lue sur la carte NI du PC.

- *Chauffage du bolomètre* accessible sur la sortie BNC N° 3-4 située sur la face arrière ($R=10,15\text{ k}\Omega$)
- *SC12* : Alimentation en 5V
Câble ethernet sur le réseau
- *Piston* : Pression = 5,5 bar
Brancher la sortie piston du SC12 au boîtier de commande des pistons
Alimentation de ce boîtier de commande
- *IMP* : Brancher la sortie puplett du SC12 à la boîte noire située sous l'IMP
- *MLPA* : Brancher la voie 0 du SC12 sur le MLPA
Branchement au cryostat
Alimentation de ce boîtier en -15/0/+15V
- *Bolomètre* : Connecter dans le cryostat près du bolomètre :
 - Le thermomètre
 - Le chauffage
 - Le bolomètreVérifier la lecture du bolomètre sur Manip ($R < 1\text{ k}\Omega$ à 300K)
- Alimentation du chauffage en sortie de vapeur froide : Boîtier + prise chauffage
- *Pompage He* : Connexion de la sortie pompage JT du cryostat à la pompe murale

Hélium

- Branchement de la pompe murale
- Ouverture de la vanne de pompage Hélium
- Ouverture de la vanne sortie pompage JT
- Régulation de la vanne froide en ajustant la pression de sortie sur le

boîtier noir Eurotherm :

$$W = 110$$

ATTENTION : sans régulation, la vanne de sortie gèle

(A titre indicatif, sur le régulateur : $Pr=Pp2=Cl=db=Sbr=0$; $Atr=130,8$; $Ti=60$; $Sp=Hl=100,0$; $A11=A12=1999,9$; $Pb=193,4$; $tg=cbl=cbh=OFF$; $Cr=1$; $Cc=4,6$)

➤ Fermeture du cryostat

- Fermer l'écran 4K, l'écran froid et l'écran chaud
- Connexion de la sortie vapeur d'Hélium au système de récupération d'hélium, nommé récup.

➤ Pompage du cryostat

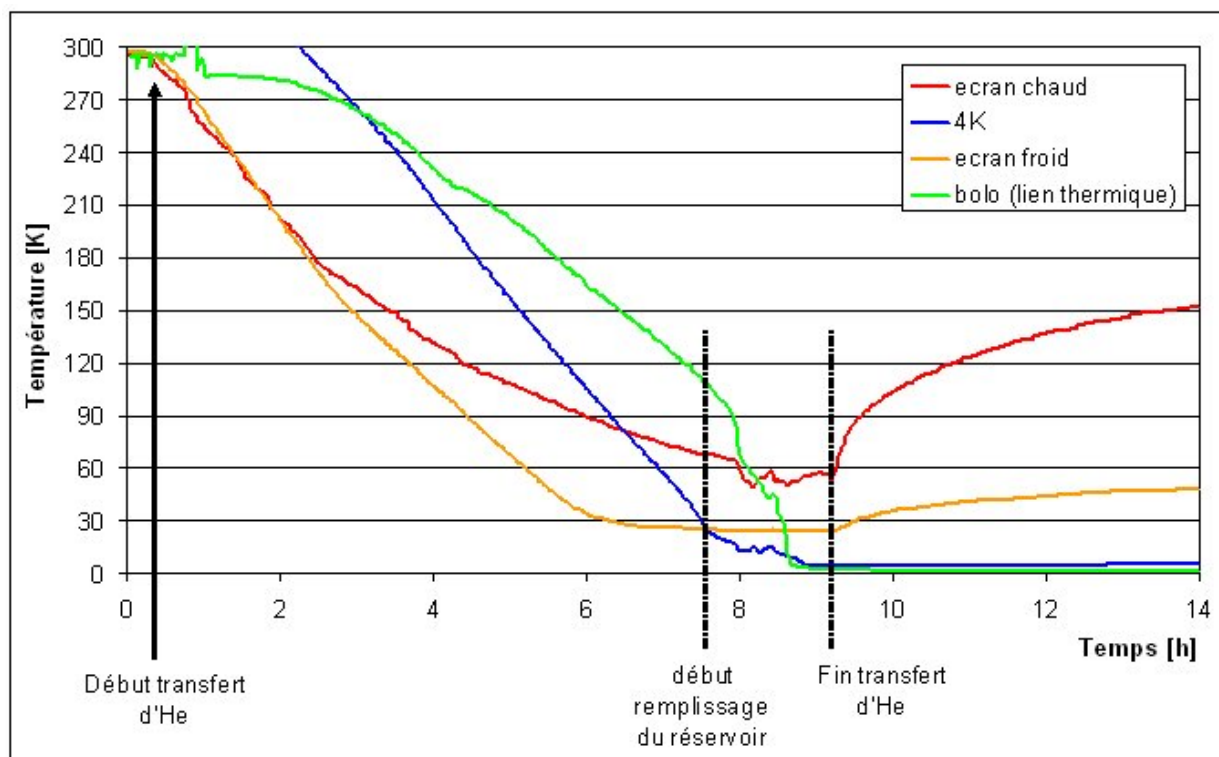
- Circulation d'eau pour refroidissement de la pompe à diffusion murale
- Branchement de la pompe à diffusion (interrupteur sur le mur sous la pompe)
- Branchement de la pompe primaire
- Pomper le cryostat avec la pompe primaire
- ATTENTION : pomper avec la pompe à diffusion que quand $P < 2 \cdot 10^{-1}$ mbar
- Attendre au moins 2h avant de commencer le refroidissement ($P < 5 \cdot 10^{-2}$ mbar)

Mise en froid

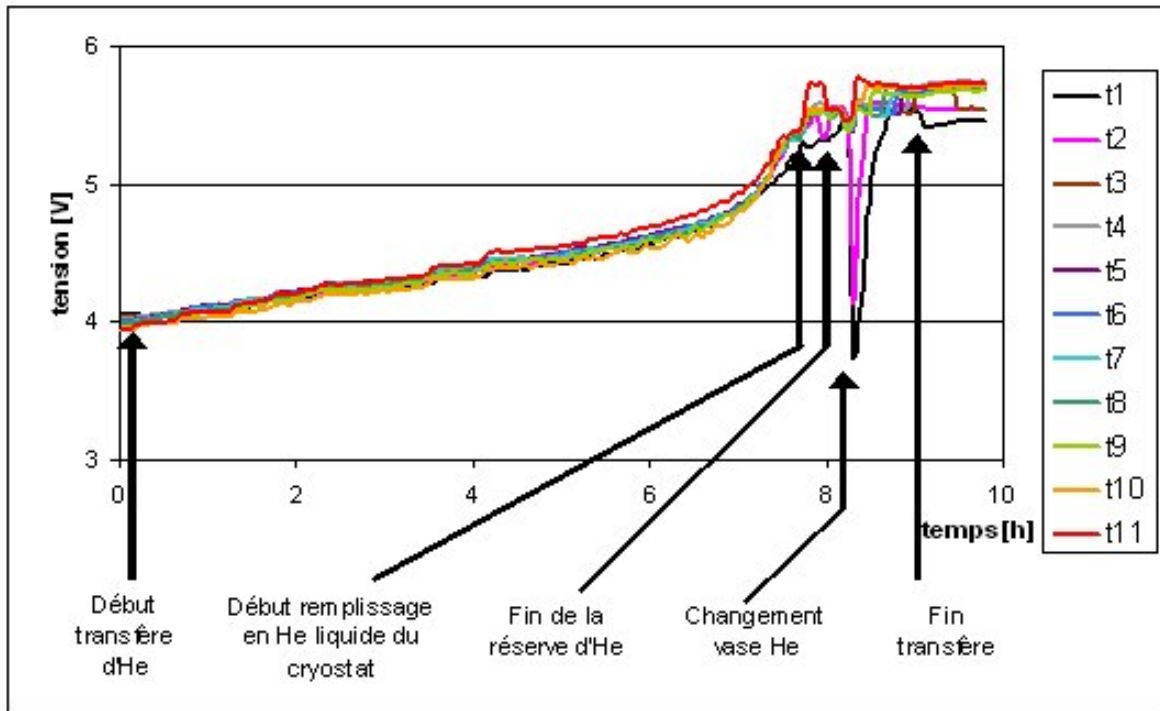
Deux choix possibles :

Mode nuit Refroidissement en 16h	Mode jour Refroidissement en 8h
<ul style="list-style-type: none">• Régulation de la pression sur 110 via le régulateur Eurotherm	<ul style="list-style-type: none">• Ouvrir la vanne mode jour côté récupé
<ul style="list-style-type: none">• Fermer la vanne mode jour côté récupé (La vapeur passe alors par la soupape qui limite le débit)	
<ul style="list-style-type: none">• Transfert d'Hélium : utiliser un vase de 100 litres et une canne de transfert à extrémité flexible. Pendant le transfert,	
<ul style="list-style-type: none">• Fixer au début une pression de 300 mbar• Puis fermer la vanne de respiration du vase	<ul style="list-style-type: none">• Garder une pression de 100 mbar (re-mettre de la pression dans le vase si nécessaire)
<i>Transfert pendant 16h</i>	<i>Transfert pendant 6h</i>

- Quand $T_{4K} < 50K$, ouvrir la vanne mode jour
- Mettre de la pression dans le vase pour augmenter le débit et commencer le remplissage du vase (environ 30 mn)
- Au 8/11^e du remplissage, mise à la récupe le vase Hé (fin raisonnable du transfert)
- Fermer la vanne mode jour
- Régulation de la température du bolomètre :
 - $T_{\text{consigne}} = 2,15K$
 - $P = 4 \text{ mW/K}$
 - $I = 3 \text{ m s}^{-1}$
 - $D = 0 \text{ s}$



Exemple de l'évolution des températures des écrans et du bolomètre dans le cryostat pendant le refroidissement en mode jour.



Exemple de l'évolution des 11 thermomètres présents dans le vase hélium du cryostat pendant le refroidissement en mode jour.

Remplissage quotidien

La capacité du vase étant de 20 l et la consommation de 0,8 l/h, il est nécessaire de remplir le cryostat d'Hé 1 fois par jour.

- Ouvrir la vanne mode jour
- Commencer le transfert (environ 30 mn)
- Fermer la vanne mode jour dès que le vase est rempli au 8/11^e.

Fonctionnement à l'équilibre

• Toujours fermer la vanne mode jour pour garder en surpression le réservoir d'hélium et ainsi évacuer les bulles de gaz d'He qui se forment au niveau de la vanne froide.

- $T_{\text{écran chaud}} = 165\text{K}$
- $T_{\text{écran froid}} = 50\text{K}$
- $T_{\text{étage 4K}} = 4,9\text{K}$
- $T_{\text{bolomètre}} = 2,1\text{K}$
- Consommation : 0,8 l/h
- $R_{\text{bolomètre}} = 6,2 \text{ M}\Omega$

ANNEXE B Alignement du cryostat

Alignement approximatif

- Hauteur sol – centre lentille cryostat : 121,5 cm
- Distance lentille cryostat – IMP : 35 cm
- Distance mur – centre lentille cryostat : 95 cm
- Alignement de l'angle du cryostat sur l'axe optique à l'œil

Alignement précis

- Se placer au centre de l'interférogramme, là où le signal émis est maximal. Pour cela, dans le programme Manip :

Décocher le bouton *On / Off*

Choisir *résolution = 1*

Cliquer sur +

Cliquer sur *place bras centre*

Dans la rubrique Polariseur, cocher *on / off*

- Affichage du signal démodulé dans Manip:

Ouvrir la fenêtre *trace_voie2*, accessible depuis le menu Archeops/trace tout/

Cocher *raz*

Sélectionner temps : *sec*

moy : 1

detection : *puplett*

➤ Hauteur du cryostat

- Relever la valeur du signal démodulé
- Placer un éccosorb, absorbeur en mousse avec une face noire et l'autre jaune, sur la partie inférieure de la lentille de sortie de l'IMP
- Régler la hauteur du cryostat pour retrouver ce signal divisé par 2
- Vérifier que vous retrouvez la même valeur en cachant la partie supérieure de la lentille.

➤ Position horizontale du cryostat

- Le principe est le même que pour le réglage de la hauteur sauf pour les points suivants :
- Cacher la partie droite de la lentille de sortie de l'IMP
- Vérifier que vous retrouvez la même valeur en cachant la partie gauche de la lentille.

Résumé

La recherche de connaissance de plus en plus précise sur l'évolution de l'univers depuis le big bang, implique le développement d'instruments sub-millimétriques appliqués à la cosmologie observationnelle, comme la caméra bolométrique. Dans ce contexte, il est apparu le besoin de disposer d'un instrument capable de caractériser optiquement l'indice spectral, la transmission et l'absorption de divers matériaux constituant la caméra (matrice de détecteurs, filtres, lentilles...). De plus, l'évolution des besoins observationnels nous pousse aussi à caractériser ces éléments optiques en lumière polarisée et sous différentes températures.

Le travail de cette thèse a porté sur la conception, la réalisation puis l'utilisation de l'ensemble de cette chaîne instrumentale. Elle est constituée de trois parties : l'interféromètre, le cryostat optique et l'acquisition et le traitement des données. L'interféromètre de type Martin Puplett est un spectromètre millimétrique par transformée de Fourier. Le principe de fonctionnement est voisin de celui d'un interféromètre de Michelson. Un signal optique polarisé incident, modulé entre un corps noir à 300K et à 70K, est séparé en deux faisceaux grâce à une grille séparatrice, puis interfèrent après avoir parcouru des distances différentes. Le signal transmis par le système est polarisé puis lu par un détecteur de rayonnement, appelé bolomètre, refroidi à 2K. Le cryostat optique permet de refroidir ce bolomètre par détente sur l'hélium liquide et de caractériser des échantillons à 4K. L'acquisition des données est réalisée via une carte électronique qui module le signal du bolomètre et amplifie la réponse. Ensuite, une interface graphique permet d'une part de commander et de contrôler son fonctionnement, et d'autre part de visualiser la réponse spectrale et de rediriger les données vers un autre programme de traitement des données. A l'issue de ce programme, on obtient des réponses spectrales allant de 50 à 3000 GHz avec une résolution pouvant aller jusqu'à 1,3 GHz et une précision en amplitude de 1 %. Ces réponses peuvent être obtenues sous sept différentes polarisations du champ électrique comprises entre 0 et 90°. Cet instrument nous a permis de caractériser différents filtres, lentilles et matrices de bolomètres, prochainement installés dans la caméra bolométrique.

Mots clés : cosmologie, cryostat optique, électronique, instrumentation, interféromètre de Martin Puplett et matrice de bolomètre.

Abstract

The growing precision of scientific research into the evolution of the universe since the Big Bang involves the development of suitable sub-millimetric instruments which apply to observational cosmology, such as bolometric cameras. In this context, we see the need for an instrument which enables the determination of the spectral index and the optical characterization of a variety of materials making up the camera (detector array, filters, lenses, and so on...) using transmission or absorption measurements. Furthermore, due to the expansion of observational requirements, we also see the need to characterize these optical elements through polarized light and in different temperature conditions.

This thesis focused on the design, the realisation and the use of all the components of this instrumental chain. It is divided into three parts: the interferometer, the optical cryostat, and data gathering and processing. The Martin Puplett spectrometer is a Fourier transform millimetric spectrometer. It works along the same principles as a Michelson interferometer. A incident optical signal, modulated between a black body between 300K and 70K, is split into two beams by a beamsplitter. These two beams interfere after having travelled along a different distance. The signal transmitted by the system is polarized then read by a radiation detector, called a bolometer, which has been cooled down to a temperature of 2 K. The optical cryostat enables to cool down this bolometer thanks to liquid helium and to characterize the samples at a temperature of 4 K. Data acquisition is performed by the means of an electronic board which modulates the bolometer signal and amplifies the response. A graphic interface then enables to control and monitor its operation on the one hand, and to visualize and measure the spectral response on the other hand. It also enables to forward the data towards another data processing program which outputs spectral responses ranging from 50 to 300 GHz, with a resolution up to 1.3 GHz and an amplitude accuracy of 1 %. These responses can be obtained through seven different polarizations of the electronic field ranging from 0 to 90°. This instrument enabled the characterization of a variety of filters, lenses and bolometer matrix which will soon be mounted inside the bolometric camera.

Key words : cosmology, optical cryostat, electronics, instrumentation, Martin Puplett interferometer and bolometer matrix.