



HAL
open science

Développement d'une chaîne de détection bolométrique supraconductrice pour la mesure de la polarisation du Fond Diffus Cosmologique

Joseph Martino

► **To cite this version:**

Joseph Martino. Développement d'une chaîne de détection bolométrique supraconductrice pour la mesure de la polarisation du Fond Diffus Cosmologique. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2012. Français. NNT: . tel-00794700

HAL Id: tel-00794700

<https://theses.hal.science/tel-00794700>

Submitted on 26 Feb 2013

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

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

Développement d'une chaîne de détection bolométrique
supraconductrice pour la mesure de la polarisation du
Fond Diffus Cosmologique



THÈSE présentée en vue de l'obtention du grade de
DOCTEUR De L'Université Paris Diderot

Pierre Binetruy	Président du Jury
François Couchot	Examineur
Paolo De Bernardis	Rapporteur
Hervé Geoffray	Examineur
Alessandro Monfardini	Rapporteur
Michel Piat	Directeur de Thèse
Louis Rodriguez	Examineur

Joseph Martino

Laboratoire Astroparticule et Cosmologie (APC)

UNIVERSITE PARIS DIDEROT

Novembre 2012

Abstract

Les succès des récentes mesures des anisotropies en température et en polarisation du spectre du fond diffus cosmologique (CMB), notamment par les satellites WMAP et bientôt PLANCK, ont considérablement transformé les perspectives en cosmologie. Sur le plan scientifique, celles ci viennent fortement confirmer le scénario du Big Bang et ont contribué à établir un *modèle standard de la Cosmologie* appelé Λ CDM. Les efforts sont aujourd'hui portés sur la polarisation de ce rayonnement. En effet pendant une période inflationnaire où l'univers aurait subi une expansion accélérée, un mode particulier de polarisation du CMB appelé mode B aurait été généré par des ondes gravitationnelles primordiales. La mesure de ces modes B primordiaux pousse les contraintes instrumentales de 3 à 5 ordres de grandeur. Leur détection éventuelle fait du CMB un enjeu pour la physique fondamentale en tant que preuve indirecte de l'existence des ondes gravitationnelles, tout en nous offrant une fenêtre unique et riche en information sur les tout premiers instants de l'Univers.

Mon travail de thèse aborde cette problématique au niveau instrumental. Les détecteurs utilisés sont aujourd'hui en dessous du bruit lié à la statistique d'arrivée des photons. Le seul moyen d'améliorer la sensibilité est donc d'augmenter soit le temps d'observation, soit le nombre de détecteurs, en prenant soin de réduire au maximum les sources d'erreurs systématiques. Une des solutions les plus prometteuses est le développement de la technologie supraconductrice. Cette dernière offre une réponse à ces deux problèmes :

- Une facilité de réalisation en matrice en utilisant des techniques de micro-fabrication.
- La possibilité d'utiliser une contre-réaction négative afin d'améliorer l'uniformisation de leur réponse et ainsi réduire les effets systématiques.

Remerciements

Je tiens à remercier chaleureusement l'ensemble de l'équipe du laboratoire millimétrique de m'avoir fourni un environnement de travail idéal, d'avoir porté ce projet de thèse, et moi par la même occasion, pendant ces trois années. Merci à Michel d'avoir toujours trouvé du temps pendant ces années riches en événements ; à Damien dont la capacité à être en désaccord, très souvent avec raison, en font le meilleur compagnon de travail que l'on puisse espérer ; à Eric dont l'audace expérimentale n'a d'égal que sa bonne humeur ; à Fabrice pour m'avoir fait découvrir tout un pan de la culture française et surtout de l'importance des remerciements.

Je remercie également : Yannick dont le soutien sans faille et intelligent m'ont permis de mener ce travail de thèse à son terme ; Jean dont la bienveillance, la curiosité et la pertinence en font un appui précieux pour tous les thésards du groupe.

Un grand merci à Benoît et Stéfanos d'avoir fourni les précieuses matrices de bolomètres.

Je remercie les thésards et post-doc avec qui j'ai partagé un bureau, aux airs parfois de grande colloc, mais toujours dans un sérieux ... presque monacal. Merci à Andréa, Sébastien, Romain, Gael, Tanguy, Silvia, Mariana, Alexandre, Loïc, Benjamin, Julian, Adnan, Ixandra, Giulio, Guillaume, Josquin et Marie-Anne.

Je remercie également toutes celles et ceux qui ont partagé ma vie pendant ces 3 années ; aux physiciens fous, Ben Pierre et Hai Son ; aux amis inspirants, Katia, Matthias Maéva et Mattéo ; à Elodie, sans qui je ne serais certainement pas allé aussi loin ; à Haejoo qui m'a redonné le sourire ; à Fédérica dont la joie de vivre est contagieuse ; à Agathe pour m'avoir, parmi tant d'autres choses, soutenu pendant cette délicate période de "rédaction de thèse".

Enfin, je salue ma famille pour laquelle je ne peux résumer ma reconnaissance en une seule phrase. Je me contenterai donc de te dédier ce manuscrit Charlie, qu'il te

mette une flopée d'étoiles en tête.

Table des matières

Table des figures	vii
Liste des tableaux	xi
Introduction	1
I Contexte Scientifique et instrumental	5
1 La Théorie du Big Bang	7
1.1 Principe Cosmologique	7
1.2 Un Univers en Expansion	8
1.3 Le Big Bang chaud	12
2 Le Fond Diffus Cosmologique	15
2.1 Le plasma primordial	16
2.2 La détection : du laboratoire Bell au toit de Princeton	17
3 La Caractérisation du Fond Diffus Cosmologique	23
3.1 Un spectre de Corps Noir	24
3.2 Le dipôle	26
3.3 Laïus Européen	28
4 Anisotropies Primordiales en Température	31
4.1 Les oscillations acoustiques	33
4.2 Formalisme	36

TABLE DES MATIÈRES

5	Polarisation	37
5.1	La diffusion Thomson	39
5.2	Anisotropies Quadrupolaires	41
5.3	Vers une détection des modes B	43
5.4	QUBIC	45
II	Les détecteurs – bolomètres supraconducteurs	49
6	Théorie du bolomètre supraconducteur	51
6.1	Quelques principes de base	51
6.1.1	Un détecteur thermique	51
6.1.2	Une histoire technique	53
6.1.3	La contre-réaction électro-thermique	55
6.1.4	La chaîne de lecture	56
6.2	Le bolomètre en équation	58
6.2.1	Un système électro-thermique couplé	59
6.2.2	Expression de la puissance de fuite - P_{bath}	59
6.2.3	Approximation en petits signaux	60
6.2.4	Les équations couplées : le formalisme matriciel	64
6.2.5	Un système contre réactionné : formalisme en schéma bloc	65
6.2.5.1	Critères de stabilité	65
6.2.5.2	Calcul de la réponse du détecteur	68
6.3	Bruits et sensibilité	69
6.3.1	Un point sur les unités	70
6.3.2	Le bruit de photons	71
6.3.3	Le bruit de fluctuation thermique	73
6.3.4	Bruit Johnson du bolomètre	75
6.3.5	Bruit Johnson de la résistance de load : R_L	77
6.3.6	Bruit de l'électronique	78
6.4	Conclusion	80

7 Les Bolomètres Supraconducteurs NbSi	81
7.1 Description du détecteur	82
7.2 Les paramètres pour l'observation	85
7.2.1 La sensibilité	85
7.2.2 la dynamique	86
7.2.3 La linéarité	87
7.2.4 La constante de temps	88
7.3 Design des détecteurs de la matrice 23 pixels	89
7.3.1 Le facteur de remplissage	89
7.3.2 La température critique	91
7.3.3 La conductance thermique	93
7.3.4 La résistance normale du senseur	95
7.3.5 L'absorbeur	97
7.3.6 La capacité calorifique	99
7.3.7 La résistance parasite	100
7.4 La Fabrication	100
7.4.1 Quelques notions de base	100
7.4.2 Fabrication des bolomètres NbSi	106
III L'électronique de Lecture	109
8 Le SQUID DC	113
8.1 Contraintes pour la lecture des TES	113
8.2 Principe de fonctionnement d'un SQUID	114
8.3 Un système contre-réactionné : La boucle à verrouillage de flux (FLL)	116
8.4 Contraintes imposées par l'utilisation des SQUIDs	120
9 Le multiplexage	125
9.1 Les différentes techniques de multiplexage	125
9.1.1 Le mutiplexage temporel	125
9.1.2 Le multiplexage fréquentiel	127
9.1.3 Le multiplexage par division codé	128
9.2 Optimisation du multiplexeur temporel	129

TABLE DES MATIÈRES

9.3	Le multiplexeur 24 canaux	132
9.4	La compensation d'offset	133
9.5	L'adressage capacitif	134
IV	Mesures et Caractérisations	137
10	Les dispositifs expérimentaux	141
10.1	La cryogénie	141
10.2	L'architecture thermo-mécanique : de 4 à 24 canaux	145
10.3	Schéma électrique et câblage du cryostat	149
11	Caractérisation des bolomètres supraconducteurs NbSi	153
11.1	$R(T)$	154
11.2	Caractérisation courant - tension (courbes $I(V)$)	155
11.2.1	Le Principe	155
11.2.2	Résultats	158
11.3	Impédances Complexes	162
11.3.1	Principe	163
11.3.2	Résultats	165
11.4	Mesure de bruits	168
11.4.1	Résultats	169
11.4.2	La réponse	172
11.4.3	Conclusion	173
11.5	Glitches et constante de temps	175
V	Conclusion	179
12	Perspectives	181
	Ce signal est-il détectable, et si oui à quel niveau ?	182
	Quelle optimisation pour quels objectifs scientifiques ?	183
	Quelles sont les perspectives instrumentales ?	184
13	Conclusion sur le travail de thèse	189
	References	191

Table des figures

1.1	Télescope Hooker de 2.5 m sur le mont Wilson	9
1.2	Loi de Hubble	10
2.1	Antenne de Penzias et Wilson	18
2.2	Signal temporel d'une observation à 7cm par Penzias et Wilson	19
2.3	Radiomètre conçu par Dicke en 1944	20
2.4	Dicke switching	21
3.1	Spectre de Corps Noir du rayonnement du Fond Diffus Cosmologique . .	25
3.2	Radiomètres à 33GHz et 53 GHz employé en <i>Dicke switching</i> à 100Hz pour l'expérience U2.	27
3.3	Trois générations d'instruments pour la mesure des anisotropies	27
4.1	Cartes représentant les anisotropies en température du Fond Diffus Cos- mologique mesurées par le satellite WMAP	32
4.2	Oscillations acoustiques au sein du plasma primordial	34
4.3	Spectre de puissance des anisotropies en températures	35
5.1	Résumé des mesures sur les spectre de puissance EE et BB en 2012 (1) .	39
5.2	Diffusion Thomson polarisée par un rayonnement présentant une aniso- tropie quadrupolaire (2)	40
5.3	Perturbations scalaires	42
5.4	Perturbations tensorielles	43
5.5	Design de l'instrument QUBIC	46
6.1	Représentation schématique du bolomètre	52

TABLE DES FIGURES

6.2	Les bruits dans la chaîne de lecture	56
6.3	Le circuit de polarisation et de lecture	57
6.4	Schéma équivalent de Thévenin du circuit de polarisation (reprit de (3))	58
6.5	Schéma bloc représentant le bolomètre comme un système contre réactionné (4)	66
7.1	Photo de la matrice APCTES05	83
7.2	Représentation schématique d'un pixel de la matrice APCTES	84
7.3	Résistivité du Nb_xSi_{1-x} pour différentes concentrations x – Thèse S. Marnieros (5)	92
7.4	R(T) du NbSi pour différentes températures de recuit –Thèse O. Crauste(6)	93
7.5	Photos de wafer de silicium	101
7.6	Schéma représentant les différentes étapes d'une lithographie.	104
7.7	Schéma représentant les différentes étapes d'un lift-off	105
7.8	Fabrication d'un TES NbSi	107
8.1	fonctionnement FLL	117
8.2	Schéma Bloc FLL	119
9.1	Fabrication d'un TES NbSi	126
9.2	Schéma d'une trame temporelle lors du balayage des 24 canaux	130
9.3	ASIC "B2B" 24 canaux	132
9.4	$V(\phi)$ du SQUID pour les 24 canaux	134
9.5	Architecture 2D d'un multiplexeur temporel utilisant des capacités d'adres- sage	135
10.1	Cryostat à dilution complètement ouvert	143
10.2	Architecture Thermo-mécanique	146
10.3	Fabrication d'un TES NbSi	147
10.4	Schéma du câblage du cryostat	151
10.5	Résistance parasite par canal	152
11.1	R(T) - matrice non creusée 30 peignes APCTES00	154
11.2	Fabrication d'un TES NbSi	157
11.3	Caractérisation I(V) multiple T _{bain}	159

TABLE DES FIGURES

11.4 Pturnaround- APCTES04	161
11.5 Schéma électrique pour la mesure de l'impédance complexe Z_{TES}	164
11.6 ajustement impédance complexe	166
11.7 Bruit bolomètre supraconducteur	169
11.8 Bruit en courant	171
11.9 Bruit en NEP W/\sqrt{Hz}	174
11.10 Glitches d'amplitude supérieure à 100mV	176
11.11 Histogramme du modèle à double constante de temps	177

TABLE DES FIGURES

Liste des tableaux

7.1	Dimensions d'un pixel de la matrice 23 pixels	84
7.2	Epaisseur de l'absorbeur pour être adapté à Z_{vide}	98
10.1	Bilan des puissances sur l'étage à 100mK	144
10.2	Bilan des puissances sur l'étage à 4K	145
11.1	Paramètres du TES après ajustement des impédances complexes	167

LISTE DES TABLEAUX

Introduction

A ses débuts, la Cosmologie ne prétendait que difficilement au rôle de discipline scientifique. Et pour cause, le système physique faisant l'objet de son étude est l'Univers entier. Les notions d'expériences et de laboratoires tels qu'on les entend habituellement s'en trouvèrent en apparence malmenées. Beaucoup y virent alors une science spéculative où aucune assertion scientifique ne pourrait jamais être vérifiée par une mesure. Pourtant, lorsqu'en 1915 Einstein ré-interprète la notion de gravité et publie ses équations de la relativité générale, il donne l'outil clé à partir duquel pourront être déduits des observables et par conséquent une confrontation des théories à la mesure.

La relativité générale tisse à l'aide de la gravité un lien entre l'espace, le temps et les objets qui le remplissent. Du contenu, on pourra comprendre la géométrie et la dynamique du contenant, des objets célestes qui le composent, on en déduira des propriétés de l'Univers. La mesure de la vitesse de fuite des galaxies par Hubble ou l'observation des populations de sources radio en fonction de leur brillance par Ryle¹ font partie de ces résultats observationnels qui vont étayer les premières théories cosmologiques. Cependant, il s'agira souvent d'observations dédiées à d'autres objectifs scientifiques. La cosmologie n'étant pas une science assez viable à l'époque pour y consacrer des expériences à part entière². Hubble lui-même resta longtemps sceptique face au modèle de l'expansion de l'Univers alors que sa mesure en constitue une des preuves éclatantes.

1. En 1955, Ryle dénombre un excès de sources radio possédant une faible brillance si l'on considère une distribution spatiale uniforme de galaxies. Cette observation peut être expliquée en supposant que dans le passé, il existait une population de galaxies radio plus importantes par rapport à aujourd'hui. L'Univers apparaissant différemment dans le passé ceci plaide pour un modèle d'Univers en évolution et non statique

2. Ryle, en comprenant que la plupart de ses sources étaient d'origine extra-galactique devint l'un des plus ardents défenseurs de la théorie du Big Bang.

INTRODUCTION

Il faudra attendre le milieu des années 1960 avec la détection du Fond Diffus Cosmologique (CMB) par Penzias et Wilson, pour qu'une démarche expérimentale de plus grande envergure vienne s'appuyer sur des travaux théoriques¹. Les deux radio-astronomes des laboratoires Bell travaillaient alors sur une antenne pour observer la voie lactée dans le domaine radio. C'est en étalonnant leur système qu'ils mesurèrent un bruit résiduel dans le ciel à une température de 3.5K. Cette découverte fortuite ne les empêcha pas d'obtenir le prix Nobel de Physique en 1978. La détection de ce rayonnement, prédit pour la première fois en 1948 dans les travaux de Gamow, Alpher et Hermann et le cadre de leur modèle de Big Bang chaud, installe définitivement la théorie du Big Bang au détriment de celle d'un Univers stationnaire.

La situation est aujourd'hui bien différente ; des multiples sondes complémentaires dont nous disposons a émergé un modèle standard de la cosmologie. Celui-ci décrit les principales lignes de l'évolution de l'Univers et établit sa composition. La matière noire bien que mise en évidence dès 1933 par Fritz Zwicky grâce à l'observation des vitesses radiales des galaxies au sein de l'amas du Coma reste d'origine inconnue. Les anisotropies du CMB donnent une contrainte sur sa quantité autour de 22 % de la densité totale de l'Univers. La mesure des vitesses de fuite des Supernovae de type 1A en fonction de leur distance indique que nous vivons dans un Univers en expansion accélérée, obligeant la réintroduction de la fameuse constante cosmologique sous le terme d'énergie noire dans l'équation d'Einstein. Cette dernière mesure couplée aux larges relevés de galaxies dans le visible et le proche infrarouge par des expériences comme BOSS et bientôt le satellite Euclid permettent d'estimer sa densité autour de 72 % de la densité totale de l'Univers.

La mesure des fluctuations en température du Fond Diffus Cosmologique par les satellites COBE puis WMAP et bientôt Planck en a fait une sonde de précision de la cosmologie offrant d'excellentes contraintes sur les paramètres cosmologiques du modèle standard. Aujourd'hui, le travail de recherche est catalysé autour de la détection des modes B de polarisation attendus autour d'une centaine de nK, soit 3 ordres de grandeur inférieurs aux anisotropies en température. Des figures de polarisation particulières

1. D'autres équipes travaillaient spécifiquement à la détection de ce rayonnement et notamment le groupe de Dicke, Roll et Wilkinson à Princeton. Leur expérience bien que couvrant des longueurs d'onde similaires disposait d'une instrumentation moins performante.

auraient été générées par des ondes gravitationnelles aux tout premiers instants de l'Univers. Cette phase durant laquelle celui-ci subit une expansion exponentielle est appelée l'inflation.

Cette thèse s'inscrit dans cette activité de recherche et plus particulièrement sur le développement instrumental qu'elle nécessite. A l'époque de la détection de Penzias et Wilson, les techniques d'observation dans le domaine radio connaissent déjà un développement important. L'héritage des recherches en télécommunication pendant la seconde guerre mondiale et l'importance des sources astrophysiques à ces fréquences (galaxies, raie de l'hydrogène à 21 cm, supernovae etc) en font un terrain propice au développement instrumental. Toutefois, le Fond Diffus Cosmologique est dominant autour de 150 GHz. Cette zone du spectre est peu étudiée car l'atmosphère y est principalement opaque du fait de l'absorption par des molécules d'eau. La précision requise pour caractériser les anisotropies du CMB a eu pour conséquence un intense effort de recherche et développement dans ce domaine. Elle s'est concrétisée dans un premier temps avec l'adaptation des technologies radio aux dimensions millimétriques pour aboutir à un développement instrumental propre.

Les détecteurs utilisés sont aujourd'hui en dessous du bruit lié à la statistique d'arrivée des photons. Le seul moyen d'améliorer la sensibilité est donc d'augmenter, soit le temps d'observation, soit le nombre de détecteurs tout en réduisant au maximum les sources d'erreurs systématiques. La technologie des bolomètres supraconducteurs offre une réponse à ces deux problèmes. Leur réalisation en grand nombre est possible grâce aux techniques de micro-fabrication, et l'utilisation de la forte contre-réaction électro-thermique réduit les sources d'erreurs systématiques tout en conservant leur performance.

La première partie de ce manuscrit sera consacrée au contexte scientifique. Ainsi, on abordera les concepts nécessaires à la compréhension des origines physiques du rayonnement du Fond Diffus Cosmologique et ses principaux enjeux instrumentaux. La deuxième partie s'attardera sur la technologie des détecteurs développés au cours de cette thèse. On traitera de leur aspect théorique et des principaux résultats obtenus. Ces résultats seront mis en regard avec les besoins de QUBIC, une expérience au sol visant la détection des modes B.

INTRODUCTION

L'étude du CMB est emblématique de la transformation qu'a subi la cosmologie durant ces quinze dernières années. Elle est entrée dans une ère de précision et les expériences se font de plus en plus complexes. Ceci entraîne une diversification du socle physique sur lequel elle repose. Le besoin de traiter des quantités d'informations toujours plus importantes nécessite le développement d'algorithmes de calculs spécifiques. De même, les progrès de la cryogénie, l'électronique et l'apport de la physique des solides ont ouvert de nouvelles voies à l'instrumentation et nécessité un développement à part entière.

Première partie

**Contexte Scientifique et
instrumental**

Chapitre 1

La Théorie du Big Bang

*"Eternity is a very long time, especially
towards the end"*

Woody Allen,

1.1 Principe Cosmologique

L'ensemble des observations sur de très grandes échelles témoignent d'un Univers uniforme - homogène et isotrope. On n'observe aujourd'hui aucune zone du ciel différentiable d'une autre en terme de distribution de matière ou de rayonnement, aucun centre ni bord, et ce quelque soit la direction observée. Evidemment, les astres se distinguent du vide, les étoiles se regroupent pour former des galaxies comme la Voie Lactée, et les galaxies elles même s'agglomèrent et dessinent de plus grandes structures : les amas. Toutefois, il faut s'intéresser à des échelles encore plus grandes, au delà de la centaine de mégaparsec pour voir apparaître la propriété d'homogénéité.

Ce postulat de départ apparaît pour la première fois sous le terme de "Principe cosmologique" introduit par Einstein en 1917 comme condition de départ nécessaire pour simplifier et résoudre ses équations de la relativité générale alors trop complexes.

1. LA THÉORIE DU BIG BANG

Ne reposant encore sur aucune observation forte, le principe cosmologique raisonne comme un écho ou plutôt un aboutissement face aux différentes révolutions scientifiques qui ont pas à pas déconstruit une représentation du monde dont nous serions le centre.

Au début du XVI^{ème} siècle Copernic impose son modèle héliocentrique où la terre joue le rôle de simple planète gravitant autour du soleil. Le siècle qui suit verra cette idée se développer pour aboutir à la formulation de la gravitation universelle par Newton en 1687. L'espace est alors infini et voit le mouvement du soleil au même titre que n'importe quelle étoile. Cette dynamique se poursuivra et malgré les progrès des techniques d'observation, la nature des nébuleuses, qu'on identifie ainsi à cause de leur aspect diffus, reste inconnue. La question trouve sa réponse en 1923, lorsque Edwin Hubble en disposant d'un télescope de 2.5m sur le mont Wilson identifie des étoiles très brillantes (les céphéides) dans la nébuleuse d'Andromède M31. Il estime ainsi la distance de cet objet à 800 000 années lumière bien au delà de la limite de notre voie lactée et confirme leur nature extra-galactique. Le miroir de ce télescope¹ est alors le plus grand au monde, lui offrant un pouvoir de résolution inégalé. Sa taille représentait un déficit technologique majeur et il fallut près de 11 ans (dont cinq années entières pour le polissage du miroir) entre le moment où le projet a été lancé et la première lumière du télescope en novembre 1917.

Le défi technique du télescope du Mont Wilson et la mise en évidence des premiers objets extragalactiques ont constitué la première étape vers une vérification du principe cosmologique. Il aura fallu néanmoins attendre le début des années 2000 et les expériences 2DF(7) et SDSS (8) dont les performances en sensibilité et résolution angulaire sont suffisamment bonnes et la couverture du ciel assez large pour sonder les échelles où l'Univers apparaît homogène et isotrope. Par ailleurs, la mesure des anisotropies du Fond Diffus Cosmologique à un niveau inférieur à 10^{-5} a démontré les propriétés d'homogénéité et d'isotropie au moment du découplage rayonnement matière, soit 300 000 ans après le Big Bang.

1.2 Un Univers en Expansion

L'idée que nous vivons dans un espace temps en expansion se traduit par une augmentation continue de la distance entre les galaxies. Ainsi, pour un observateur

1. Il fut commandé en 1906 à l'entreprise française Saint Gobain

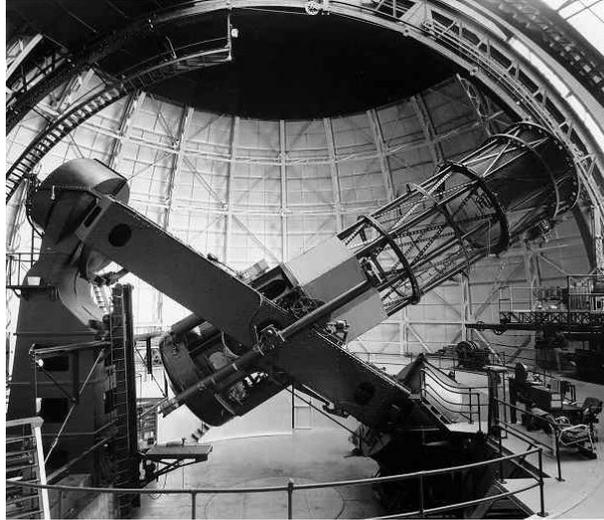


Figure 1.1: Télescope Hooker de 2.5 m sur le mont Wilson - Télescope utilisé par Edwin Hubble pour sa mesure du décalage vers le rouge du spectre des galaxies en fonction de la distance.

situé sur la Terre, tous les objets semblent s'éloigner de nous à une vitesse d'autant plus grande qu'ils sont éloignés. La notion de principe cosmologique implique quant à elle que cette observation est valable pour n'importe quel autre point dans l'Univers. La combinaison de ces deux notions conduit à un modèle d'Univers en expansion.

La première preuve observationnelle a été obtenue en 1912 par l'astronome Vesto Slipher. Celui-ci entreprend un relevé des vitesses radiales¹ des nébuleuses spirales. Sur les 41 nébuleuses observées, 36 présentent un décalage vers le rouge de leur spectre et possèdent une vitesse de *fuite* mesurée autour de 600km.s^{-1} . La décomposition spectrale de la lumière provenant des galaxies présente des raies d'absorption et d'émission caractéristiques des éléments qui la compose. La décalage de la position des raies avec celle d'éléments sur Terre est la conséquence d'un effet Doppler appliqué aux ondes électromagnétiques et permet de mesurer la vitesse de la source. On parle alors de *redshift* z ou décalage vers le rouge.

Lorsque Slipher effectue sa mesure, le spectromètre qu'il utilise à l'observatoire Lowell est constitué d'un prisme à travers lequel la lumière est diffractée, elle s'imprime ensuite sur une plaque photographique. Au même moment, du fer et du vanadium sont évaporés face au spectromètre pour servir de source de comparaison. Le signal prove-

1. C'est à dire dans la ligne de visée du télescope

1. LA THÉORIE DU BIG BANG

nant des nébuleuses est extrêmement faible et pour remédier à ce problème, l'appareil photographique qu'il utilise possède une focale relativement courte. Il évite ainsi la dispersion du signal, mais en conséquence, les raies apparaissent très proches les unes des autres sur la plaque. Le faible écart entre celles-ci l'oblige à utiliser un système de mesure mécanique complexe couplé à un microscope.

L'interprétation de ce décalage vers le rouge, non pas comme une vitesse radiale des galaxies mais comme une expansion de l'espace apparaîtra dans un l'article de 1927 de George Lemaître. Celui-ci s'appuie sur la mesure de Slipher de récession des galaxies pour proposer ses solutions dynamiques à l'équation d'Einstein. L'omission de ce qui constituera la loi de Hubble lors de la traduction de l'article de Lemaitre par Eddington l'empêchera d'atteindre la postérité qui lui est due.

La portée de ces résultats ne resta malheureusement que très confidentielle. Les observations de Slipher bien qu'abondant dans le sens des travaux de Lemaître et d'un Univers en expansion ne constituent pourtant pas une preuve définitive. Il manque un élément essentiel qui sera apporté par Hubble deux ans après l'article de Lemaître.

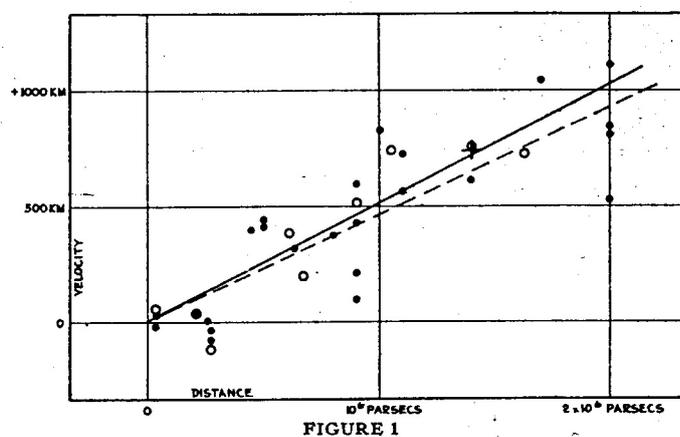


Figure 1.2: Loi de Hubble - Le diagramme montre la relation de proportionnalité entre la vitesse d'éloignement des galaxies et leur distance. La mesure a été réalisée en 1929 par Edwin Hubble pour 22 galaxies (9). Les meilleurs estimations de H_0 sont aujourd'hui autour de $75 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$

En 1929, Hubble poursuit les travaux de Slipher et en les combinant avec ses mesures de distance (céphéides), il montre une relation de proportionnalité entre la vitesse radiale des galaxies (en mesurant leur décalage vers le rouge) et leur distance. Il établit

ainsi la relation connue sous le nom de loi de Hubble :

$$\vec{v} = H_0 \vec{r} \quad (1.1)$$

avec \vec{v} la vitesse radiale des galaxies, c'est à dire celle dans la ligne de visée, \vec{r} est la distance à l'observateur et H_0 , la constante de Hubble.

Sur le plan théorique, la mesure de Hubble fait de l'Univers en expansion le nouveau paradigme de la cosmologie. Les solutions dynamiques aux équations d'Einstein proposées par Friedmann et Lemaître vont aboutir au choix d'une métrique¹ pour caractériser cet Univers homogène, isotrope et non statique :

$$ds^2 = dt^2 - a(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right) \quad (1.2)$$

Dans le cadre de la relativité générale, l'élément infinitésimal ds représente la distance entre deux points de l'espace-temps. Cette expression fait apparaître les principales propriétés géométriques de l'Univers :

- $a(t)$ est le facteur d'échelle de l'Univers, il mesure son taux d'expansion et nous indique donc comment vont évoluer les séparations physiques entre galaxies en fonction du temps.
- le paramètre k exprime la courbure de l'espace. Il peut prendre 3 valeurs, selon qu'il soit hyperbolique, plat ou sphérique, respectivement pour les valeurs $\{-1; 0; 1\}$. La mesure des anisotropies du Fond Diffus Cosmologique indique que nous vivons dans un espace plat, $k=0$.

L'équation d'Einstein donne l'évolution de ce terme géométrique en fonction de l'ensemble des composants de l'Univers comme les photons, la matière baryonique ou les neutrinos. On pourra donc sonder la composition de l'Univers à différentes périodes pour comprendre l'évolution du taux d'expansion $a(t)$ ou la courbure k . Inversement, la mesure du taux d'expansion à des *redshifts* ≈ 0.4 grâce aux Supernovae ou la caractérisation du Fond Diffus Cosmologique fixant la courbure de l'espace à $k=0$ mettent en évidence la présence de matière et énergie noires et contraignent leur quantité respective.

1. On parle aujourd'hui de métrique FRLW pour Friedmann - Lemaître - Robertson - Walker

1.3 Le Big Bang chaud

La notion d'expansion amène Lemaître en 1931 à considérer l'Univers comme un objet dynamique. Celui-ci aurait connu dans son passé un stade plus dense jusqu'à atteindre une singularité initiale qu'il nomme atome primitif. Cette thèse s'oppose alors à celle de l'Univers stationnaire proposée par Hoyle, Bondi et Gold dans laquelle la matière serait en permanence créée afin de compenser l'expansion de l'Univers. Elle évite ainsi les notions de début, de fin et propose un Univers identique au cours du temps.

Plusieurs expériences vont être menées durant les années 50 et le début des années 60 pour discriminer ces deux modèles. Il est intéressant de noter que l'un des principaux arguments en faveur du modèle de l'état stationnaire provenait d'une mauvaise estimation des distances des galaxies entraînant une valeur de $H_0 \approx 500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, soit près de 10 fois supérieur à la valeur réelle. Cette valeur de H_0 conduisait à un âge de l'Univers approximatif de 1,8 milliards d'années plus jeune que celui obtenu pour la Terre à 4,5 milliards d'années¹. Elle est corrigée en 1958 par Allan Sandage alors en poste à l'observatoire du mont Palomar. Disposant d'un télescope plus puissant (le télescope Hale d'un diamètre de 5 mètres), il n'utilise plus les céphéides comme étalon de distance mais des étoiles très lumineuses dans des galaxies plus lointaines. Il converge vers une valeur de H_0 plus faible rendant compatible l'âge de l'Univers avec celui des plus vieux astres observés. La réaction de Bondi en 1960 illustre à quel point ce problème de mesure a pu orienter la recherche théorique de l'époque : *it is not easy to appreciate now the extent to which for more than fifteen years all work in cosmology was affected and indeed oppressed by the short value of the Hubble time H_0^{-1} .*

Une autre question reste en suspend, l'abondance des éléments chimiques. L'Univers apparaît à notre époque composé à 90% d'Hydrogène, 9% d'Hélium, et les 1% restant correspondent aux éléments lourds comme le Carbone, l'Azote ou l'Oxygène. L'origine des éléments lourds est bien décrite par la nucléosynthèse stellaire, les conditions de pression et température au coeur des étoiles réunissent les conditions nécessaires à leur formation. En revanche, l'abondance en Hélium observée, notamment dans le plasma environnant les étoiles reste inexplicée.

1. En 1955, la désintégration de l'uranium dans les météorites ont conduit Patterson à estimer un âge de la terre autour de 4.5 milliards d'années.

Les travaux de Gamow en 1948 suivis de ceux de Hermann et Alpher vont fournir un modèle justifiant les proportions relatives d'éléments légers observées aujourd'hui. Ils approfondissent le concept d'un Univers en évolution proposé par Lemaître, en y associant la notion de température. Ainsi, à l'état plus dense qu'aurait connu l'Univers dans le passé, la température également devait être plus élevée. En s'intéressant à une période suffisamment ancienne, l'Univers possède une température telle, que neutrons et protons ne forment pas encore des noyaux mais se comportent comme des particules libres en équilibre thermique. L'étude des différents taux de réaction à mesure que l'Univers s'agrandit, et donc que la température s'abaisse, va permettre de prévoir l'abondance relative des espèces chimiques légères que l'on observe aujourd'hui.

On parle de la nucléosynthèse primordiale. Elle fixe ainsi les proportions des éléments légers Hydrogène, Hélium, et Lithium, laissant les éléments plus lourds être engendrés beaucoup plus tard dans les étoiles. Osterbrock et Rogerson en 1961 établissent des mesures d'abondances d'Hélium pour différents objets de notre galaxie (nébuleuse d'Orion, nébuleuses planétaires et le Soleil). Ils arrivent à la conclusion que non seulement, cet élément est présent en grande quantité mais également que la proportion d'Hélium n'a que très peu évolué dans notre galaxie au cours du temps. En invoquant le modèle développé par Gamow¹ comme explication probable de leurs observations, ils sont les premiers à mettre en relation des résultats observationnels avec le modèle de la nucléosynthèse primordiale. La correspondance entre les valeurs obtenues et les différentes observations réalisées constitue encore aujourd'hui un des piliers de la théorie du Big Bang.

C'est dans ces mêmes travaux qu'apparaissent pour la première fois la notion de *première lumière*. Alpher et Herman prédisent l'émission d'un rayonnement de corps noir qui apparaîtrait aujourd'hui à 5K. La détection de ce rayonnement qui aura lieu 16 ans plus tard par Penzias et Wilson va définitivement installer la théorie du Big Bang chaud comme fondement de la cosmologie moderne, au détriment de celle de l'Univers stationnaire .

Le Fond Diffus Cosmologique fait l'objet du chapitre suivant.

1. pas explicitement, le terme utilisé est : *explosive formation picture*

1. LA THÉORIE DU BIG BANG

Chapitre 2

Le Fond Diffus Cosmologique

"I am glad to say that it isn't necessary any more to pour Hoil on the troubled waters of cosmogony"

George Gamow, *after struggling with Fred Hoyle's steady state model for a decade.*

Le Fond Diffus Cosmologique est un rayonnement électromagnétique isotrope présent sur l'intégralité du ciel. Son spectre électromagnétique suit une loi de corps noir, c'est à dire que son intensité pour chaque longueur d'onde est uniquement déterminée par sa température. Celle-ci a été mesurée avec précision par l'instrument FIRAS sur le satellite COBE à :

$$T_0 = 2.725 \pm 0.001K \quad (2.1)$$

L'intensité de ce rayonnement est maximale autour de 160 GHz ce qui correspond à une longueur d'onde approximative de 1.7 mm. Il reste une source mesurable dans le ciel sur l'ensemble du domaine des micro-ondes, qu'on situe habituellement entre 1GHz (30 centimètre) et 300 GHz (1 mm). On emploie le terme millimétrique pour qualifier la zone du spectre où celui-ci est dominant en référence à la dimension des longueurs d'onde correspondantes.

2. LE FOND DIFFUS COSMOLOGIQUE

Les premières détections du Fond Diffus Cosmologique ont eu lieu sur une partie du spectre de Planck où le CMB n'est pas très émissif, autour de quelques GHz seulement. La principale raison est qu'à 100GHz, la technologie n'existait tout simplement pas encore. Les outils dont disposaient les radio-astronomes étaient principalement issus du développement des télécommunications pendant la guerre, et donc dans une zone du spectre électromagnétique où l'atmosphère est complètement transparente. Le développement technologique dans le millimétrique va donc bénéficier d'apports des domaines adjacents, à savoir les ondes radio avec l'utilisation de cornets, d'antennes et de filtres, et l'infrarouge lointain notamment avec les détecteurs bolométriques.

2.1 Le plasma primordial

La compréhension des origines du CMB, nécessite de s'intéresser à une période bien plus ancienne, à peu près 380 000 ans après le Big Bang. Du fait de son expansion, l'Univers était à peu près à un millième de sa taille actuelle, et par conséquent sa température devait être plus élevée. L'énergie typique des photons est alors supérieure à l'énergie d'ionisation de l'hydrogène à 13,6eV, empêchant ainsi les atomes de se former. Dans ces conditions, l'Univers peut être décrit par un plasma ionisé : un bain constitué de noyaux, électrons et photons se déplaçant librement et en équilibre thermique. La diffusion Thomson des photons sur les électrons réduit considérablement leur libre parcours moyen et l'Univers apparaît ainsi complètement opaque.

L'expansion se poursuit et avec elle, la température continue de s'abaisser. Il existe une relation simple entre l'énergie moyenne d'un photon à l'équilibre thermique et sa température,

$$E \approx 3k_B T \tag{2.2}$$

avec k_b la constante de Boltzmann. Les photons voient donc leur énergie décroître et deviennent de moins en moins ionisants, jusqu'à atteindre un niveau suffisamment bas pour que se forment les premiers atomes d'Hydrogène, c'est la *recombinaison*. Il faudra néanmoins attendre que l'énergie moyenne d'un photon atteigne la valeur de 0.3eV soit une température de 3000K pour que le découplage rayonnement matière ait lieu. Cette valeur est inférieure au 13.6eV de l'atome d'hydrogène car à cette énergie moyenne, il reste un nombre suffisant de photons de plus haute énergie pour ioniser toute la matière.

2.2 La détection : du laboratoire Bell au toit de Princeton

Au moment du découplage, le libre parcours moyen des photons devient de l'ordre de l'âge de l'Univers. Celui-ci apparaît ainsi complètement transparent et les photons sont libres de se propager jusqu'à notre époque sans subir aucune interaction. Comme nous l'avons mentionné précédemment, les photons au moment du découplage, du fait de leurs interactions fréquentes avec leur milieu sont en équilibre thermique et possèdent donc un spectre de corps noir. L'Univers en expansion conserve leur distribution spectrale si ce n'est que l'effet du décalage vers le rouge fait apparaître le spectre de corps noir à une température $T_0 = 2.7\text{K}$ au lieu de 3000K suivant la relation,

$$T(z) = T_0(1 + z) \tag{2.3}$$

avec z le redshift à laquelle est vue le fond diffus cosmologique ($z=1100$ à notre époque).

Un télescope sur terre qui observe le CMB aujourd'hui voit donc l'intérieur d'une sphère centrée sur sa position située à une distance d'environ 43 milliards d'années lumière. Cette région est appelée surface de dernière diffusion et constitue la limite de l'Univers observable¹. Les photons qui en émanent et plus particulièrement leurs caractéristiques constituent une empreinte directe des conditions qui régnaient à cette époque, soit 380 000 ans après le Big Bang.

2.2 La détection : du laboratoire Bell au toit de Princeton

A leur arrivée aux laboratoires Bell, les deux radioastronomes Arno Penzias et Robert Wilson disposaient d'un instrument originellement développé pour de la télécommunication avec les satellites Echo et Telstar. Les deux principaux éléments étaient une antenne de 6m (voir photo 2.1) permettant de définir le faisceau sur le ciel, et un amplificateur de type maser adapté à une longueur d'onde de 7cm ². Leur objectif initial était de bâtir un programme d'observation de la raie à 21 cm de l'hydrogène à partir de cet instrument. L'utilisation du système à 7cm constituait alors une première étape intéressante pour comprendre et étalonner l'ensemble de leur chaîne de détection. Le halo de la galaxie étant très peu émissif à cette longueur d'onde, seul devait contribuer l'atmosphère et le bruit de l'instrument.

1. Il serait théoriquement possible d'extraire des informations d'avant cette époque, grâce à la détection des ondes gravitationnelles ou des neutrinos *fossiles*. On pourrait ainsi proposer une nouvelle définition de l'Univers observable mais ni les unes ni les autres n'ont encore été détectés

2. La longueur d'onde utilisée par le projet Telstar

2. LE FOND DIFFUS COSMOLOGIQUE

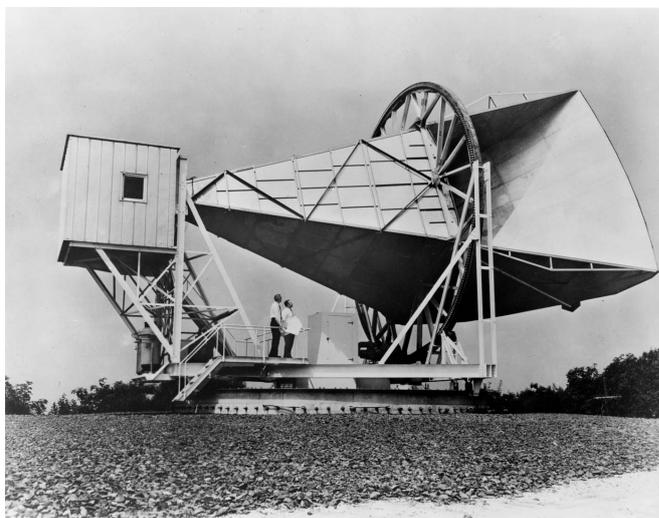


Figure 2.1: Antenne de Penzias et Wilson - Antenne de 6m développée pour la communication avec le satellite Echo puis utilisé par Penzias et Wilson pour la détection du CMB.

Or, dès leurs premières observations, ils mesurèrent un bruit supplémentaire d'origine inconnue à une température $3.5 \pm 1K$ (voir la figure 2.2). La qualité de leur mesure excluait cependant cet excès de bruit des incertitudes de leur radiomètre. Ils vont toutefois pendant près d'un an, en chercher la possible source, allant des hypothèses les plus sérieuses : émission de la Galaxie, présence d'un plus large nombre de points sources, aux plus fantaisistes : un couple de pigeons ayant élu domicile dans l'antenne, une explosion nucléaire au dessus du pacifique en 1962. Ils viennent de réaliser sans le savoir la première détection du Fond Diffus Cosmologique.

A quelques dizaines de kilomètres de là, le groupe de Dicke, Wilkinson, Roll et Peebles de l'université de Princeton, travaillent activement à la détection de ce Fond Diffus. Ils utilisent un instrument similaire à une longueur d'onde de 3.2 cm mais dispose d'une technologie moins stable. C'est suite à une rencontre entre ces deux groupes, que Dicke prit conscience de l'ampleur de leur mesure et identifia la température de 3.5K, non comme un bruit, mais comme le signal micro-onde qu'ils recherchaient, prévu par la théorie du Big Bang chaud.

Il est intéressant de noter que plusieurs expériences ont déjà mesuré un bruit en excès en observant l'atmosphère à ces fréquences. En 1946, Dicke entreprend une mesure d'absorption de l'atmosphère à 1cm. Pour cela, il balaye le ciel en élévation et

2.2 La détection : du laboratoire Bell au toit de Princeton

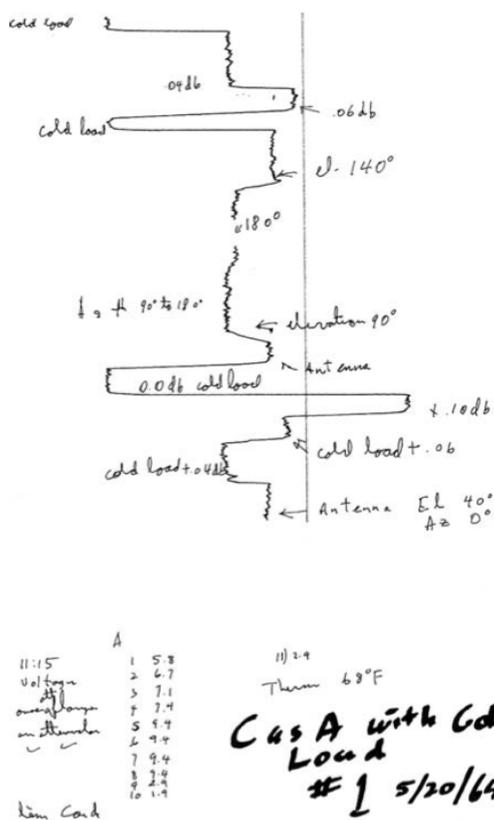


Figure 2.2: Signal temporel d'une observation à 7cm par Penzias et Wilson - La tension de sortie du radiomètre est directement imprimée sur un rouleau en papier en fonction du temps. Le changement de signal d'entrée entre l'antenne et la source froide (*cold load*) est activé manuellement. En bas à gauche, les températures provenant des 11 thermomètre sur la source froide. A 90° d'élévation, ils mesurent un signal équivalent à 7.5 K (source froide et atténuateur de 0.04db) soit 3 Kelvin au dessus de la valeur attendue (2.3K provenant du ciel et 1K de l'instrument).

2. LE FOND DIFFUS COSMOLOGIQUE



Figure 2.3: Radiomètre conçu par Dicke en 1944 - On aperçoit Dicke maintenant un absorbeur micro-onde en face de son antenne. Cet objet constituait en bonne approximation un corps noir à température ambiante à l'aide duquel ils étalonnaient leur instrument. Il est entouré de ces trois collaborateurs de l'époque : E. Beringer, R. Kyhl, et A. Vance.

mesure ainsi un signal émis dont l'intensité dépend de l'épaisseur de l'atmosphère. En interpolant ces données pour une épaisseur d'atmosphère tendant vers zéro, il obtient un signal en excès auquel il place une limite haute de 20K. Bien que cette température puisse être expliquée par ses incertitudes d'étalonnage, il lui attribue tout de même une origine astrophysique. Il emploie d'ailleurs dans son article de 1946 le terme *cosmic matter* pour désigner la source de ce rayonnement.

D'autres mesures utilisant la même technique vont être menées, notamment celles conduites au laboratoire Bell pour les projets Echo et Telstar par de Grasse en 1959, Ohm en 1961 et Jakes en 1963. Bien qu'aboutissant également à la présence d'un bruit résiduel, leurs résultats sont néanmoins tous consistants, du fait de leurs incertitudes, avec une valeur nulle¹ et n'auront aucune répercussion sur le plan de la cosmologie. Le pas décisif est franchi lorsque Penzias et Wilson munissent le système Telstar d'une source froide² pour étalonner leur radiomètre, illustré sur les schémas 2.4. Cette technique développée par Dicke consiste à observer successivement une référence froide et le ciel afin de s'affranchir des dérives basses fréquences du bruit de l'électronique. Le signal provenant de l'antenne et celui de la référence sont chacun portés par une polarisation différente. Un sélecteur de polarisation en entrée de leur maser permettra de

1. Ohm en 1961 mesure une température en excès de $3.3 \pm 3.7K$.

2. Il s'agit d'un absorbeur immergé dans de l'Hélium liquide

2.2 La détection : du laboratoire Bell au toit de Princeton

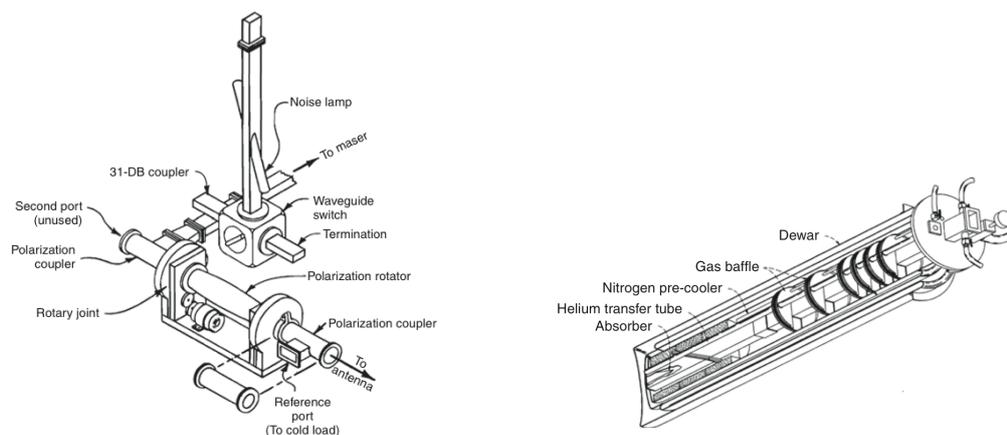


Figure 2.4: .

Dicke Switching - étalonnage mis en place par Penzias et Wilson qui leur permit d'exclure la température de bruit en excès de leur incertitude instrumentale. La figure de gauche montre le système d'interrupteur entre l'antenne et la source froide.

Chacun des signaux est porté par une polarisation horizontale ou verticale et le *polarization rotator* va sélectionner l'un ou l'autre. A droite le cryostat refroidi à l'hélium liquide servant de source froide.

choisir la source qu'ils désirent regarder. Ils réduisent ainsi leur erreur instrumentale et réalisent une détection sans ambiguïté.

Au delà de leur dimension historique, les anecdotes autour de la découverte du CMB présentent un certain intérêt du point de vue instrumental. En s'y intéressant de plus près, on se rend compte que Penzias et Wilson étaient les seuls à disposer de l'équipement et de la démarche nécessaire pour aboutir à une détection du CMB. Certes, la technologie existait en 1964 mais elle était au sein des laboratoires Bell. Le gain de leur antenne était meilleur (rendant les mesures plus rapides pour atteindre la même sensibilité) et l'électronique plus stable et moins bruyante. Enfin leur système élaboré d'interrupteur entre l'antenne et la référence froide n'introduisait que très peu de pertes.

Cet exemple préfigure en quelque sorte ce que deviendra la recherche en cosmologie observationnelle, et plus particulièrement celle du Fond Diffus Cosmologique dans les années à venir. Les développements théoriques de Peebles et les talents d'expérimentateur

2. LE FOND DIFFUS COSMOLOGIQUE

de Dicke, dont plusieurs techniques sont encore utilisées aujourd'hui en instrumentation (Dicke switching, détection synchrone) n'ont malheureusement pas abouti à une détection. La découverte ne s'appuie plus uniquement sur l'intuition et le talent de quelques personnes, mais échoit souvent à l'expérience bénéficiant en amont d'une instrumentation robuste et performante¹.

1. Les expériences gagnant en dimension et en sensibilité, le même discours peut être tenu concernant l'analyse de données. De plus en plus exigeante, elle nécessite aujourd'hui un développement à part entière.

Chapitre 3

La Caractérisation du Fond Diffus Cosmologique

Au lendemain de la découverte du Fond Diffus Cosmologique, plusieurs groupes instrumentaux vont se constituer et démarrer des programmes observationnels dédiés à sa caractérisation. Les enjeux scientifiques vont être polarisés autour de deux objectifs, la mesure complète du spectre du CMB et la caractérisation de ses anisotropies (niveau relatif et répartition angulaire). Les développements théoriques, notamment l'article de Wilkinson et Partridge en 1967, orienteront dans un premier temps les expériences de recherche d'anisotropies vers la mesure du dipôle : une fluctuation de la température des photons aux très grandes échelles liée au mouvement relatif du système solaire par rapport au référentiel du CMB.

La confirmation des propriétés de corps noir du spectre du CMB nécessite la mesure de son émission maximal, autour de $\lambda \approx 1.7mm$, suivi de sa décroissance pour les fréquences plus élevées (ou longueurs d'onde plus courtes). La théorie prévoit en conséquence une intensité plus élevée dans le millimétrique et donc un meilleur rapport signal sur bruit. L'exploration du spectre électromagnétique à des fréquences plus élevées devient alors un des principaux enjeux instrumentaux :

- l'atmosphère devient de plus en plus opaque, entraînant l'utilisation de ballons, voire de fusée comme le souligne la figure 3.1.
- le bruit des détecteurs cohérents augmente avec la fréquence,
- un corps noir à température ambiante contribuera d'autant plus à haute fréquence¹.

1. Celui-ci étant encore dans le domaine Rayleigh-Jeans de son spectre, son émissivité continuera

3. LA CARACTÉRISATION DU FOND DIFFUS COSMOLOGIQUE

Une attention toute particulière sera donc apportée à tout rayonnements parasites,

- L'émissivité des métaux et différents diélectriques augmente également avec la fréquence.

Nous aborderons dans cette partie les mesures du spectre du CMB et du dipôle et comment les efforts des premières expériences au sol ont abouti aux spectaculaires résultats de COBE.

3.1 Un spectre de Corps Noir

L'intensité du rayonnement du corps noir suit la loi de Planck :

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} \quad (3.1)$$

où ν est la fréquence du signal, T la température du corps noir, k_B la constante de Boltzmann et h , la constante de Planck. A basse fréquence, la formule suit la loi de Rayleigh-Jeans, c'est à dire une dépendance linéaire de l'intensité avec la température. A haute fréquence en revanche, du fait des propriétés quantiques de la lumière, le signal évolue comme une exponentielle décroissante de la température.

La mesure du groupe de Dicke, à 3,2 cm réalisée peu de temps après celle à 7,2 cm de Penzias et Wilson confirme la tendance prévue par la loi de Rayleigh Jeans. L'ensemble de cette partie du spectre va être peu à peu caractérisée s'accordant relativement bien avec la théorie. La diminution de l'intensité du spectre du CMB au delà de 2mm fait l'objet de nombreuses expériences.

Malgré des résultats contradictoires¹, plusieurs expériences indiquent une diminution de l'intensité (11) du spectre, d'autres aboutissent à des limites hautes (12), mais toutes tendent à mesurer cet excès à hautes fréquences (13). Les mesures étaient généralement réalisées à l'aide de bolomètres et s'appuyaient sur deux techniques de sélection de la bande passante : en employant des filtres passe-bande centrés autour de la fréquence d'observation ou en utilisant un spectromètre à transformée de Fourier². Cette dernière d'augmenter alors que celle du CMB diminuera.

1. La question de l'aspect thermique ou non du rayonnement du Fond Diffus est à l'époque un point théorique discuté comme le montre l'article de Peebles (10) jusqu'aux mesures du satellite COBE.

2. Le signal d'entrée est divisé en deux et suit des chemins de longueur variable. Il est ensuite recombinaé et produit une figure d'interférence. Cette dernière constitue directement le signal vu par les

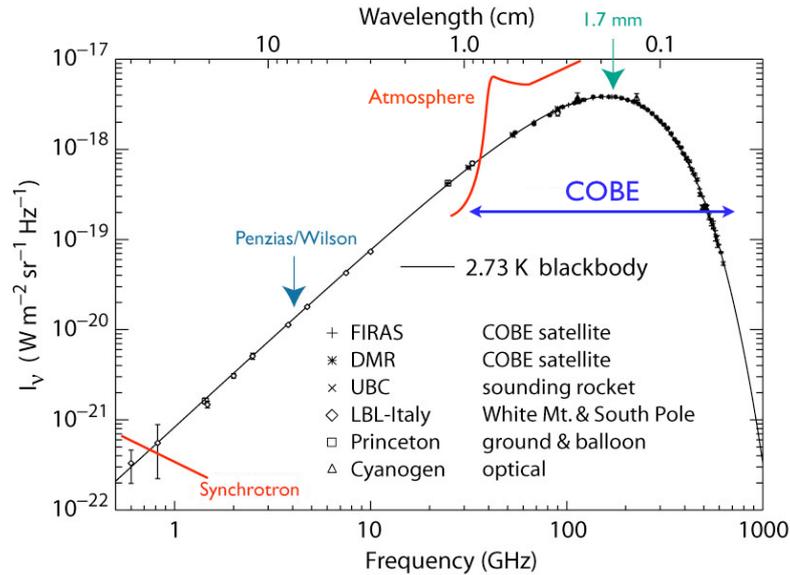


Figure 3.1: Spectre de Corps Noir du rayonnement du Fond Diffus Cosmologique - source : <http://astro.uni-wuppertal.de/~kampert>.

technique inventée au sein du Queen Mary College (14) sera développée ensuite par le groupe de Paul Richards à Berkeley et conduira au spectromètre de l'instrument FIRAS¹.

La mesure du satellite COBE/FIRAS (15) amènera une réponse non équivoque sur la nature du rayonnement. Les différents résultats obtenus sur l'ensemble du spectre sont présentées sur la figure 3.1. Aujourd'hui, la déviation du spectre du CMB de la loi de Planck fait l'objet de plusieurs études théoriques (16) et expérimentales avec notamment la proposition d'une nouvelle génération de satellite (17). Ces mesures permettrait entre autres de retracer des phénomènes physiques entraînant l'injection d'énergie dans le rayonnement avant la recombinaison.

bolomètres. La différence de marche dépend alors de la position des miroirs qui définissent la longueur des chemins, et de la fréquence du signal. La transformée de Fourier du signal de sortie des détecteurs permet de séparer les longueurs d'onde et ainsi d'obtenir le spectre de la radiation incidente.

1. John Mather effectua sa thèse sous la direction de Paul Richards sur une expérience ballon utilisant un spectromètre à transformée de Fourier. L'expérience subit des revers techniques dus au froid, et bien que n'aboutissant pas à des résultats scientifiques concluants prépara à la réalisation du spectromètre de FIRAS dont il est le PI.

3. LA CARACTÉRISATION DU FOND DIFFUS COSMOLOGIQUE

3.2 Le dipôle

Bien que possédant une température relativement uniforme sur l'ensemble du ciel, le Fond Diffus Cosmologique présente à des niveaux beaucoup plus faibles des écarts par rapport à la température moyenne. La première source d'anisotropies de ce dernier n'est pas d'origine primordiale mais liée à notre déplacement relatif par rapport à la surface de dernière diffusion. Selon la direction dans laquelle nous observons, les photons du CMB subissent par effet Doppler un décalage de leur longueur d'onde et apparaîtront donc à une température ou énergie différente. Le décalage vers le bleu dans notre direction de déplacement les fera apparaître plus chaud et inversement, il seront plus froid dans la direction opposée. A partir de notre référentiel, le CMB aura les propriétés d'un corps noir dont la température dépendra de la direction d'observation selon la formule (18) :

$$T(\theta) = T_0 \left[1 + \frac{v}{c} \cos\theta \right] \quad (3.2)$$

T_0 est la température moyenne du CMB sur l'ensemble du ciel, v est la vitesse de l'observateur par rapport à la surface de dernière diffusion et θ est l'angle entre la ligne de visée et celle du déplacement. L'écart de température correspondante par rapport à la valeur moyenne mesurée par COBE et WMAP est :

$$\delta T(\theta) = 3.358 \cos\theta \text{ mK} \quad (3.3)$$

soit environ deux ordres de grandeur supérieurs aux anisotropies primordiales.

La caractérisation du dipôle nécessitait donc une mesure entre deux points du ciel suffisamment éloignés l'un de l'autre. Les expérimentateurs devaient donc soit effectuer deux pointages espacés dans le temps et subir les dérives inhérentes de gain de l'instrument et d'émission de l'atmosphère ; soit effectuer une rotation rapide, ce qui se traduisait souvent par une augmentation du bruit à cause des contraintes mécaniques. Bracewell et Conklin en 1969 proposèrent une architecture innovante en utilisant la technique du Dicke switching. Au lieu de l'appliquer entre le signal observé et une source de référence, ils disposent deux cornets identiques pointant dans deux directions du ciel séparées de 75° . Ils mesurent directement la différence d'émission entre ces deux points avec une faible erreur instrumentale mais perdent l'information sur la valeur absolue du signal.

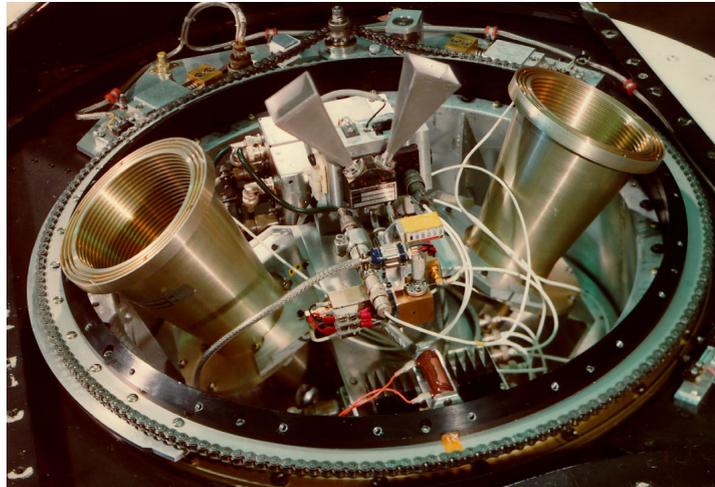


Figure 3.2: Radiomètres à 33GHz et 53 GHz employé en *Dicke switching* à 100Hz pour l'expérience U2. - Conduite à Berkeley par George Smoot, elle permit une mesure du dipôle en 1977

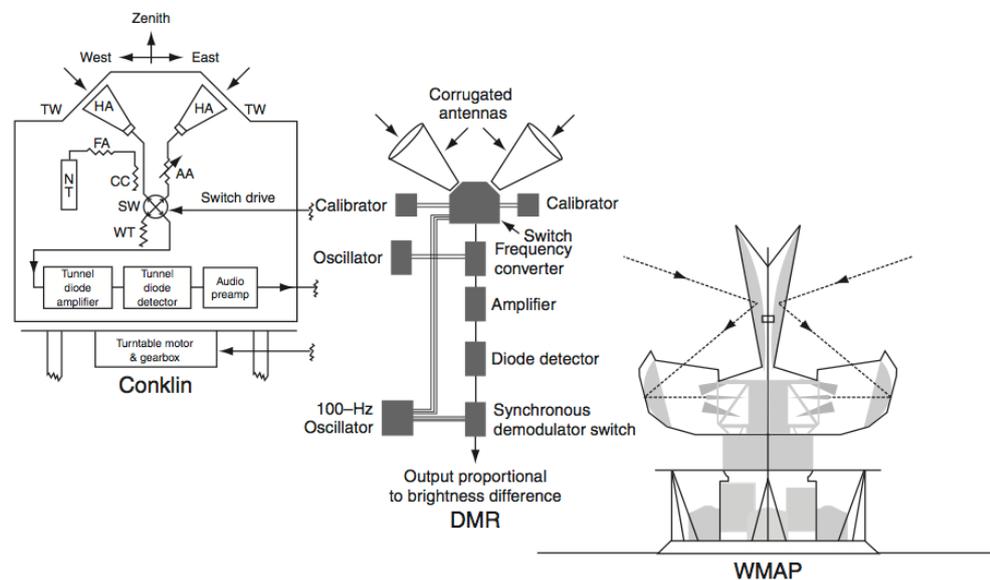


Figure 3.3: Trois générations d'instruments pour la mesure des anisotropies - De gauche à droite : instrument au sol développé par Conklin au cours de sa thèse ; l'un des instruments de DMR à bord du satellite COBE, le satellite WMAP. Les trois expériences utilisent la même technique de type *Dicke switching*.
source : *Finding the Big Bang* – Peebles Page Partridge.

3. LA CARACTÉRISATION DU FOND DIFFUS COSMOLOGIQUE

La première mesure du dipôle sera produite en 1977 par un groupe du Lawrence Berkeley Laboratory (19) en utilisant cette dernière technique. Ils disposent pour cela de deux cornets à 33GHz séparés de 60° , l'instrument (voir figure 3.2) est placé sur un avion U2¹ volant à une altitude de 20km. Le programme proposé par Richard Muller attire George Smoot comme collaborateur, celui-ci deviendra par la suite le PI de l'instrument DMR sur COBE. La figure 3.3 montre comment l'architecture originale de Conklin a été par la suite utilisée par l'instrument DMR puis sur le satellite WMAP. Elle montre clairement comment la mesure du dipôle a constitué une première étape instrumentale importante pour atteindre par la suite la sensibilité requise par les anisotropies primordiales².

3.3 Laïus Européen

Le groupe de Gérard Chanin en France, celui de Francesco Melchiorri en Italie et celui de Derek Martin en Angleterre vont contribuer aux premiers développements instrumentaux en Europe (20). La contribution française s'articule principalement sur le développement de bolomètres et de cryostats à 3He pour les basses températures (21). Le groupe italien produit des filtres à base de grilles métalliques (22) tandis que le groupe anglais inventa un nouveau type d'interféromètre, *le Martin-Pupplet* (23). Un instrument similaire sera utilisé pour le satellite COBE.

Francesco Melchiorri dans son article (20) évoque une importante proposition faite à l'ESA au début des années 1980 par ces trois groupes. Il s'agissait d'un satellite dédié à la mesure du spectre du CMB dans l'infra-rouge, et de ses anisotropies. Le satellite CIRBS (Cryogenic Infrared Background Spectrometer) (24) proposait une caractérisation du spectre entre 0.3 mm and 3 mm avec la précision de l'ordre du mK. La mesure des anisotropies devait être effectuée avec une résolution angulaire de 2 degrés à l'aide d'un unique radiomètre. Le refus de l'ESA a provoqué³ un certain désintérêt de la communauté scientifique européenne pour l'observation du CMB, et plus particulièrement concernant le développement instrumental.

1. Ces avions ont été développés pour des surveillances photographiques non autorisées du bloc Est à l'époque de la guerre froide.

2. Le terme dipôle fait d'ailleurs référence à la décomposition du signal provenant du CMB en fonction de l'échelle angulaire observée. Le terme dipôle correspond au multipôle $\ell = 1$, l'échelle d'anisotropies la plus grande observable. Echelle à laquelle ce signal est dominant.

3. toujours d'après F. Melchiorri

L'activité française suit dans un premier temps une approche différente. Le nouveau groupe de Jean Michel Lamarre conduit des mesures photométriques des planètes dans le sub-mm (25) et réalise un photomètre à Hélium 3 pour mesurer l'émission de la galaxie (26). Sur le plan instrumental, d'importantes études sont menées sur le bruit des détecteurs (27) et sur des filtres métalliques à grille pour le sub-mm (28). Ces travaux ont contribué par la suite à l'expérience ballon PRONAOs sous la responsabilité de Guy Serra du laboratoire CESR-Toulouse. L'objectif était principalement de mesurer le milieu interstellaire dans le mm, mais également de déceler l'effet Sunyaev-Zel'dovich dans le rayonnement du CMB (29).

Le groupe anglais du Queen Mary College réalise en 1974 une expérience ballon pour caractériser le spectre du CMB entre 3mm et $800\mu\text{m}$ (14), mais trouve un excès en température d'un facteur 2 par rapport au 2.7K attendu. Le groupe disparaît au milieu des années 1970 .

Seul le groupe italien poursuit ses travaux expérimentaux et observationnels. Ils conduisirent plusieurs expériences, et posèrent des limites hautes sur le spectre du CMB autour du mm (12) et ses anisotropies (30).

3. LA CARACTÉRISATION DU FOND DIFFUS COSMOLOGIQUE

Chapitre 4

Anisotropies Primordiales en Température

La soustraction du dipôle laisse apparaître dans le rayonnement du Fond Diffus Cosmologique des différences de température à un niveau beaucoup plus faible, de l'ordre de $\Delta T/T \approx 10^{-5}$ (voir figure 4.1).

Ces fluctuations sont la conséquence directe des conditions physiques qui règnent dans l'Univers avant le découplage. Durant cette période, les différents objets astrophysiques que nous connaissons (galaxies, étoiles, etc) ne sont pas encore formés. La matière remplit l'espace et ses faibles variations de densité à l'origine des structures que nous observons aujourd'hui vont laisser une empreinte sur la température des photons du CMB. Ces derniers constituent donc un portrait presque intact de l'Univers tel qu'il était il y a plus de 13 milliards d'années. La mesure précise de ces variations de températures apporte non seulement, une meilleure compréhension des premiers instants de l'Univers, mais également de ses propriétés actuelles comme les contraintes sur sa géométrie¹, la matière noire² ou l'énergie noire.

1. La position du premier pic acoustique avec la mesure de la constante de Hubble indique que nous vivons dans un Univers plat

2. Le couplage entre baryons et photons permet d'estimer les fluctuations de densité de baryons en fonction du niveau d'anisotropies observés dans le CMB. Il apparaît que la fluctuation de la densité de matière n'est pas assez importante pour expliquer la formation des structures observées aujourd'hui. Pour cela, il aurait fallu que les fluctuations primordiales du CMB soit du même ordre que celles du dipôle soit $\Delta T/T \sim 10^{-3}K$. Cette observation plaide pour l'existence de matière noire, subissant la force gravitationnelle mais n'interagissant pas avec le rayonnement électromagnétique.

4. ANISOTROPIES PRIMORDIALES EN TEMPÉRATURE

L'instrument DMR sur COBE a réalisé la première carte sur tout le ciel des anisotropies en température avec une résolution de 7 degrés sur le ciel. Le satellite WMAP lancé en 2001, en améliorant la sensibilité, et en portant la résolution à 0.2 degrés, produit les cartes d'anisotropies les plus précises sur les grandes échelles angulaires (figure 4.3). Planck est la dernière génération de satellites dédiés à la caractérisation du CMB. Lancé en 2009, les premières cartes cosmologiques devraient être publiées d'ici 2013.

Suite aux mesures du satellite COBE, une série d'expériences au sol et en ballons vont compléter les mesures obtenues et préparer l'instrumentation pour la génération suivante de satellite. On citera plus particulièrement les expériences ballons MAXIMA (31) et BOOMERANG (32). A l'aide d'une haute résolution angulaire (autour de 10arcmin) et sensibilité ($75\mu K\sqrt{s}$ pour MAXIMA et $140\mu K\sqrt{s}$ pour BOOMERANG), elles mesurent en 1999 le premier pic acoustique du CMB, soit 2 ans avant le lancement de WMAP (la sensibilité de WMAP est de $1.48mK\sqrt{s}$ dans la bande W). Les deux expériences sont également munies de bolomètres de type *spiderweb* refroidis à très basse température ($<300mK$), précurseurs de ceux utilisés pour Planck¹. Ces deux expériences marquent l'entrée dans l'ère de précision que connaît la cosmologie observationnelle aujourd'hui².

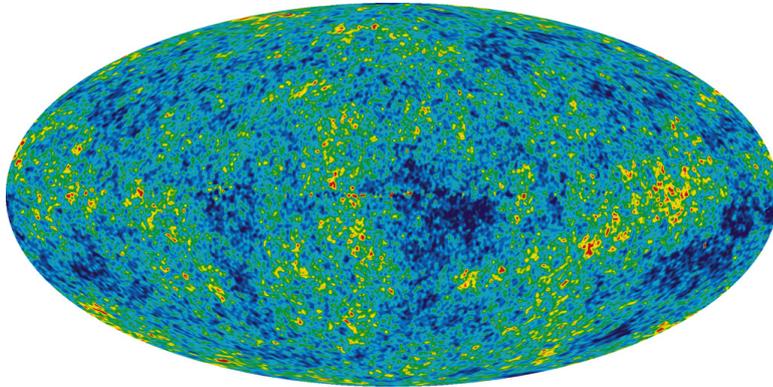


Figure 4.1: Cartes représentant les anisotropies en température du Fond Diffus Cosmologique mesurées par le satellite WMAP - La carte a été réalisée après 7 ans de prise de données. Le dipôle, la galaxie et les avant-plans ont été soustraits. Les régions rouges représentent les points chauds, et les régions bleues, les points froids.

1. MAXIMA possède de 8 bolomètres à 150GHz, 4 à 230GHz et 5 à 415GHz. Ils sont refroidis à 100mK. BOOMERANG dispose de 16 bolomètres refroidis à 0.3 K à 90, 150, 240 et 400 GHz.

2. A titre comparatif, les détecteurs du satellite Planck ont une sensibilité $\sim 60\mu K\sqrt{s}$, ceux de BICEP-1 $500\mu K\sqrt{s}$ et BICEP-2, $300\mu K\sqrt{s}$.

4.1 Les oscillations acoustiques

Nous avons vu qu'avant la recombinaison et l'émission du CMB, l'espace était rempli par un plasma chaud où protons, électrons et photons sont fortement couplés, principalement par diffusion Compton. L'interaction entre matière et rayonnement permet de considérer l'ensemble comme un unique fluide. Celui-ci subit donc les effets de l'attraction gravitationnelle tout comme ceux de la pression de radiation causée par le rayonnement.

Les fluctuations de densité du fluide primordial (dont une explication est apportée par la théorie de l'inflation) donnent lieu à une compétition entre ces deux phénomènes. Des zones sur-denses se forment par attraction gravitationnelle, la pression de radiation augmente à mesure que la densité augmente jusqu'à repousser le fluide vers des zones de sous densité. Ce phénomène oscillatoire crée ainsi une onde acoustique qui va se propager au sein du plasma.

Pour comprendre comment ces oscillations apparaissent dans le spectre de puissance du CMB, il est nécessaire de s'intéresser à une période encore plus ancienne que le découplage. L'expansion de l'Univers a pour conséquence un décalage vers le rouge des photons et donc un abaissement de leur énergie. Il existait donc une époque où l'énergie des photons était suffisamment importante, et la pression de radiation associée suffisamment forte, pour empêcher tout effondrement de la matière par instabilité gravitationnelle. On parle d'une domination du rayonnement.

Considérons maintenant l'expansion à partir de cette période. Cette dernière suivant son cours, l'énergie des photons diminue jusqu'à atteindre un point d'égalité matière-rayonnement où les structures peuvent commencer à s'effondrer et subir le phénomène oscillatoire décrit plus haut (voir figure 4.2).

Un dernier élément est nécessaire à la compréhension de ce phénomène. Pour qu'une structure commence à subir l'attraction gravitationnelle et donc osciller, il est nécessaire que l'information liée à cette attraction ait le temps de se propager sur la distance correspondante à la taille de la structure. La vitesse finie de la propagation de la force de gravité permet donc aux petites structures d'osciller en premier. Les échelles de plus en plus grandes suivront jusqu'à atteindre une limite. Au delà, la gravitation n'a pas eu le temps d'agir et former des sur-densités (le spectre du CMB est donc essentiellement

4. ANISOTROPIES PRIMORDIALES EN TEMPÉRATURE

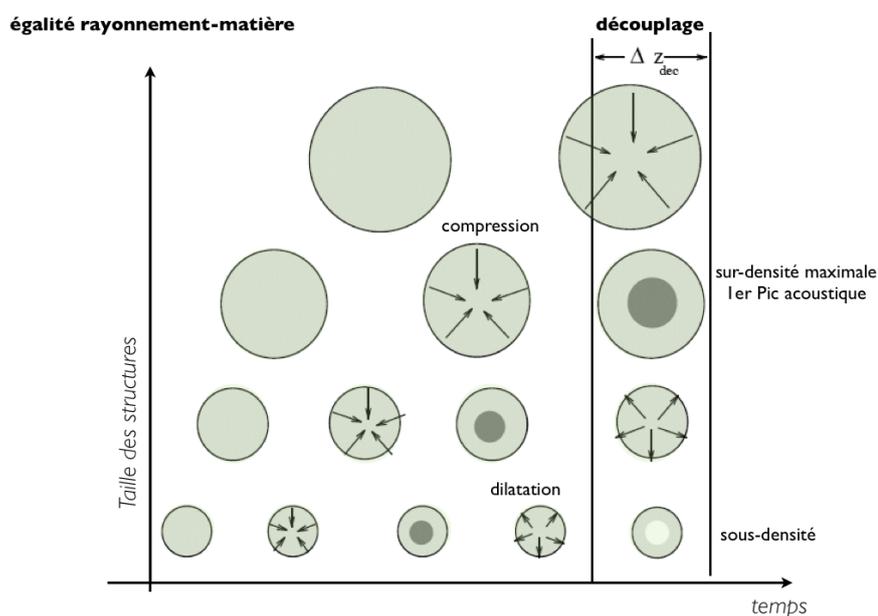


Figure 4.2: Oscillations acoustiques au sein du plasma primordial - Les structures de tailles identiques oscillent en phase. L'égalité matière rayonnement marque le début des oscillations mais les plus grandes structures doivent attendre que leur mode spatial passe sous le rayon de Hubble pour commencer leur cycle compression dilatation. Le premier pic acoustique correspond aux longueurs d'ondes ayant eu le temps d'effectuer une compression complète. Le découplage n'est pas instantané, il a lieu pendant une durée z_{DEC} . *source : Lineweaver [1997]*

plat). Il est important de noter que pour une taille donnée, l'effondrement démarre au même moment et l'oscillation apparaît donc en phase. Le découplage rayonnement matière fige ces dernières dans leur état de phase particulier et les photons une fois libre en gardent l'empreinte dans leur température. Ainsi entre la période d'égalité rayonnement matière et le découplage, il existe des échelles pour lesquelles la compression est totale et d'autres où la dilatation a atteint son maximum. Les photons du CMB émis par ces régions verront en conséquence leur température atteindre respectivement un minimum et un maximum¹. Ces oscillations apparaissent dans le spectre de puissance : les pics impairs correspondent aux modes en phase de compression et les pics pairs, aux modes en phase de dilatation (voir figure 4.3).

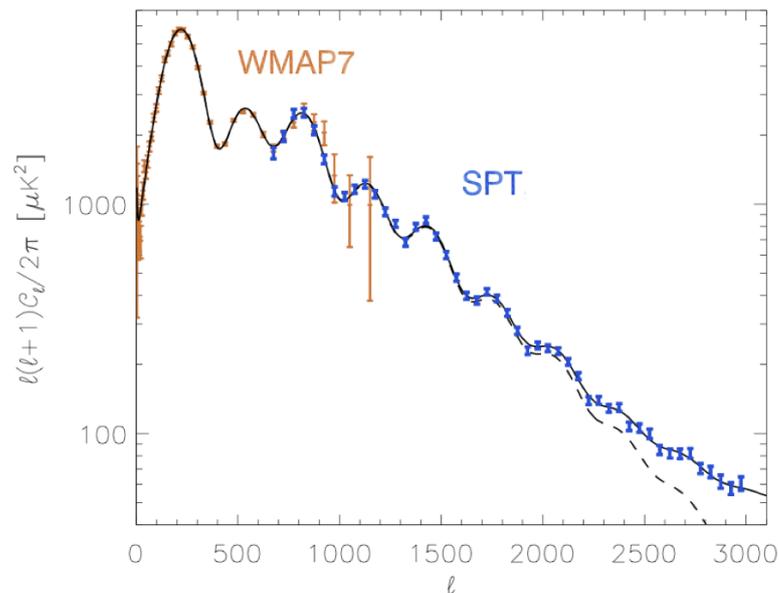


Figure 4.3: Spectre de puissance des anisotropies en températures - Les données obtenues après 7ans d'observation aux bas multipôles sont combinées avec celles du South Pole Telescope en 2011 (33). Avec son faisceau d'1 arcminute cet instrument possède une résolution près de 12 fois plus fine que celle de WMAP, il couvre ainsi les multipôles $650 < \ell < 3000$. La ligne noire pleine représente l'ajustement avec un modèle théorique de CMB et avant-plans. La ligne en pointillée présente uniquement le CMB.

1. Les mécanismes physiques qui expliquent comment sont corrélés température des photons du CMB et densité du fluide primordial sont détaillés dans *Cosmological Physics -Peacock [1999]*

4.2 Formalisme

La représentation des anisotropies s'effectue après avoir soustrait à la température du CMB en fonction de la position, sa valeur moyenne et le dipôle. On réalise ensuite l'équivalent d'une transformée en série de Fourier projetée sur la sphère céleste (voir figure 4.3). Les fluctuations de température sont ainsi décomposées en harmoniques sphériques $Y_m^\ell(\vec{n})$ avec \vec{n} le vecteur unitaire pointant dans la direction observée.

$$\frac{\Delta T}{T}(\vec{n}) = \sum_{\ell=2}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_m^\ell(\vec{n}). \quad (4.1)$$

Le multipôle ℓ est l'équivalent dans le domaine spectral de l'échelle angulaire θ . Ils sont reliés par la relation :

$$\ell \sim \pi/\theta \quad (4.2)$$

pour des $\ell \gg 1$, les grands multipôles correspondent donc aux petites échelles angulaires. Le coefficient $a_{\ell m}$ traduit l'importance des anisotropies pour une échelle angulaire donnée.

On ne s'intéresse qu'aux propriétés statistiques du CMB ce qui nous amène à définir une quantité indépendante de la direction observée \vec{n} :

$$C_\ell = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle \quad (4.3)$$

C_ℓ est obtenu en moyennant sur les indices m . Idéalement, il caractérise les fluctuations de température moyenne sur l'ensemble des réalisations possibles à une échelle angulaire donnée. En pratique, nous n'avons accès qu'à une surface du CMB¹. Les petites échelles angulaires distinctes apparaissent à de nombreuses reprises sur la sphère céleste, chacune d'entre elles correspondant à une réalisation du coefficient $a_{\ell m}$ ². Inversement, plus on s'intéresse aux bas multipôles (ie : aux grandes échelles angulaires) plus faible est leur nombre de réalisation à cause de simple considération géométrique liée à la taille finie de l'Univers observable. Les coefficients C_ℓ mesurés à bas ℓ se retrouvent de ce fait entachés d'une erreur statistique inévitable appelée *Variance Cosmique*.

1. Tout comme un autre observateur situé à plusieurs milliards d'années lumière observerait sa propre surface de dernière diffusion, différente de la nôtre.

2. ou un tirage aléatoire de cette quantité

Chapitre 5

Polarisation

Le Fond Diffus Cosmologique apparaît partiellement polarisé à un niveau presque 100 fois plus faible que les anisotropies en température. Cette polarisation d'origine primordiale intervient au moment du découplage. Nous avons vu que des mécanismes de diffusion entre photons et électrons maintenaient la matière ionisée sous la forme d'un fluide à l'équilibre thermique. Parmi ces mécanismes, la diffusion Thomson peut, en présence d'une fluctuation de type quadrupolaire¹ du rayonnement environnant générer un flux de photons polarisés.

Les simples fluctuations de densité décrites dans la partie précédente engendrent un quadrupole et donc un signal polarisé. Ces perturbations dites scalaires, possèdent une symétrie particulière sur le ciel du point de vue d'un observateur. Elles sont décrites statistiquement grâce à une décomposition mathématique particulière, les modes E de polarisation. En 2002, les interféromètres DASI (34) puis CBI (35) obtiennent la première détection de ces modes E à des niveaux en accord avec ceux prévus par la théorie. Les meilleurs estimations sont apportées ensuite par le satellite WMAP, et les expériences au sol BICEP et QUAD respectivement aux grandes, moyennes et petites échelles angulaires.

Parmi les procédés à l'origine des perturbations quadrupolaires, la génération d'ondes gravitationnelles lors d'une phase où l'Univers aurait connu une expansion exponentielle, l'inflation, fait l'objet d'intensives recherches aujourd'hui. Cette phase inflationnaire survenue aux premiers instants de l'Univers bien que résolvant

1. Un électron doit pour cela voir un rayonnement d'intensité différente selon des directions définies par deux plans perpendiculaires.

5. POLARISATION

de nombreux paradoxes du modèle standard (homogénéité, platitude, horizon) n'a pas encore bénéficié d'observable indépendante. Les figures de polarisation que produisent ces ondes gravitationnelles primordiales sont quant à elles bien décrites par les modes B de polarisation¹. L'intérêt de cette décomposition provient du fait que seul ce type de perturbations qualifiées de tensorielles est capable de produire des modes B. Le niveau auquel ils sont attendus est au moins 3 ordres de grandeurs plus faibles que celui des fluctuations en températures. Leur détection constituerait une observation fondamentale en faveur du modèle inflationnaire et le niveau auquel ils apparaissent, une information directe sur les énergies mises en jeu pendant cette période.

Sur le plan instrumental, le champ électrique associé à un flux de photons polarisés oscillera par rapport à la ligne de visée du détecteur dans une direction préférentielle. La caractérisation des fluctuations de température ne nécessitait qu'une mesure de l'intensité moyenne du signal, $I = \langle |E_x^2| \rangle + \langle |E_y^2| \rangle$ et de surcroît à des niveaux beaucoup plus élevés. Il en résulte que la détermination du spectre des modes E et B oriente les progrès instrumentaux vers trois objectifs principaux :

- L'amélioration de la sensibilité. Une fois les détecteurs sous le bruit de la statistique d'arrivée du signal, la multiplication du nombre de pixels avec des plans focaux toujours plus grands est devenue un enjeu instrumental majeur².
- La sélection de la composante du champ électrique à observer impose un traitement du signal électromagnétique en amont de la détection. On pourra également lui appliquer une modulation.
- L'observation multi-fréquences nécessite le développement de filtres, lentilles et séparation de polarisation adaptée. Outre l'amélioration en sensibilité statistique, elle est nécessaire à la discrimination des modes B primordiaux de ceux générés par les avant-plans (émission synchrotron à basses fréquences, $\lesssim 80GHz$ et rayonnement de la poussière froide du milieu interstellaire à hautes fréquences, $\gtrsim 200GHz$).

On utilise pour la description de la polarisation du CMB une décomposition mathématiques particulière appelée modes E et B. Cet outil permet naturellement de différencier

1. Elles génèrent en quantité égale des modes E mais ces derniers sont négligeables face aux modes E issus des perturbations scalaires.

2. Et notamment les implications pour l'électronique, la cryogénie et l'intégration.

le type de perturbation quadrupolaire (scalaire ou tensorielle) à l'origine du rayonnement polarisé mais également d'en rendre compte statistiquement sur l'ensemble du ciel (voir figure 5.3 et 5.4).

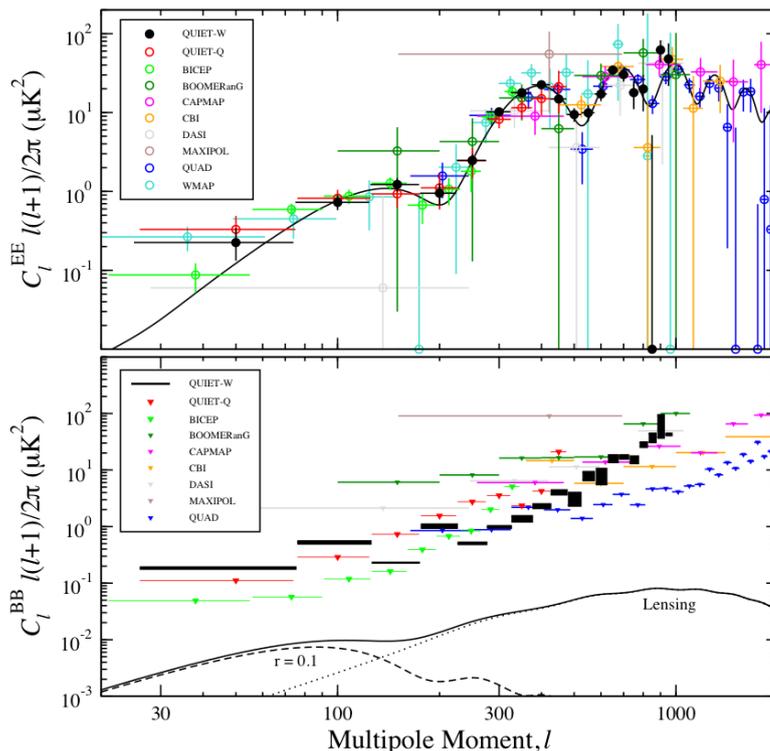


Figure 5.1: Résumé des mesures sur les spectre de puissance EE et BB en 2012

(1) - Le spectre théorique est obtenu en utilisant un modèle Λ CDM avec un rapport tenseur sur scalaire $r = 0.1$. Les modes B sont la somme des contributions d'origine primordiale et ceux obtenus par effet de lentillage gravitationnelle. La meilleure contrainte sur les modes B primordiaux a été donnée par l'expérience au sol BICEP en 2009 à $r < 0.72$.

5.1 La diffusion Thomson

La diffusion Thomson est un processus décrivant l'interaction entre un photon de faible énergie et un électron. Le rayonnement incident est absorbé par l'électron puis réémis dans une autre direction. On peut dans ce cas exprimer la section efficace différentielle de la diffusion Thomson en fonction des états de polarisation du rayonnement incident et diffusé, décrits respectivement par les vecteurs unitaires \vec{e}' et \vec{e} . On

5. POLARISATION

considère un électron au repos.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{8\pi} |\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}'|^2 \quad (5.1)$$

où σ_T la section efficace de diffusion Thomson. Rappelons que la polarisation est donnée par la direction dans laquelle oscille la composante électrique du rayonnement électromagnétique.

L'illustration de la diffusion Thomson linéairement polarisée est illustrée par la figure 5.2.

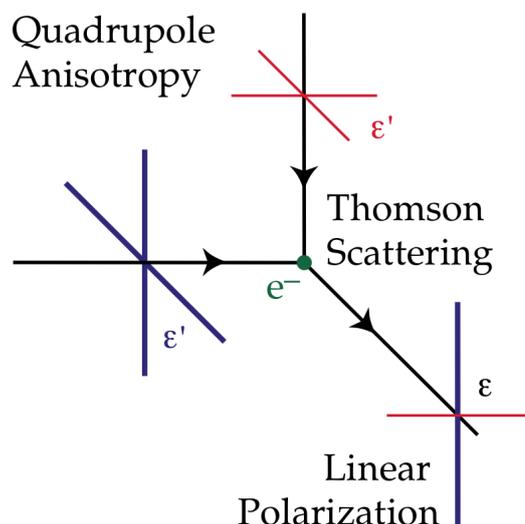


Figure 5.2: Diffusion Thomson polarisée par un rayonnement présentant une anisotropie quadrupolaire (2) - Seul le flux de photons provenant de deux directions est représenté. Chacun est non polarisé mais possédant une intensité différente. Le rayonnement résultant possède une polarisation linéaire $\vec{\epsilon}$.

Un flux de photons incidents va faire osciller l'électron dans la direction de son champ électrique associé, c'est à dire celle de sa polarisation $\vec{\epsilon}'$. Ce même électron va produire à son tour un rayonnement diffusé dont la polarisation $\vec{\epsilon}$ sera préférentiellement dans le même sens que son oscillation. La direction de propagation d'un photon étant toujours perpendiculaire à son plan de polarisation, l'intensité du rayonnement diffusé est maximale dans une direction perpendiculaire à la polarisation du photon incident $\vec{\epsilon}'$. Elle est en revanche nulle dans la direction parallèle à $\vec{\epsilon}'$.

L'équation 5.1 de la section efficace de la diffusion Thomson nous permet de retrouver cette propriété. Elle est en effet maximale quand les polarisations émises et transmises sont parallèles, c'est à dire quand le produit scalaire $|\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}'| = 1$. Inversement, elle est nulle lorsque ces deux composantes sont perpendiculaires.

Considérons maintenant un rayonnement non polarisé¹ (venant de gauche sur la figure 5.2) et le rayonnement diffusé associé dont on choisit arbitrairement la direction à 90° (identifié par la polarisation $\vec{\epsilon}$). Comme le représente le schéma 5.2, seul une composante de la polarisation $\vec{\epsilon}'$ peut être diffusée dans cette direction. Le rayonnement porté par l'autre composante de polarisation est quant à lui nul dans cette même direction. De manière similaire tout flux de photon perpendiculaire à ce rayonnement diffusé ne transmettra qu'une seule composante de sa polarisation.

En intégrant sur tous les flux incidents possibles, un rayonnement isotrope ne permet pas d'obtenir un signal polarisé en revanche si celui-ci possède une anisotropie en température de type quadrupolaire le flux net de photons apparaît alors polarisé linéairement.

5.2 Anisotropies Quadrupolaires

Nous avons vu dans la partie précédente que la diffusion Thomson d'un flux de photons sur un électron pouvait aboutir à une polarisation linéaire du rayonnement, à condition que les photons présentent une anisotropie quadrupolaire par rapport au référentiel de l'électron. Deux procédés physiques dominants vont générer ces fluctuations de type quadrupolaire² :

- *des perturbations scalaires*
- *des perturbations tensorielles.*

Toutes deux sont liées à des perturbations de la métrique, qui du fait du couplage rayonnement-matière vont se répercuter sur la température des photons.

1. la polarisation $\vec{\epsilon}'$ peut prendre n'importe quelle direction perpendiculaire à la propagation du rayonnement

2. Il existe également des perturbations de type vectorielles. Elles sont liées à la vorticité du fluide photon-baryons mais sont négligeables dans la majorité des modèles d'Univers primordial.

5. POLARISATION

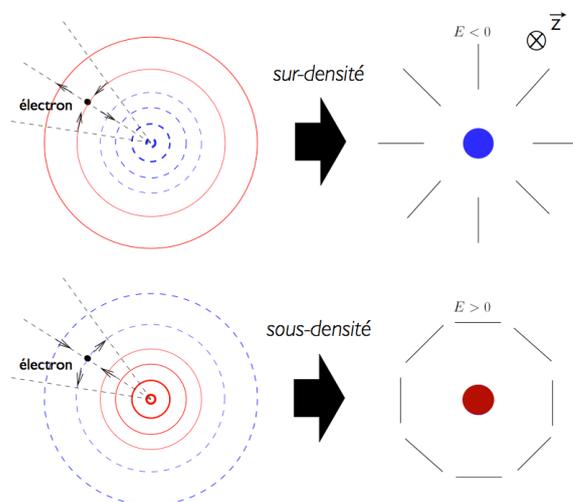


Figure 5.3: Perturbations scalaires - Génération de mode E de polarisation. *Schéma tiré de la thèse de Cyrille Rosset.*

Les perturbations scalaires

Une sur-densité, par effet gravitationnelle exerce une force d'attraction sur l'ensemble du fluide photons-baryons l'avoisinant (illustré par la figure 5.3). La matière s'effondre donc vers le centre de cette sur-densité d'autant plus rapidement qu'elle en est proche. Considérons maintenant un électron tombant dans le puit de potentiel ainsi formé. Le flux de photons de part et d'autre de l'électron dans la direction radiale (défini par rapport au centre de la sur-densité) subira également ce gradient de vitesse. Dans le référentiel de l'électron, tout se passe comme si l'intensité du rayonnement incident sur l'électron est diminuée dans cette direction. Inversement, le flux de photons vu dans la direction tangentielle possède, toujours dans le référentiel de l'électron, une intensité plus importante. L'électron au repos est ainsi environné par un rayonnement présentant une anisotropie de type quadrupolaire. La diffusion Thomson peut donc produire un flux de photons linéairement polarisé dans la direction radiale. Un raisonnement analogue permet de montrer que la polarisation du photon est tangentielle en présence d'une sous-densité.

L'émission polarisée a lieu dans les deux cas le long de la direction \vec{z} correspondant à une ligne de visée. Par symétrie centrale, la polarisation du Fond Diffus Cosmologique présente des motifs de type mode E autour d'une sur-densité ou sous densité (voir figure

5.3).

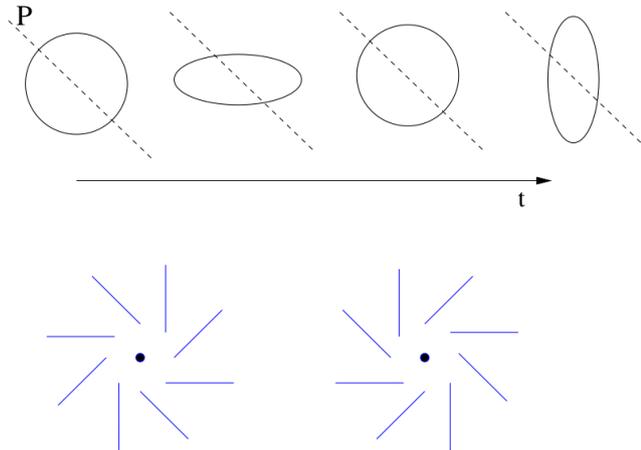


Figure 5.4: Perturbations tensorielles - Génération de mode B de polarisation. Déformation d'un isocontour de densité par le passage d'une onde gravitationnelle. *Schéma tiré de la thèse de Nicolas Ponthieu.*

Les perturbations tensorielles

Les ondes gravitationnelles générées lors de la phase inflationnaire perturbent la métrique de l'espace-temps dans le plan transverse de leur direction de propagation. Les cercles concentriques autour d'une sur- ou sous-densité sur la figure 5.3 représentent les points où le champ gravitationnel est identique. Une onde gravitationnelle se propageant selon l'axe \vec{z} va perturber ces isocontours en les comprimant leur donnant ainsi un aspect elliptique (voir figure 5.4). Cette perturbation génère également un quadrupôle et donc l'émission d'un rayonnement polarisé grâce à la diffusion Thomson. En revanche, les motifs du rayonnement polarisé autour de la sur- (ou sous-)densité pourront indifféremment produire des modes E ou B. Les modes B sont donc inhérents à ce phénomène et par transposition au modèle d'inflation.

5.3 Vers une détection des modes B

Le spectre de puissance des fluctuations de températures a été mesuré avec une précision limitée par la variance cosmique (voir figure 4.3), offrant des contraintes alors

5. POLARISATION

inégales sur les différents modèles cosmologiques. La caractérisation du spectre des modes E quant à elle, et notamment l'anticorrélation TE a confirmé le choix du cadre cosmologique établi par le modèle Λ CDM. Le satellite Planck devrait d'ailleurs publier d'ici 2013 un spectre EE également limité par la variance cosmique jusqu'à $\ell \sim 800$.

Une détection des modes B et la mesure de son spectre de puissance est aujourd'hui la dernière étape majeure de la caractérisation du Fond Diffus Cosmologique. On lui reconnaît deux origines physiques distinctes.

La composante primordiale

Les modes B primordiaux seraient liés à la génération d'ondes gravitationnelles durant l'inflation. Ces derniers sont attendus à des niveaux très bas (autour de la centaine de nK pour les modèles les plus optimistes), leur émission présente un maximum au multipôle $\ell \sim 100$, soit à une échelle angulaire autour de 2 degrés¹.

La figure de mérite pour décrire le niveau auquel apparaissent les modes B est le rapport tenseur sur scalaire noté r . Comme l'indique son nom, il s'agit du rapport entre les deux types de perturbations scalaires et tensorielles. Ce facteur est directement proportionnel aux énergies mises en jeu lors de l'inflation. Une détection confirmerait de manière indépendante l'existence de cette phase et nous donnerait donc, via la valeur de r , accès à une physique des très hautes énergies typiques des théories de grande unification. Jusqu'à présent seul des limites supérieures ont pu être apportées. Le graphe 5.1 montre une prévision théorique d'un spectre BB pour une valeur $r = 0.1$ ainsi que les dernières mesures effectuées.

La meilleure contrainte sur r n'est d'ailleurs pas apportée par une mesure directe des modes B mais par les spectres en température et polarisation E. En effet, une perturbation tensorielle contribue également à ces deux spectres, mais à des niveaux très faibles. La variance cosmique constitue malheureusement une limite intrinsèque à la précision des mesures. Celle-ci étant déjà atteinte, la contrainte sur r par cette méthode ne pourra être que difficilement améliorée à l'avenir. La détection directe des modes B est donc inévitable. La dernière contrainte par le spectre TT a été donnée par l'expérience South Pole Telescope joint avec les mesures H_0 , celles de WMAP et des BAO à $r < 0.17$ (33). La mesure directe du spectre BB par l'expérience au sol BICEP pose la limite suivante :

1. A titre comparatif, le soleil apparaît en moyenne avec une taille angulaire de 0.5 degrés, soit 4 fois moins que le pic des modes B!

$r < 0.72$ (36).

La composante lentillée

L'autre source de modes B est l'effet de lentille gravitationnelle ou *lensing*. Les grandes structures situées entre l'observateur et la surface de dernière diffusion induisent du fait de leur masse, une déflexion de la trajectoire des photons du CMB. Ce phénomène est particulièrement significatif aux petites échelles angulaires, taille à laquelle apparaissent ces structures. Il se traduit par une conversion des modes E en modes B et produit ainsi un spectre BB lentillé dont le maximum se situe autour de $\ell \sim 1000$. La contribution des modes B primordiaux, bien que dominante aux grandes échelles (autour de $\ell \sim 100$) risque d'être masquée par ce signal s'il s'avère que le rapport tenseur sur scalaire r est trop faible (typiquement pour $r < 0.02$).

La mesure de ces modes B lentillés constitue aujourd'hui un objectif scientifique à part entière pour nombres d'expériences dédiées à la polarisation du CMB (SPT, ACT, POLARBEAR). Il ne s'agit pas uniquement de les caractériser dans le but de les soustraire, mais bien de les utiliser au titre de sonde cosmologique. En effet, cet effet de lentille porte une information sur la quantité de matière jusqu'à un redshift de $z=1100$, bien plus éloigné que les objets lumineux connus. Il pourrait dès lors contraindre entre autres, la masse des neutrinos, et l'équation d'état de l'énergie noire.

5.4 QUBIC

Objectifs

QUBIC est une expérience au sol dédiée à la détection des modes B de polarisation du Fonds Diffus Cosmologique (37). La version complète de l'instrument sera composée de 3 modules de 1024 détecteurs observant à 90GHz, 150GHz et 220GHz. Elle permettra de contraindre les modes B jusqu'à un rapport tenseur sur scalaire $r=0.01$ à 90% de niveau de confiance. L'expérience est dotée d'une résolution angulaire de 0.4° , ce qui correspond à des multipôles allant de $\ell = 35$ à $\ell = 200$.

5. POLARISATION

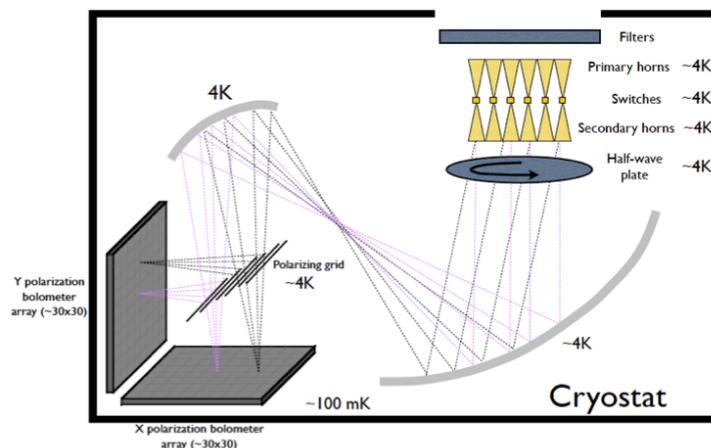


Figure 5.5: Design de l'instrument QUBIC -

Concept

Cet instrument repose sur une nouvelle architecture de type interférométrie bolométrique.

Le ciel est observé par l'intermédiaire d'une matrice de cornets. Ces derniers, d'une ouverture angulaire de 1° vont filtrer les modes spatiaux du rayonnement incident. Une paire de cornets, forme ainsi une ligne de base et reçoit le signal de la même partie du ciel moyennant la différence de phase induite par leur position.

Deux miroirs concaves sont ensuite disposés à la manière d'un télescope grégorien hors axe. Ils jouent le rôle d'un combineur optique en effectuant une sommation additive des rayons incidents parallèles. Chaque ligne de base équivalente forme donc sur le plan focal la même figure d'interférence.

Les détecteurs quant à eux mesurent les figures d'interférences de l'ensemble des différentes lignes de base. Ces dernières correspondent à une image du ciel convoluée par un lobe synthétique qui dépend de la configuration des cornets primaires

Une grille polarisante réalise la discrimination de la polarisation en séparant le rayonnement incident en deux faisceaux polarisés à 90° l'un de l'autre.

Cette nouvelle architecture a l'avantage de proposer une sensibilité identique à celle d'un imageur tout en bénéficiant des avantages d'un interféromètre en terme de contrôle des effets systématiques. Des méthodes d'analyses de données spécifiques

à l'interférométrie, la *self-calibration* a été adaptée à l'expérience QUBIC (38). Elle permettrait en théorie de caractériser les erreurs instrumentales (gain et position des cornets, vecteur de pointage etc).

5. POLARISATION

Deuxième partie

Les détecteurs – bolomètres
supraconducteurs

Chapitre 6

Théorie du bolomètre supraconducteur

L'étude des bolomètres supraconducteurs est au cœur du travail de cette thèse. On abordera dans cette partie les aspects théoriques spécifiques à cette technologie. On insistera tout particulièrement comment l'élément supraconducteur et l'électronique de lecture sont intimement liés dans le fonctionnement en tant que détecteur bolométrique. Après avoir évoqué les principes de bases du TES, on dérivera les équations qui illustrent ce couplage électro-thermique pour en déduire sa réponse S_i en [A/W] et ses différentes performances de bruit.

6.1 Quelques principes de base

6.1.1 Un détecteur thermique

Le bolomètre est un détecteur thermique, c'est à dire que l'énergie déposée par un flux de photons ou une particule va provoquer une élévation de la température du dispositif. Cette élévation de température mesurée ensuite à l'aide d'un senseur résistif, sera directement proportionnelle à l'énergie déposée par la particule ou, dans le cas d'un flux de photon, à la puissance du rayonnement incident.

On distingue ainsi 3 principaux éléments :

1. **L'absorbeur** convertit le rayonnement incident en chaleur. Il est caractérisé par sa capacité calorifique C en J/K qui est une mesure de la quantité de chaleur

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

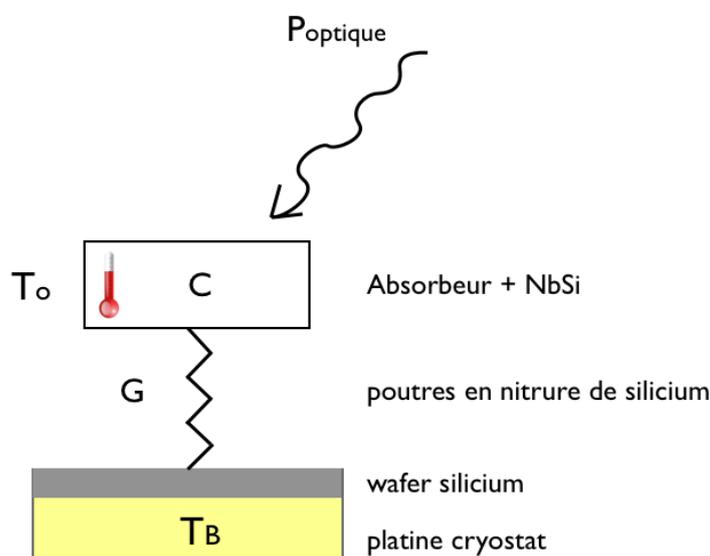


Figure 6.1: Représentation schématique du bolomètre - T_0 : température de bain ; C : capacité calorifique ; P : Puissance optique incidente ; T : température du senseur ; G : conductance entre le senseur et le bain thermique

nécessaire pour élever celui-ci d'un degré kelvin, et son impédance carré Z_{abs} qui définit l'efficacité avec laquelle une onde électromagnétique est absorbée.¹

2. **Le senseur** fortement couplé thermiquement à l'absorbeur voit sa résistance variée avec la température et, en mesure ainsi les fluctuations en température. Cette dépendance est caractérisée par le paramètre sans unité $\alpha = d\log(R)/d\log(T)$ qui pourra être positif (supraconducteurs) ou négatif (semi-conducteurs) selon le matériau utilisé.
3. **Un découplage thermique** assuré par un faible lien thermique entre le couple absorbeur/senseur et un bain maintenu à température constante. Le plus souvent la platine froide d'un cryostat réglée en température constitue le bain thermique et le découplage est assuré quant à lui par une suspension mécanique de l'îlot absorbeur/senseur. Le découplage est caractérisé à l'aide de la conductance ther-

1. On rappelle que pour maximiser l'efficacité d'absorption en présence d'une cavité réfléchissante $\lambda/4$, il est nécessaire que l'impédance carré de l'absorbeur soit égale à celle du vide soit $Z_0 = 377\Omega$ (39).

mique G en W/K . Plus ce découplage va être important, plus faible sera G et meilleure sera la sensibilité du bolomètre.

On s'attardera désormais sur l'utilisation des bolomètres pour la mesure de flux de photons.

On note également deux éléments propres à la détection bolométrique :

- Le bolomètre est un détecteur de puissance moyenne, il ne mesure que l'amplitude au carré de l'onde électromagnétique incidente (soit $\langle E_x^2 + E_y^2 \rangle$) et perd toute l'information sur sa phase. On parle alors de détection incohérente par opposition à la détection hétérodyne¹.
- Il est intrinsèquement large bande d'où son utilisation sur un vaste domaine du spectre électromagnétique : des infra-rouges aux rayons X. Les bandes de fréquences devront donc être définies au préalable par des filtres.

6.1.2 Une histoire technique

Une des clés de la sensibilité des bolomètres est le matériau choisi pour le senseur. Tout élément résistif génère un bruit Johnson dépendant de la valeur de sa résistance et de sa température. Il est donc nécessaire de travailler avec des senseurs dont le α soit élevé et à basse température afin que les variations de résistance engendrées par les fluctuations de températures dépassent ce niveau de bruit.

Le principe originel de la bolométrie consiste en la conversion de la puissance de radiation en chaleur, l'outil permettant la mesure de l'élévation de température n'étant pas obligatoirement résistif. C'est d'ailleurs en utilisant ce principe, à l'aide d'un prisme et d'un thermomètre que Frederick William Herschel (40) mit en évidence l'existence des infrarouges.

La version moderne a été développée à la fin du *XIX*^e siècle par Samuel Pierpont Langley (41). Il est le premier à utiliser une thermistance pour convertir la chaleur en signal électrique et caractérise ainsi l'intensité du rayonnement du spectre solaire à différentes longueurs d'onde avec une précision encore inégalée. Les améliorations successives du bolomètre suivront le principe développé par Langley : un absorbeur couplé à une thermistance, et les avancées en sensibilité résideront principalement dans

1. La détection hétérodyne permet de mesurer phase et amplitude de l'onde incidente simultanément mais doit tenir compte de l'incertitude d'Heisenberg $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Celle-ci impose une limite fondamentale sur la précision de la mesure simultanée de ces deux quantités.

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

le choix du senseur et le développement des technologies cryogéniques. Low par exemple en 1961 (42) refroidit ses détecteurs à l'hélium liquide et améliora ainsi leur sensibilité d'un facteur 10, la NEP (Noise equivalent Power) passant de $5.10^{-12}W/\sqrt{Hz}$ à $5.10^{-13}W/\sqrt{Hz}$.¹

Face à ces deux contraintes, l'idée d'utiliser la forte non linéarité d'un matériau supraconducteur à sa transition fait son apparition dès 1977 dans les travaux de Clarke (43).

Bien que celui-ci introduit pour la première fois le terme *transition edge*, deux verrous empêchent le développement de cette technologie.

- La maturité et la fiabilité des techniques liées à la cryogénie.
- Les amplificateurs performants (notamment à basse température) étaient principalement des amplificateurs de tension, le senseur supraconducteur était donc polarisé en courant² rendant son comportement très instable du fait de la faible largeur de la transition supraconductrice et d'une contre-réaction positive de l'ensemble.

Ce ne sera que 20 ans plus tard au milieu des années 90 que se concrétisa cette idée d'un senseur supraconducteur au sein du groupe de Paul Richards à Berkeley (44) à l'aide de la polarisation en tension. Celle-ci est rendue possible avec le développement d'amplificateurs de courant bas bruit fonctionnant à froid : les SQUIDS (Superconducting Quantum Interference Device). Cette technique, permet l'utilisation des bolomètres supraconducteurs ou TES (Transition Edge Sensor) dans un régime stable grâce à une contre-réaction électro-thermique négative. On notera également que le même groupe proposa en 1981 un système de cryogénie régulé en dessous de 0.5K pour l'utilisation de bolomètre infra-rouge (45).

La suite du chapitre se concentrera sur la technologie supraconductrice et on emploiera indifféremment les termes TES ou bolomètre.

1. A titre d'exemple, l'étude du fond diffus cosmologique pour une expérience au sol nécessite d'atteindre une NEP de l'ordre de $10^{-17}W/\sqrt{Hz}$

2. On maintient le courant constant aux bornes du détecteurs et toutes les fluctuations de résistances apparaissent comme des fluctuations de tension via la loi d'Ohms

6.1.3 La contre-réaction électro-thermique

Le principal avantage des bolomètres supraconducteurs tient dans ce phénomène de contre-réaction électro-thermique. Cette technique s'apparente en tout point à la contre-réaction électrique des amplificateurs opérationnels. Ceux ci possèdent un gain très élevé et en ré-injectant à l'entrée de l'amplificateur la sortie en opposition de phase, on minimise les excursions du signal d'entrée autour d'un point de fonctionnement, ce qui a pour effet de linéariser le système et de le rendre stable. Mais surtout, le gain associé ne devient dépendant que de la manière dont on réalise la contre-réaction, les paramètres intrinsèques de l'amplificateur n'interviennent plus dans les caractéristiques d'amplification ce qui permet une plus grande tolérance d'inhomogénéités de fabrication d'un amplificateur à l'autre.

Dans le cadre du TES, la contre réaction s'effectue grâce à :

- un coefficient α important et positif
- une polarisation à tension constante qui fixe la puissance dissipée par effet joule à $P_J = V^2/R$

Lorsqu'un rayonnement incident va générer une élévation de température, du fait d'un $\alpha > 0$, la résistance R va augmenter, entraînant une baisse de la puissance électrique P_J . La puissance totale reçue par le détecteur étant la somme de la puissance de rayonnement et électrique, elle reste constante car toute fluctuation de la puissance de rayonnement sera compensée par une variation opposée de la puissance électrique. Il en résulte une stabilisation de la température d'où le terme de contre-réaction électro-thermique.

Ajoutons que lors d'une élévation de température sur le détecteur, la puissance électrique va diminuer avant que le surplus de chaleur ne s'évacue à travers le lien thermique. Il en résulte un retour à l'équilibre plus rapide et donc une constante de temps du détecteur accélérée par rapport à sa constante de temps thermique naturelle,

$$\tau = C/G. \tag{6.1}$$

Cette accélération de la constante de temps est simplement due au fait que le senseur se thermalise avant que la puissance ne s'évacue dans le bain thermique et que l'on ne mesure pas directement la puissance thermique mais la puissance électrique nécessaire pour l'annuler.

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

On peut donc résumer les effets de la contre-réaction électro-thermique négative comme suit :

1. stabilisation et linéarisation du détecteur
2. augmentation de la dynamique
3. accélération de la constante de temps
4. uniformisation de la réponse

Nous verrons dans la partie suivante comment ces phénomènes décrits ici de manière qualitative se traduisent dans la modélisation des bolomètres supraconducteurs.

6.1.4 La chaîne de lecture

Du fait de l'interaction entre polarisation et phénomènes thermiques dans la réponse du bolomètre, il est important de situer le détecteur par rapport à son électronique avant toute tentative de modélisation.

Comme le montre la figure 6.2, la chaîne de détection peut être abordée globalement comme deux amplificateurs en série, le premier constitué du TES convertit la puissance en courant et le deuxième, lié à l'électronique transforme le courant en tension, chacun ayant un gain propre : $G_{tes} = S_i$: la réponse du TES et G_{mux} le gain de la chaîne de lecture.

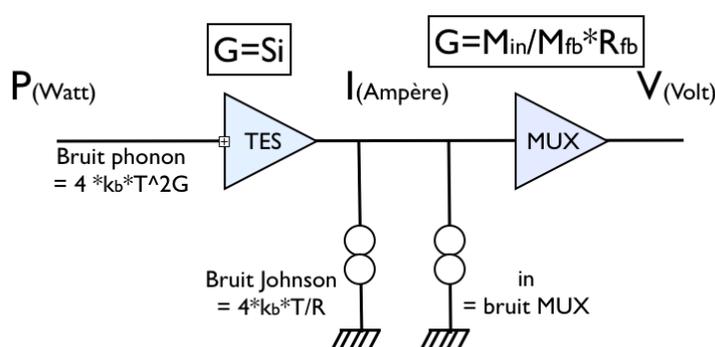


Figure 6.2: Les bruits dans la chaîne de lecture - La chaîne de détection globale peut se résumer en deux amplificateurs en cascade. Le premier est le TES de gain S_i en A/W et le deuxième est constitué par l'électronique de lecture (MUX) de gain $\frac{M_{in}}{M_{fb}} R_{fb}$ en V/A.

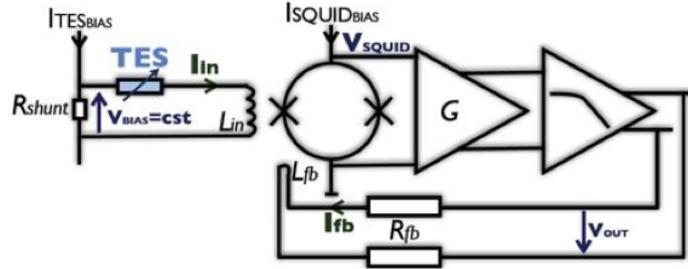


Figure 6.3: Le circuit de polarisation et de lecture - Le TES est modélisé par une résistance variable. Pour assurer la polarisation en tension, on utilise un générateur de courant dont le signal va traverser une résistance de shunt de faible valeur devant celle du TES. Le signal est lu par un SQUID lui même subissant une contre-réaction électronique pour être utilisé dans un régime linéaire. Cette deuxième contre réaction électrique est réalisée en flux magnétique : la tension de sortie du SQUID après avoir été amplifiée deux fois est transformée en courant par des résistances de feedback. Ce courant traverse ensuite une bobine L_{FB} pour générer un flux magnétique en opposition de phase.

La figure 6.3 montre les éléments du circuit de polarisation et de lecture plus en détail. Le senseur se retrouve schématisé par une résistance variable.

La polarisation est apportée par une source de courant constante : $I_{TES_{bias}}$. On cherche à réaliser la polarisation en tension c'est à dire maintenir la tension aux bornes du TES constante quelque soit la valeur de sa résistance. Pour cela, on place en parallèle avec le TES, une résistance de shunt R_{shunt} de très faible valeur devant celle du TES. Le courant $I_{TES_{bias}}$ passe ainsi presque intégralement dans la résistance de shunt fixant ainsi la tension à ses bornes.

Les fluctuations de résistance du TES vont engendrer un courant I_{in} de très faible amplitude (typiquement quelques nA) d'où la nécessité d'amplifier le signal, et ce, au plus proche du détecteur pour éviter tout couplage lié à l'environnement électromagnétique ou mécanique. Le courant est amplifié par un SQUID en traversant une bobine d'inductance : L . Celle-ci crée un champ magnétique que le SQUID convertira en tension. Cet amplificateur est non linéaire, il est donc nécessaire de le faire fonctionner en mode contre-réactionné (voir partie 8.3). On lui adjoint pour cela deux étages d'amplifications supplémentaires. Le gain en boucle ouverte devient suffisamment important et permet de réaliser cette contre-réaction. Le signal de sortie apparaît ensuite à un niveau suffisant pour être numérisé et lu par une simple carte d'acquisition.

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

Afin de faciliter les calculs ultérieurs on exprime le circuit de polarisation comme son équivalent en représentation Thévenin (voir figure 6.4). On notera également l'importance d'inclure dans le modèle la résistance parasite des câbles et connecteurs situés entre la résistance du bolomètre et celle de la shunt. En effet celle-ci a un impact non négligeable car elle vient changer les conditions de polarisation en tension du détecteur.

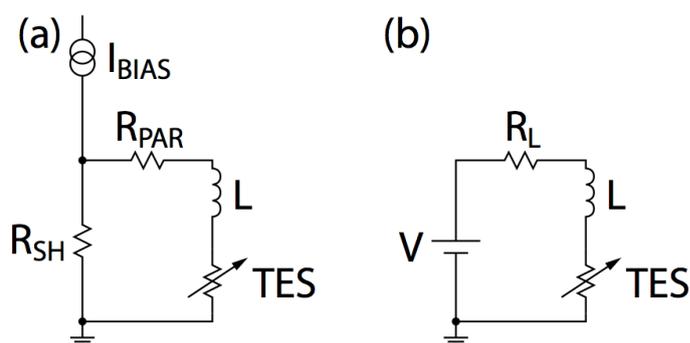


Figure 6.4: Schéma équivalent de Thévenin du circuit de polarisation (reprit de (3)) - la figure (b) est l'équivalent Thévenin de la figure (a) : $V = R_{SH} * I_{BIAS}$ et $R_L = R_{SH} + R_{PAR}$. R_{PAR} est la résistance parasite liée aux câbles et aux connectiques situés dans la boucle comprenant le bolomètre, la résistance de shunt et l'inductance d'entrée du SQUID.

6.2 Le bolomètre en équation

Pour modéliser les phénomènes thermiques et électriques au sein du bolomètre supraconducteur, l'ensemble de la chaîne de détection (circuit de polarisation et détecteur) est décrit par un système d'équations différentielles couplées entre elles. Le système le plus simple consiste en deux éléments : absorbeur/thermomètre et platine froide, séparés par un unique lien thermique. Il donne ainsi lieu à deux équations, l'une décrivant le lien thermique, et l'autre les propriétés électriques incluant le circuit de polarisation. Cette modélisation, bien qu'elle soit la plus simple que l'on puisse effectuer, n'en reste pas moins trop complexe pour être résolue de manière exacte. Il est donc nécessaire de simplifier ce modèle en le linéarisant au premier ordre autour d'un point de fonctionnement. On peut ensuite calculer les principaux paramètres du détecteur tel que la réponse, les performances en bruit et les critères de stabilité.

Pour cela, on utilisera le formalisme développé par Kent Irwin dans (3) où l'accent est mis sur la représentation matricielle de ces équations et une résolution dans le domaine temporel. Cette méthode permet de calculer rigoureusement les différentes contributions en bruit et de déduire les principales conditions de stabilité. Toutefois, il ne donne qu'un aperçu vague du phénomène de contre-réaction propre à la technologie supraconductrice. C'est pour cela qu'on utilisera également un autre formalisme où les mêmes équations sont représentées sous forme d'un schéma blocs. Issu de l'automatique, il met en exergue le phénomène de contre-réaction électro-thermique et nous permettra d'en déduire plus facilement les propriétés qui lui sont spécifiques comme le calcul de la réponse du détecteur ainsi que certains critères de stabilité.

6.2.1 Un système électro-thermique couplé

A partir des considérations développées dans la partie 6.1.4, on construit les deux équations différentielles couplées, thermique et électrique. L'équation différentielle thermique s'écrit :

$$C \frac{dT}{dt} = -P_{bath} + P_J + P, \quad (6.2)$$

où P_{bath} est la puissance de fuite de l'absorbeur vers le bain thermique, P_J , la puissance électrique apportée par la polarisation du détecteur et P , la puissance optique.

De la même manière, on définit l'équation différentielle électrique

$$L \frac{dI}{dt} = V - IR_L - IR(T, I), \quad (6.3)$$

où L est l'inductance d'entrée du circuit de polarisation, $R_L = R_{SH} + R_{PAR}$ la somme de la résistance parasite et de la résistance de shunt, V la tension de Thévenin $I_{BIAS} * R_{SH}$, I : le courant traversant le bolomètre et enfin R la résistance du TES dépendant des deux variables de températures et de courant (voir figure : 6.4).

6.2.2 Expression de la puissance de fuite - P_{bath}

Avant de poursuivre la résolution des équations différentielles précédentes, il est nécessaire d'explicitier la puissance de fuite P_{bath} . Considérons la propagation d'un flux de chaleur le long d'un lien thermique. Dans le cas où le transfert de chaleur s'effectue le

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

long d'une seule dimension, en chaque point x , la puissance transférée sur une longueur dx aura l'expression suivante :

$$\delta P_{bath}(x) = A(x)\kappa(T)\frac{dT}{dx}, \quad (6.4)$$

où $A(x)$ est l'aire de la section transverse du lien en x et $\kappa(T)$ la conductivité thermique du matériau.

Dans notre cas, le lien thermique est constitué par huit poutres en silicium faiblement contraint (cf figure : 7.2), chacune de longueur l et dont l'aire de leur section transverse A reste identique et constante. En intégrant l'équation précédente le long de ce lien, on obtient le flux total de chaleur entre l'absorbeur et le bain thermique :

$$P_{bath} = \frac{\int_{T_B}^T \kappa(T') dT'}{\int_0^l \frac{dx}{A(x)}} = A/l \int_{T_B}^T \kappa(T') dT' \quad (6.5)$$

Supposons une dépendance de la conductivité thermique en fonction de la température sous la forme d'une loi puissance $\kappa(T) = \kappa_0 T^n$. L'équation 6.5 devient ¹ :

$$P_{bath} = A/l \frac{\kappa_0}{n+1} (T^{n+1} - T_B^{n+1}). \quad (6.6)$$

On notera 3 cas de figures particuliers :

- $n = 0 \Rightarrow$ aucune dépendance en fonction de la température.
- $n = 1 \Rightarrow$ conduction thermique par les électrons.
- $n = 3 \Rightarrow$ conduction thermique par les phonons.

Dans le cas des bolomètres que nous utilisons, la conductivité thermique est assurée par un matériau isolant (le silicium faiblement contraint) et des pistes supraconductrices dans une moindre mesure. Nous sommes donc dans le cas d'une conduction thermique assurée par des phonons c'est à dire le cas $n = 3$.

6.2.3 Approximation en petits signaux

Les deux équations différentielles 6.2 et 6.3 présentent de nombreux termes non linéaires qui peuvent être linéarisés autour d'un point de fonctionnement. Les fluctuations temporelles étant dès lors considérées comme de petits signaux se superposant à un niveau constant bien plus élevé.

1. On trouvera également dans la littérature une notation alternative de la puissance de fuite : $P_{bath} = K(T^m - T_B^m)$ avec $K = A/l \frac{\kappa_0}{m+1}$ et $m = n + 1$

En pratique et dans le cas d'une mesure du fond diffus cosmologique du sol, la majeure partie du signal vu par les détecteurs provient de l'émission de l'atmosphère et varie à très basse fréquence (selon les conditions météorologiques) par rapport au signal du CMB au cours d'une mesure. L'approximation en petits signaux prend donc tout son sens dans ce cas de figure.

On notera avec l'indice 'o' tous les termes liés au niveau constant. Ce niveau fait référence au point de fonctionnement du bolomètre, c'est à dire un endroit spécifique le long de la transition supraconductrice $R(T)$. Celui-ci est fixé par la puissance de polarisation et la composante constante de la puissance optique reçue par le détecteur. On peut ainsi ré-écrire les termes de résistance, polarisation et température :

- $I = I_o + \delta I$
- $V = V_o + \delta V$
- $T = T_o + \delta T$
- $R = R_o + \delta R$
- $P = P_o + \delta P$

La résistance du bolomètre R étant une fonction de deux variables, δR s'écrit :

$$\delta R(T, I) \approx \alpha \frac{R_o}{T_o} \delta T + \beta \frac{R_o}{I_o} \delta I, \quad (6.7)$$

où α et β sont deux grandeurs sans unité qui caractérisent la dépendance de la résistance du matériau en fonction de la température et du courant ¹ :

$$\alpha = \left. \frac{T_o}{R_o} \frac{\partial R}{\partial T} \right|_{I_o} \quad (6.8)$$

$$\beta = \left. \frac{I_o}{R_o} \frac{\partial R}{\partial I} \right|_{T_o} \quad (6.9)$$

Dans le cas des matériaux supraconducteurs, un β non nul traduit l'influence du courant et du champ magnétique sur les non uniformités en température critique, ce qui a pour conséquence d'élargir la transition supraconductrice. La température critique ne pouvant être que diminuée, l'élargissement de la transition aura lieu vers les températures plus basses que T_c , ainsi on s'attend à ce que β soit d'autant plus important que l'on se rapproche du "bas" de la transition.

1. On soulignera que α et β sont définis respectivement en I_o et T_o constants. Ces deux quantités varieront donc en fonction du point de fonctionnement.

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

Notons également que la conductance thermique G et la capacité calorifique C sont considérées comme constantes à un point de fonctionnement donné. Nous aurions donc pu leur associer l'indice "o" pour préciser qu'elles sont définies au point de fonctionnement considéré.

Nous pouvons désormais exprimer la puissance de fuite et la puissance dissipée par effet joule en petits signaux.

Puissance de fuite

Reprenons la dernière équation de la puissance de fuite donnée dans la partie 6.2.2. En remplaçant T par $T_o + \delta T$ nous obtenons :

$$P_{bath} = A/l \frac{\kappa_0}{n+1} [T_o^{n+1} - T_B^{n+1} + T_o^n (n+1) \delta T] \quad (6.10)$$

On reconnaît un terme constant :

$$P_{bath_o} = A/l \frac{\kappa_0}{n+1} (T_o^{n+1} - T_B^{n+1}) \quad (6.11)$$

et un terme tenant compte des faibles fluctuations de températures :

$$\delta P_{bath} = A/l \frac{\kappa_0}{n+1} T_o^n (n+1) \delta T \quad (6.12)$$

On peut ainsi écrire la puissance de fuite de la manière suivante :

$$P_{bath} = P_{bath_o} + G(T_o) \delta T, \quad (6.13)$$

avec $G = A/l \kappa_0 T_o^n$, la conductance dynamique du détecteur. Elle caractérise les propriétés thermiques du lien entre le bolomètre et la platine froide en présence de petits signaux δT . A partir de celle-ci, on dérivera la constante de temps naturelle et le bruit de phonon du bolomètre. D'un point de vue mathématique, il s'agit simplement du terme d'ordre 1 du développement limité de la puissance en fonction de la température. On peut ainsi écrire :

$$G = \left. \frac{dP}{dT} \right|_{T=T_o} \quad (6.14)$$

On trouvera également dans la littérature la notion de conductance moyenne \bar{G} par opposition à la conductance dynamique notée jusqu'ici G . Cette conductance moyenne caractérise la fuite de la puissance moyenne (puissance de polarisation et puissance

émise par l'atmosphère et l'instrument) du senseur au bain thermique. On la retrouve en écrivant la puissance de bain constante P_{bath_o} sous la forme :

$$P_{bath_o} = \bar{G}(T_o - T_B),$$

ce qui nous donne l'expression suivante pour \bar{G} :

$$\bar{G} = \frac{A/l \frac{\kappa_0}{n+1} (T_o^{n+1} - T_B^{n+1})}{T_o - T_B} \quad (6.15)$$

En l'absence de faibles fluctuations de température, c'est à dire : $\delta T = 0$, on peut écrire la définition suivante :

$$\bar{G} = \frac{\Delta P}{\Delta T},$$

où ΔP est la variation de la puissance de fuite. Nous verrons dans la partie 11.2 que cette variable à une importance toute particulière car elle est directement mesurable lors des caractérisations I(V) des bolomètres en l'absence de puissance optique. Le lien entre ces deux variables se déduit sans difficultés car le rapport de ces deux quantités ne fait plus intervenir les facteurs géométriques mais uniquement les températures de bain, de fonctionnement du détecteur et l'indice n.

La puissance dissipée par effet Joule

En l'absence de considération sur la nature de la polarisation, la puissance dissipée par effet joule peut être indifféremment développée en petits signaux à partir des formes V_{TES}^2/R ou RI^2 . On fait alors naturellement intervenir dans le premier cas, la variable δV_{TES} ¹ et dans le deuxième δI ². Nos détecteurs étant polarisés en tension, toute l'information du système se retrouve dans les fluctuations en courant, il convient donc d'opter pour la deuxième solution.

Ainsi en négligeant les termes du second ordre et en développant autour du point de fonctionnement on obtient :

1. Attention il s'agit bien ici de la tension aux bornes du TES et non de la tension équivalente de Thévenin.

2. On se convaincra de l'équivalence des deux expressions en utilisant : $\delta V_{TES} = R_o \delta I + I_o \delta R$ pour passer de l'une à l'autre.

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

$$\begin{aligned}
 P_J &= (R_o + \delta R)(I_o + \delta I)^2 \\
 &= R_o I_o^2 + 2R_o I_o \delta I + I_o^2 \delta R \\
 &= P_{J_o} + \frac{P_{J_o}}{I_o} (2 + \beta) \delta I + \frac{P_{J_o} \alpha}{T_o} \delta T
 \end{aligned} \tag{6.16}$$

On peut donc écrire :

$$P_j = P_{J_o} + \delta P_j \tag{6.17}$$

$$\text{avec } \delta P_j = \frac{P_{J_o}}{I_o} (2 + \beta) \delta I + \frac{P_{J_o} \alpha}{T_o} \delta T$$

Reprenons les deux équations différentielles couplées en utilisant les termes linéarisés obtenus précédemment. On peut désormais séparer les parties stationnaires de celles dépendantes du temps. En s'intéressant à ces dernières et au premier ordre, on obtient dans le domaine de Fourier ¹ pour l'équation thermique 6.2 :

$$i\omega C \delta T = -G \delta T + \delta P_j + \delta P, \tag{6.18}$$

la partie électrique 6.3 quant à elle devient :

$$i\omega L \delta I = -(R_o + R_L) \delta I - I_o \delta R + \delta V \tag{6.19}$$

Nous verrons que la résolution de ce système dans le domaine de Fourier permet de calculer la réponse, le spectre de bruit ainsi que l'impédance complexe du détecteur.

6.2.4 Les équations couplées : le formalisme matriciel

La réponse peut également être dérivée en résolvant directement le système d'équations couplées décrivant le détecteur dans le domaine de Fourier. Pour cela on ré-écrit 6.19 et 6.18 en utilisant les formes linéarisées de δP_j et δR :

$$M \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta V \\ \delta P \end{pmatrix} \tag{6.20}$$

avec

$$M = \begin{pmatrix} \left(\frac{1}{\tau_{el}} + i\omega \right) L & \frac{\mathcal{L}G}{I_o} \\ -(2 + \beta) I_o R_o & \left(\frac{1 - \mathcal{L}}{\tau} + i\omega \right) C \end{pmatrix} \tag{6.21}$$

L'objet M appelé matrice "d'impédance" construit à l'aide de ce formalisme relie les variables d'états du système que sont la température et le courant à celles venant le perturber :

1. On ne tient compte que d'une composante de la décomposition de Fourier.

- une fluctuation dans le circuit de polarisation : δV
- une puissance incidente : δP

La solution du système s'obtient simplement en inversant M , ainsi l'équation 6.20 devient :

$$\begin{pmatrix} \delta I \\ \delta T \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} \delta V \\ \delta P \end{pmatrix} \quad (6.22)$$

On retrouve, moyennant une polarisation constante, c'est à dire $\delta V = 0$, la réponse S_I (dérivée à l'équation 6.31) en calculant le terme suivant :

$$S_I = (M^{-1})_{1,2} \quad (6.23)$$

Cette notation présente l'avantage d'être facilement généralisable à des architectures thermiques plus complexes comportant de multiples découplages. Chaque découplage thermique engendrera une équation différentielle supplémentaire. Nous verrons également quelle s'avère très pratique pour déterminer l'impédance complexe du détecteur : $Z(\nu) = \delta V / \delta I$. Mais dans un premier temps, attardons nous à la mise en évidence dans ces équations du phénomène de contre-réaction électro-thermique.

6.2.5 Un système contre réactionné : formalisme en schéma bloc

6.2.5.1 Critères de stabilité

Afin d'appuyer notre raisonnement et de donner une intuition plus évidente de la physique du bolomètre supraconducteur, représentons le détecteur en fonctionnement ainsi que sa polarisation sous la forme d'un schéma bloc (voir figure 6.5). Cette représentation met l'accent sur le bilan de puissance total aux bornes du détecteur composée de la puissance optique et de la puissance dissipée par effet joule.

On cherche dans un premier temps à déterminer la fluctuation directe de température δT engendrée par l'apport d'une puissance optique δP sans tenir compte des effets de contre-réaction. Pour cela on reprend l'équation thermique 6.18, en posant $\delta P_J = 0$ et on obtient :

$$\left. \frac{\delta T}{\delta P} \right|_{direct} = \frac{1}{G(1 + i\omega\tau)} \quad (6.24)$$

où $\tau = C/G$ est la constante de temps thermique du bolomètre. Ce terme constitue le gain direct de notre chaîne contre-réactionnée.

On cherche maintenant à déterminer la quantité de puissance P_J que cette fluctuation

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

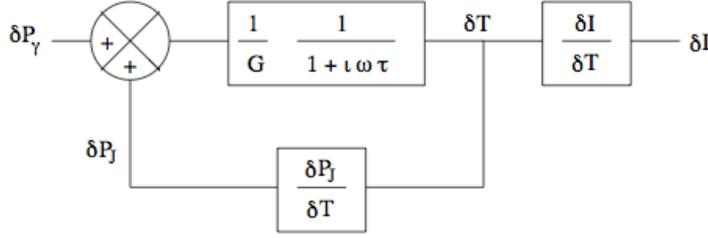


Figure 6.5: Schéma bloc représentant le bolomètre comme un système contre-réactionné (4) - On injecte en entrée une puissance δP_γ , celle-ci va générer une fluctuation thermique δT caractérisée par la conductance G et une constante de temps $\tau = C/G$ propre à la nature du lien thermique. Cette fluctuation de la température entraîne à son tour une modification de la puissance dissipée par effet joule, changeant à son tour le bilan de puissance totale en entrée du détecteur. On parle bien d'un système contre-réactionné, et pour qu'il soit stable, il est nécessaire que les fluctuations de puissance réinjectées soient en opposition de phase avec δP_γ , c'est à dire $\delta P_J/\delta T < 0$.

de température engendre. Dans notre formalisme, δP_J s'exprime comme une fonction de deux variables : δT et δI . Il est important ici de noter que δT implique un changement direct de δP_J via la fluctuation de température mais aussi via la fluctuation de courant ¹. En posant $\delta V = 0$, c'est à dire qu'aucune modification n'est apportée sur la polarisation du bolomètre (R_S et I_{BIAS} sont maintenues constantes), on peut calculer à partir de l'équation 6.19 :

$$\frac{\delta I}{\delta T} = -\frac{I_o R_o \alpha}{L T_o (i\omega + 1/\tau_{el})} \quad (6.25)$$

où $\tau_{el} = \frac{L}{R_L + R_o(1+\beta)}$ est la constante électrique du système. Le terme de contre réaction s'écrit alors en reprenant l'équation 6.17 et en introduisant le terme $\frac{\delta I}{\delta T}$:

$$\frac{\delta P_J}{\delta T} = \frac{P_{jo} \alpha}{T_o} \left(1 - \frac{R_o(2 + \beta)}{L(i\omega + 1/\tau_{el})} \right) \quad (6.26)$$

On définit $\mathcal{L} = \frac{\delta P_J}{\delta P}$ le gain de boucle du schéma bloc. Cette variable rend compte de la force de la contre réaction, et son signe du type d'asservissement.

- $\mathcal{L} < 0$, le signal envoyé en entrée sera en opposition de phase ce qui traduit une contre réaction négative

1. On rappelle qu'aucune supposition sur le type de polarisation en courant ou tension n'a encore été faite.

- $\mathcal{L} > 0$, inversement, le signal réinjecté est en phase, on est donc face à une contre-réaction positive
- ajoutons que si $|\mathcal{L}| \gg 1$, on parlera de régime en forte contre-réaction

La transition supraconductrice étant très fine, un bolomètre en contre-réaction positive, même stable, serait extrêmement difficile à utiliser. On travaillera donc toujours avec détecteur possédant une contre-réaction négative, c'est à dire avec $\mathcal{L} < 0$.

On rappelle qu'un système contre-réactionné est stable lorsque le gain de boucle est inférieur à l'unité pour un déphasage de 180° . Toute résistance en série avec le TES contribue à dégrader la polarisation en tension, ce qui est équivalent à un déphasage du signal. Un système stable imposera donc que le gain de boucle \mathcal{L} devienne suffisamment faible avant que l'impédance $Z_L = j\omega L$ ne devienne trop importante. Pour cela, on s'assurera que la fréquence de coupure thermique accélérée (voir 6.33) soit bien inférieure à la fréquence de coupure électrique :

$$\tau_{el} \ll \tau_{etf} \quad (6.27)$$

La fréquence de coupure thermique dépend du point de fonctionnement ce qui la rend difficile à prédire et nous oblige à prendre une marge importante entre ces deux constantes de temps. En pratique, cette condition impose une limite haute à l'inductance d'entrée du SQUID.

Un calcul plus précis a été effectué dans (3) en utilisant le critère de stabilité suivant : *Les pôles de la fonction de transfert en boucle fermée sont tous à partie réelle négative.* Ce critère de stabilité, dans un cas idéal où la polarisation en tension est parfaite : $R_L = 0$, $\beta = 0$, et le régime fortement contre-réactionné : $\mathcal{L} \gg 1$, est donné par :

$$\frac{L}{R_o} < (3 - 2\sqrt{2})\tau_{etf} \quad (6.28)$$

Résistance parasite et fréquence de coupure électrique agissent donc de la même manière sur la stabilité du bolomètre. On notera que travailler avec un \mathcal{L} plus faible relaxe cette contrainte et inversement, pour une polarisation en tension non idéale.

On suppose la condition 6.28 vérifiée et on cherche ainsi à déterminer le signe de la force de la contre réaction pour $\omega \approx 0$:

$$\mathcal{L}(\omega \approx 0) = \left. \frac{\delta P_J}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta P} \right|_{direct} = \frac{P_{jo}\alpha}{GT_o} \left(\frac{R_L - R_o}{R_o(1 + \beta) + R_L} \right) \quad (6.29)$$

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

Il apparait alors que le signe de \mathcal{L} dépend de celui de α et du terme $R_L - R_o$ directement relié au circuit de polarisation¹. Pour un bolomètre de type supraconducteur, α est positif il faut donc que $R_L < R_o$ pour assurer la stabilité du système. Or cette condition est exactement celle à satisfaire pour imposer une polarisation en tension (voir annexe : A). De la même manière un bolomètre semi-conducteur ($\alpha < 0$) nécessitera une polarisation en courant (ie : $R_L > R_o$) pour être stable.

On fera désormais référence à $\mathcal{L}(\omega = 0, \beta = 0) = P_{jo}\alpha/GT_o$ pour parler de \mathcal{L} la force de la contre-réaction.

La contre-réaction électro-thermique négative est d'autant plus efficace que ce terme est grand. On notera l'influence des paramètres expérimentaux :

- Bas dans la transition \Rightarrow le paramètre α devient très important².
- En réduisant la section des poutres en silicium \Rightarrow diminution de G
- En travaillant à une température de bain la plus basse possible devant $T_o \Rightarrow$ maximise le terme P_{jo}

6.2.5.2 Calcul de la réponse du détecteur

La réponse en $[A/W]$ nous donne pour un bolomètre supraconducteur, la quantité de courant générée par une puissance incidente donnée. Bien qu'elle ne soit actuellement pas le facteur limitant de la sensibilité sur la mesure, il est important qu'elle soit aussi élevée que possible afin de relaxer les contraintes de bruit sur l'électronique. Ajoutons à cela que plus le signal de sortie des bolomètres est important, moins il est affecté par des problèmes de compatibilité électromagnétique³.

On peut décomposer la réponse de la manière suivante :

$$S_I = \frac{\delta I}{\delta P} = \frac{\delta I}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta P} \quad (6.30)$$

On peut déterminer le terme $\delta T/\delta P$ à partir des équations 6.18 et 6.26. En utilisant la valeur de $\delta I/\delta T$ de l'équation 6.25, on trouve une forme générale de la réponse quelque

1. On rappelle que $R_L = R_{SH} + R_{PAR}$ avec R_{SH} : la résistance de shunt parallèle au bolomètre et R_{PAR} la résistance parasite en série avec celui-ci

2. Il y a un compromis à trouver avec la puissance de polarisation car celle-ci évolue en sens opposé et diminue à mesure que l'on descend dans la transition

3. Génération de courants parasites dus, par exemple aux vibrations du cryostat ou au couplage avec du signal haute fréquence hors du cryostat etc...

soit le type de polarisation, prenant en compte les pôles thermiques et électroniques, et la dépendance de la résistance en fonction de la température et de la polarisation :

$$S_I = \frac{-1}{I_o R_o (1 + \beta)} \left[1 + \frac{1}{1 + \beta} + \frac{L}{R_o (1 + \beta)} \frac{\tau}{\mathcal{L}} \left(i\omega + \frac{1}{\tau_{el}} \right) \left(i\omega + \frac{1 - \mathcal{L}}{\tau} \right) \right]^{-1} \quad (6.31)$$

Intéressons nous au cas particulier où :

- la résistance ne présente pas de dépendance en fonction du courant¹ : $\beta \approx 0$,
- on se situe dans un régime de fréquence sous le pôle électronique : $L = 0$,
- enfin on applique une polarisation en tension : $R_L \ll R_o$

L'expression de S_I se simplifie et on trouve :

$$S_I = -\frac{1}{R_o I_o} \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L} + 1} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{etf}} \quad (6.32)$$

avec

$$\tau_{etf} = \frac{\tau}{(\mathcal{L} + 1)} \quad (6.33)$$

La réponse possède un pôle dont la constante de temps τ_{etf} est plus courte que la constante de temps thermique τ . On peut donc voir cet effet de la contre-réaction électro-thermique comme une accélération de la réponse du bolomètre par un facteur $\mathcal{L} + 1$. Dans le cas où $\mathcal{L} \gg 1$ c'est à dire dans un régime fortement contre-réactionné, la réponse S_I devient :

$$S_I = -\frac{1}{I_o R_o} \quad (6.34)$$

La réponse ne dépend plus que de la tension de polarisation, elle devient au premier ordre insensible aux paramètres intrinsèques de chaque bolomètre, à la fluctuation du bain thermique ou encore à la puissance optique. Cette propriété présente un intérêt particulier dans le cadre d'un développement de large matrices de détecteurs, les bolomètres étant tous polarisés de la même manière, elle permet de limiter la source d'erreurs systématiques.

6.3 Bruits et sensibilité

La sensibilité de nos détecteurs est déterminée par les différentes sources de bruits intervenant tout au long de la chaîne de lecture (voir figure 6.2) dont l'origine est bien souvent liée à la technologie utilisée.

1. ce qui n'est pas obligatoirement correct particulièrement proche de l'état supraconducteur.

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

1. Le bruit de fluctuation thermique le long du lien entre le bain et le senseur va dominer et imposer la sensibilité intrinsèque du détecteur.
2. A cela s'ajoute le bruit de Johnson du senseur et du circuit de polarisation, en effet toute résistance va générer à ses bornes des fluctuations de tension ou de courant proportionnel à la racine carrée de sa température.
3. Enfin les bruits des différents étages de l'électronique de lecture et du multiplexage viennent s'ajouter au bruit total de la chaîne de lecture.

Ces différentes composantes de bruits étant incohérentes, il faut sommer leur densité spectrale d'amplitude de manière quadratique pour calculer leur contribution au bruit total. Pour un système optimal, cette contribution de la chaîne de lecture doit être inférieure au bruit de photons, bruit incompressible lié au signal observé. Nous expliquerons dans ce chapitre l'origine de ces différentes sources de bruit et la manière dont celles-ci s'insèrent dans la chaîne de détection en précisant quelques ordres de grandeurs propres à nos mesures.

6.3.1 Un point sur les unités

Le bolomètre étant un détecteur de rayonnement, les bruits associés sont le plus souvent exprimés en puissance à l'entrée de celui-ci, on parlera alors de puissance équivalente de bruit (NEP) donnée en W/\sqrt{Hz} . Il s'agit simplement de la racine carrée de la densité spectrale de puissance¹. Celle-ci peut être interprétée comme la puissance qu'un signal doit avoir pour égaler le niveau de bruit avec une bande passante de $1Hz$.

A cette définition de la NEP on peut aussi rencontrer celle-ci : *la puissance nécessaire pour égaler le niveau de bruit pendant une durée d'une seconde.*

Cette deuxième définition est légèrement différente et fait intervenir un facteur $1/\sqrt{2}$ supplémentaire par rapport à la précédente dans le cas d'un bruit blanc. En effet, intégrer un signal sur une seconde revient en fait à échantillonner ce signal avec une période $T = 1s$. Le théorème de Nyquist-Shannon pose que la fréquence maximale du signal que l'on pourra reconstruire, ou, la fréquence de coupure dans le domaine de Fourier associée est : $f_c = 1/2T$, ce qui correspond à une fréquence d'1/2 Hz. Au delà

1. Les signaux observés étant réels, leur transformée de Fourier est paire. On prendra donc comme convention la densité spectrale unilatérale de puissance définie sur les fréquences positives. Ainsi, pour une variable temporelle $x(t)$: $DSP_x(\omega) = 2|TF[x(t)]|$. Ceci nous permet de préciser la relation entre densité spectrale de puissance et variance d'un signal : $\int_0^\infty DSP_x(f) df = \langle \Delta X^2 \rangle$

de cette fréquence le signal est moyenné et la densité spectrale de bruit correspondante sera nulle. De manière analogue pour calculer une NEP définie sur 1Hz, il est nécessaire d'intégrer ou échantillonner le signal avec un temps $T = 1/2s$.

6.3.2 Le bruit de photons

Toute mesure d'un flux de photons possède un bruit intrinsèque (46) lié aux propriétés même du signal. Ces photons peuvent être considérés comme des corpuscules dont la statistique d'arrivée fluctue de manière aléatoire au cours du temps. La valeur de ce bruit de photon dépend principalement de la fréquence du spectre électromagnétique à laquelle est faite l'observation et de la "quantité" de signal reçu.

Idéalement, on conserve une marge de bruit entre l'instrument et le bruit de photons pour ne pas dégrader les performances maximales théoriques. Typiquement, on dimensionne les expériences photométriques de telle sorte que $NEP_{instrument} < 0.3NEP_{Photons}$. Ce bruit est une conséquence directe de la répartition statistique du nombre de photons par état d'énergie. Les photons étant des bosons, ils obéissent à la statistique de Bose Einstein. On peut ainsi exprimer leur nombre moyen par modes spatiaux et par seconde à une fréquence ou énergie donnée :

$$\langle n \rangle = (e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1)^{-1} \quad (6.35)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, ν la fréquence de l'onde électromagnétique et T la température d'une source en équilibre thermique.

En multipliant le nombre moyen de photons par l'énergie d'un photon, on retrouve l'énergie émise par un mode spatial de la source par seconde :

$$P_\gamma = \int_\nu h\nu \eta(\nu) (e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1)^{-1} d\nu \quad (6.36)$$

où $\eta(\nu)$ est la réponse fréquentielle¹ de l'ensemble de la chaîne de détection.

A partir du nombre moyen de photons, on peut calculer sa variance :

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2. \quad (6.37)$$

et en la combinant avec la formule 6.36, on en déduit la variance de la puissance associée de la manière suivante :

$$\langle \Delta P^2 \rangle = \int_\nu (h\nu)^2 \eta(\nu) \langle n \rangle (1 + \eta(\nu) \langle n \rangle) d\nu \quad (6.38)$$

1. Attention, ici, il s'agit bien de la fréquence de l'onde électromagnétique

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

On rappelle que la variance s'écrit comme $\int_0^\infty S_P d\nu$, où S_P est la densité spectrale de puissance de la variable considérée, ici le bruit de photons, et ν l'ensemble des fréquences balayées. La variance de l'équation 6.38 a été calculée pendant un temps d'une seconde, ce qui correspond à une intégration sur une bande passante de $0.5Hz$ dans le domaine de Fourier :

$$\int_0^{1/2} S_{P_\gamma} d\nu = \int_\nu (h\nu)^2 \eta(\nu) \langle n \rangle (1 + \eta(\nu) \langle n \rangle) d\nu \quad (6.39)$$

Ajoutons que la NEP a été définie comme la racine carré de la densité spectrale de puissance, et que le bruit de photon associé est un bruit blanc (c'est à dire indépendant de la fréquence), l'équation précédente devient donc :

$$\frac{NEP_\gamma^2}{2} = \int_\nu (h\nu)^2 \eta(\nu) \langle n \rangle (1 + \eta(\nu) \langle n \rangle) d\nu \quad (6.40)$$

En considérant maintenant le filtre $\eta(\nu)$ comme une fonction carré¹ sur la bande $\Delta\nu$ autour de ν_0 avec $\Delta\nu \ll \nu_0$, l'intégrale se simplifie et devient :

$$NEP_\gamma \approx \sqrt{2h\nu_0 P_\gamma + 2 \frac{P_\gamma^2}{\Delta\nu}} \quad (6.41)$$

avec $P_\gamma = h\nu_0 \langle n_0 \rangle \Delta\nu$.

On remarque que le bruit de photons est composé de deux termes :

- dans le cas où le taux d'occupation $\langle n \rangle \ll 1$, la variance du nombre de photons peut s'écrire : $\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle$, elle suit ainsi une statistique de Poisson caractéristique d'événements aléatoires et non corrélés. La NEP_γ s'écrit alors comme son premier terme en montrant une dépendance avec la racine carré de la puissance incidente. Ces conditions sont obtenues quand $h\nu/kT \gg 1$, pour un domaine de fréquence élevé ou une température de source plus faible comme par exemple l'optique ou l'infrarouge.
- dans le cas contraire : $\langle n \rangle \gg 1$, apparait dans la NEP du bruit de photons un terme proportionnel à la puissance. On parle d'un terme de bunching qui traduit la corrélation du signal. En effet deux sources de bruits indépendantes sur un détecteur présenteront un terme de sommation directe et non plus de

1. Dans un cas réaliste cette approximation n'est évidemment pas juste, il faudra tenir compte de plusieurs autres paramètres comme l'atténuation des différents filtres, l'émissivité de la source, ou encore la prise en compte des autres modes spatiaux.

manière quadratique comme pour un processus aléatoire. On considère que les photons arrivent par paquets et produisent ainsi un terme de bruit supérieur à une simple distribution de poisson. De plus, le bruit étant proportionnel au signal, on n'améliorera pas le rapport signal à bruit en augmentant la quantité de photons collectés. On retrouve ce terme de bruit principalement dans le domaine radio.

Bien que les expériences CMB se situent à la limite entre ces deux cas, aucune expérience de type bolométrique n'a clairement mis en évidence la présence de ce terme de bunching. En augmentant la puissance de background vu par chaque détecteur, ce terme devient, relativement au terme poissonien, de plus en plus important. Il est donc nécessaire de minimiser autant que possible toute puissance de charge autre que celle du CMB : celle de l'atmosphère mais également le télescope lui-même, les différents filtres ou encore le signal parasite provenant du sol.

Une grande partie de la puissance optique arrivant sur le détecteur est due à l'émission de l'atmosphère. Le choix du site d'observation est donc primordial car c'est lui qui va déterminer la limite idéale du bruit de l'expérience. Toute la chaîne de détection va ensuite être adaptée en fonction de cette valeur. Il faut savoir que la taille du faisceau tout comme la fréquence d'observation vont aussi contribuer à la puissance optique totale reçue par les détecteurs. On peut donner par exemple quelques valeurs de $NEP_{optique}$ requises à 150GHz pour différents types d'instruments.

- Télescope au sol – QUBIC → Antartique Dome C : $NEP \approx 2.10^{-17}W/\sqrt{Hz}$ (47)
- Expérience Ballon – EBEX → $NEP \approx 1.10^{-17}W/\sqrt{Hz}$
- Satellite – Core → Point de Lagrange L2 : $NEP \approx 4.10^{-18}W/\sqrt{Hz}$ (48)

6.3.3 Le bruit de fluctuation thermique

Les fluctuations de porteurs de charges électriques génèrent un bruit électronique, on peut dès lors faire une analogie en considérant que *la fluctuation des porteurs de charges thermiques* génère un bruit thermique. Le transport de chaleur se faisant par l'intermédiaire de phonons dans notre système, on parlera également de bruit de phonons. En considérant l'intégralité de notre chaîne de détection, le bruit de phonons peut être considéré comme le bruit de notre premier étage d'amplification, c'est donc lui qui va fixer le bruit intrinsèque de la chaîne. Tous les autres bruit devront être optimisés pour être inférieur à celui-ci.

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

On considère un absorbeur de capacité calorifique C à la température T_o . Une des propriétés fondamentale d'un système macroscopique nous donne la moyenne quadratique de ses fluctuations en énergie (49) :

$$\langle \Delta E^2 \rangle = k_B T_o^2 C, \quad (6.42)$$

ce qui donne lieu à une fluctuation moyenne de la température de :

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \frac{\langle \Delta E^2 \rangle}{C^2} \quad (6.43)$$

Le lien entre densité spectrale des fluctuations de température $S_T(\omega)$ et la densité spectrale des fluctuations thermiques nous est donné à partir de 6.24 : $G\delta T = \delta P / (1 + i\omega\tau)$ qui est dérivée de l'équation thermique non contre-réactionné. En l'appliquant aux densités spectrales, on obtient :

$$S_T(f) = \frac{S_P}{G^2 + 4\pi^2 f^2 C^2} \quad (6.44)$$

Les fluctuations quadratiques moyennes de la température peuvent être décrites dans le domaine fréquentiel par leur densité spectrale :

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \int_0^\infty S_T(f) df \quad (6.45)$$

en utilisant 6.43 et 6.44, l'équation devient ¹ :

$$\int_0^\infty \frac{(NEP_g)^2}{G^2 + 4\pi^2 f^2 C^2} df = \frac{k_B T_o^2}{C} \quad (6.46)$$

où NEP_g est la puissance équivalente de bruit associée au bruit de phonons. En intégrant et en supposant un bruit blanc, on trouve :

$$NEP_g = \sqrt{4k_B T_o^2 G} \quad (6.47)$$

Cette modélisation est basée sur l'échange de chaleur entre deux systèmes à l'équilibre thermique ayant donc la même température T_o . En réalité le détecteur est à une température supérieure à celle du bain thermique du fait de la puissance dissipée par la polarisation et de la puissance optique. Pour tenir compte de ce phénomène, nous introduisons un facteur correctif γ , sans unité, qui exprime la température moyenne le

1. On a défini précédemment la NEP comme la racine carré de la densité spectrale de puissance

long du lien thermique entre le bain et le TES, pondérée par la conductivité thermique (50) :

$$\gamma = \frac{\int_{T_B}^{T_o} \left(\frac{T' \kappa(T')}{T \kappa(T)} \right)^2 dT'}{\int_{T_B}^{T_o} \frac{\kappa(T')}{\kappa(T)} dT'} \quad (6.48)$$

où $\kappa(T)$ est la conductivité thermique du matériau. En supposant une dépendance de la conductivité sous forme de loi de puissance d'indice n : $\kappa(T) = \kappa_0 T^n$, on trouve :

$$\gamma = \frac{n+1}{2n+3} \frac{1 - (T_B/T_o)^{2n+3}}{1 - (T_B/T_o)^{n+1}}. \quad (6.49)$$

La puissance équivalente de bruit devient :

$$NEP_g = \sqrt{\gamma 4k_B T_o^2 G} \quad (6.50)$$

Ce facteur correctif est toujours inférieur à 1, la prise en compte du gradient de température entre la platine froide et le senseur abaisse donc la valeur de NEP_g .

Typiquement dans notre cas, pour $n = 3$, une température critique de $570mK$ (on prendra $T_o \approx T_c$) et une température de bain de $200mK$ on a :

$$\gamma \approx 0.45$$

La conductance est de l'ordre de $G \approx 300pW/K$ à $600mK$ pour des membranes suspendues ce qui nous donne une NEP de :

$$NEP_g \approx 5.10^{-17} W/\sqrt{Hz}$$

Il sera nécessaire à l'avenir pour diminuer cette valeur de bruit de travailler à des températures critiques plus faibles ou de réduire la section (ou augmenter la longueur) des poutres de silicium et ainsi abaisser la conductance thermique G .

6.3.4 Bruit Johnson du bolomètre

Le mouvement des porteurs de charges dans un métal du à l'agitation thermique produit un bruit électrique blanc et gaussien¹ appelé bruit de Johnson (ou Nyquist). Ce bruit peut être modélisé comme un générateur de courant en parallèle avec l'élément résistif² ou un générateur de tension en série avec celui-ci. L'utilisation d'un modèle

1. Vrai en dessous de quelques GHz

2. Dans ce cas le courant sera de la forme $\sqrt{4k_B T_o/R_o}$

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

de Thévenin pour établir l'équation électrique rend plus aisé la modélisation à l'aide de la source de tension. On exprime la densité spectrale d'amplitude (DSA) du bruit Johnson en tension en V/\sqrt{Hz} :

$$V_{Johnson} = \sqrt{4k_b T_o R_o}, \quad (6.51)$$

T_o et R_o sont les températures et résistances au point de fonctionnement du bolomètre. Afin de déterminer l'apport de ce bruit à la sensibilité totale, il est nécessaire de calculer la densité spectrale de bruit en courant et d'en déduire la puissance via la réponse du détecteur. Cette tension de bruit interne au bolomètre va induire une fluctuation de puissance aux bornes du senseur : $P_{Johnson} = IV_{Johnson} = (I_o + \delta I)V_{Johnson}$ qui devient au premier ordre

$$P_{Johnson} = I_o V_{Johnson}$$

A partir de l'équation électrique 6.3 que l'on peut ré-écrire

$$L \frac{dI}{dt} = V - IR_L - IR(T, I) - V_{Johnson},$$

le système 6.22 devient :

$$\begin{pmatrix} \delta I_{Johnson} \\ \delta T_{Johnson} \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} V_{Johnson} \\ -I_o V_{Johnson} \end{pmatrix} \quad (6.52)$$

En développant on trouve :

$$\delta I_{Johnson} = \left(\frac{1}{I_o} (M^{-1})_{1,1} - (M^{-1})_{1,2} \right) I_o V_{Johnson} \quad (6.53)$$

En remplaçant $(M^{-1})_{1,2}$ par S_I (cf : équation 6.23) et en utilisant la relation ¹ :

$$(M^{-1})_{1,1} = -\frac{M_{2,2}}{M_{1,2}} (M^{-1})_{1,2},$$

on trouve :

$$\delta I_{Johnson} = \left(-\frac{1}{I_o} \frac{M_{2,2}}{M_{1,2}} - 1 \right) S_I I_o V_{Johnson} \quad (6.54)$$

$$= -\frac{1 + i\omega\tau}{\mathcal{L}} S_I I_o V_{Johnson} \quad (6.55)$$

1. déduit simplement de l'identité $M^{-1}M = I_d$

En travaillant à basse fréquence par rapport au pôle thermique et en considérant toutes les approximations faites pour établir l'équation 6.32, le courant de bruit Johnson se simplifie et devient :

$$\delta I_{Johnson} = \frac{1 + i\omega\tau}{1 + i\omega\tau_{etf}} \frac{1}{\mathcal{L} + 1} \sqrt{\frac{4k_B T_o}{R_o}} \quad (6.56)$$

Dans le cas d'une force de la contre réaction supérieure à l'unité, on a toujours $\tau_{etf} < \tau$. Néanmoins, le premier terme de l'équation précédente reste de l'ordre de 1 pour des fréquences $\omega < 1/\tau$. On peut dans ce cas ré-écrire le bruit johnson : $\delta I_{Johnson} \approx \frac{1}{\mathcal{L}} \sqrt{\frac{4k_B T_o}{R_o}}$ On reconnaît ainsi le bruit Johnson d'un générateur de courant associé à une résistance R_o réduit par un facteur \mathcal{L} . Pour des $\omega > 1/\tau$ le facteur $\frac{1+i\omega\tau}{1+i\omega\tau_{etf}} \frac{1}{\mathcal{L}+1}$ tend vers 1, et on retrouve simplement ce même bruit johnson.

La contre-réaction électro-thermique réduit le bruit Johnson dans la bande passante *naturelle* définie par $\tau = C/G$ du bolomètre d'un facteur d'autant plus important que l'on travaille dans un régime fortement contre-réactionné, c'est à dire $\mathcal{L} \gg 1$.

La résistance d'un senseur NbSi en opération est $\approx 100m\Omega$, la température d'opération $\approx T_c = 570mK$ et la force de contre-réaction extraite à partir des mesures d'impédance complexe de l'ordre de 10. Ceci nous permet de déterminer :

$$\delta I_{Johnson} \approx 1.7pA/\sqrt{Hz}$$

On retrouve la NEP équivalente en divisant cette valeur par la réponse S_I c'est à dire d'après 6.34 en la multipliant par $V_{TES} \approx 2\mu V$, la tension aux bornes du TES. On trouve ainsi :

$$NEP_{johnson} \approx 3.5 \cdot 10^{-18} W/\sqrt{Hz}$$

En l'absence de l'effet de la contre réaction électro-thermique, ce bruit est dix fois plus important mais demeure néanmoins en dessous du bruit de phonon.

6.3.5 Bruit Johnson de la résistance de load : R_L

On rappelle que la résistance de load dans notre modèle de Thévenin est constituée de la résistance de shunt qui assure la polarisation en tension et de la résistance parasite en série avec le bolomètre. La résistance de shunt est située sur la platine froide avec les SQUIDS et donc à la température de bain. De même, des mesures de la résistance du

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

bolomètre en 4 pointes dans son état supraconducteur nous indique que la résistance parasite n'est pas située sur le wafer. On peut donc considérer qu'elle est également sur la platine froide à la température T_B d'où une DSA en V/\sqrt{Hz} :

$$V_{Load} = \sqrt{4k_B R_L T_B} \quad (6.57)$$

La puissance dissipée par effet joule par cette source de bruit est externe au TES. Elle ne dissipe donc pas de puissance et son expression en courant s'écrit donc simplement :

$$\delta I_{Load} = (M^{-1})_{1,1} V_{Load} = V_{Load} I_o \frac{\mathcal{L} - 1}{\mathcal{L}} \left(1 + i\omega \frac{\tau}{1 - \mathcal{L}}\right) S_I \quad (6.58)$$

En se plaçant dans le cas d'une polarisation en tension avec un forte contre réaction électro-thermique, on retrouve bien :

$$\delta I_{Load} = \frac{\sqrt{4k_B T_B R_L}}{R_o},$$

le courant délivrée par un générateur de courant de bruit en parallèle avec R_L et subissant le pont diviseur de courant : R_L/R_o ¹

La résistance parasite a été mesurée à $30m\Omega$ et la résistance de shunt est de $10m\Omega$, on les considère toutes deux à la température de bain, T_B de $200mK$. On prendra la résistance du bolomètre égale à $100m\Omega$. On trouve un courant de bruit :

$$\delta I_{Load} \approx 6.5pA/\sqrt{Hz}$$

ce qui donne en divisant par la réponse, une puissance de bruit de :

$$NEP_{Load} \approx 1.4 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$$

Le bruit de la résistance de load reste inférieur au bruit de phonon et au bruit Johnson du senseur.

6.3.6 Bruit de l'électronique

Le courant provenant du TES, en traversant une bobine supraconductrice, est converti en champ magnétique pour être ensuite amplifié par le SQUID. On peut considérer l'ensemble bobine et SQUID comme le premier étage d'amplification de

1. L'écriture exactes du pont diviseur de courant est $\frac{R_L}{R_L + R_o + Z_L}$ avec Z_L impédance de l'inductance d'entrée mais en polarisation en tension : $R_o > R_L + Z_L$

notre chaîne de lecture¹. Cet ensemble est alors considéré comme un amplificateur trans-impédance dont le gain en [V/A] s'écrit :

$$G_{elec} = \frac{M_{in}}{M_{FB}} R_{FB}, \quad (6.59)$$

Le bruit va dépendre de la technologie utilisée, notamment du bruit en flux magnétique du SQUID et de la mutuelle entre la bobine d'entrée et le SQUID : plus celle-ci a une inductance importante meilleur est le bruit ramené en entrée. Dans notre cas, toutes les caractérisations ont été faites avec le modèle SQ2600 de Starcryo (51), son courant de bruit est de :

$$\delta I_{elec} = 0.3 \text{ pA}/\sqrt{Hz} \quad (6.60)$$

De la même manière on utilise la formule de la réponse idéale : $S_I \approx 1/V$ avec une tension de polarisation typique de $2\mu V$ pour déterminer la NEP électrique équivalente :

$$NEP_{elec} = 6 \cdot 10^{-19} \text{ W}/\sqrt{Hz}$$

On notera que ce bruit est spécifié par le constructeur pour des fréquences au dessus de $10Hz$, tout en sachant que nos bolomètres fonctionneront en dessous de ces fréquences. Toutefois lors des caractérisations faites sur des circuits tests, le bruit de l'électronique n'a pu être mis en évidence car il était toujours dominé par le bruit Johnson de la résistance de Load.

Ce bruit est celui d'un système non multiplexé. Nous utilisons un multiplexage temporel pour lire les TES, chaque pixel va donc être lu à une fréquence f_{ech} . Celle-ci dépend du taux de multiplexage N, donc du nombre de pixels amplifiés avec la même ligne de sortie, et de la fréquence du multiplexeur f_{mux} (voir partie 9.2). Cette fréquence d'échantillonnage induit une fréquence de coupure dans l'espace de Fourier : $f_{ech}/2$ et tout bruit ou signal au delà de cette fréquence de coupure va être replié aux plus basses fréquences. L'impossibilité de filtrer complètement les différents étages de l'électronique à haute fréquence rend leur contribution au bruit de repliement inévitable. Celui-ci évolue en \sqrt{N} où N est le taux de multiplexage. Il est donc important de garder une marge de bruit pour l'électronique d'autant plus importante que le taux de multiplexage est élevé

Pour un taux de multiplexage de 32, et à une fréquence d'échantillonnage de 15 KHz, la collaboration ACT a mesuré un bruit de l'électronique ≈ 8 fois plus important.

1. Ils sont d'ailleurs physiquement solidaires.

6. THÉORIE DU BOLOMÈTRE SUPRACONDUCTEUR

(52). Ce qui nous laisserait dans notre cas, avec un taux de multiplexage de 24, une marge raisonnable de bruit par rapport au bruit de phonon.

6.4 Conclusion

Nous avons dérivé au cours de ce chapitre l'expression des principales composantes de bruit du bolomètre supraconducteur et de sa réponse. Deux représentations équivalentes du problème ont pour cela été utilisées.

- Le schéma bloc est un formalisme issu de *l'automatique*. Il est particulièrement bien adapté pour représenter les systèmes contre-réactionnés.
- Le formalisme matriciel quant à lui insiste sur le couplage électro-thermique.

Tous les deux traitent le bolomètre supraconducteur comme un système linéarisé autour d'un point de fonctionnement. L'intégration d'un modèle de SQUID et du multiplexage pourrait faire l'objet d'une étude intéressante pour la compréhension et l'optimisation de l'ensemble du système. Le chapitre suivant abordera l'aspect technique des TES et plus particulièrement nos choix technologiques.

Chapitre 7

Les Bolomètres Supraconducteurs NbSi

Le développement des bolomètres supraconducteurs NbSi a été initié au sein d'une collaboration de laboratoires français : DCMB (développements concertés de matrices de bolomètres) mis en place il y a 10 ans. L'activité autour du NbSi hérite d'un travail en amont de développement des procédés de fabrication et de compréhension des propriétés électriques et thermiques réalisés par le CSNSM pour l'expérience Edelweiss (expérience de détection de matière noire).

L'objectif de DCMB était de se doter d'un ensemble d'équipements et de savoir-faire au sein de ce regroupement pour la micro-fabrication de matrice de détecteurs dans le millimétrique et le sub-millimétrique. Les différentes approches, notamment sur le choix, du senseur : semiconducteur ou supraconducteur, du type de matériau : le NbSi ou encore de l'électronique de lecture associée ont pour objectif de satisfaire les performances requises par une expérience d'observation astrophysique sub-mm et mm (réalisation de grandes matrices limitées par le bruit de photons). Certains de ces choix technologiques sont également le produit de savoirs préexistants au sein de ce consortium.

Les activités supraconductrices se poursuivent au sein de la collaboration BSD (B-modes superconducting devices) qui poursuit les développements initiés par DCMB pour la mesure des modes-B du fond Diffus Cosmologique. C'est dans ce cadre qu'ont été effectués tous les travaux de cette thèse.

On peut d'ailleurs énumérer quelques éléments propres à notre développement :

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

1. Le matériau utilisé pour le senseur supraconducteur : un alliage à base de niobium et silicium
2. On utilise un multiplexage temporel.
3. Une intégration à froid des principaux éléments de multiplexage à l'aide d'un ASIC¹ à 4K contenant un amplificateur en technologie silicium germanium et le système de contrôle du multiplexeur.
4. Couplage de l'onde électromagnétique direct sans cornets ni lentilles, la séparation en polarisation a lieu plus haut dans le cryostat avec une lame séparatrice. L'onde est absorbée par une grille déposée sur le pixel.

Dans ce chapitre nous nous attarderons plus en détails sur les aspects technologiques des bolomètres supraconducteurs. On donnera dans une première partie une description générale des bolomètres NbSi en insistant sur les spécificités de notre design. Puis, nous verrons quels sont les principaux paramètres à optimiser pour une expérience CMB et plus particulièrement pour QUBIC. Dans une troisième partie, on décrira les leviers dont nous disposons pour ajuster les caractéristiques des TES lors de la fabrication comme par exemple la température critique ou la résistance normale. Tout en sachant que de ces caractéristiques découlent les paramètres cités dans la deuxième partie. Enfin dans une dernière partie on s'intéressera aux différents procédés de fabrication pour réaliser les détecteurs.

7.1 Description du détecteur

Lors de la description du fonctionnement du détecteur nous avons identifié 3 parties bien distinctes que sont : l'absorbeur, le senseur et le lien thermique.

- Ici l'absorbeur est une grille métallique en irridium, palladium ou bismuth.
- Le senseur est un alliage Nb_xSi_{1-x} dont la proportion de niobium x va déterminer le comportement resistif, supra-conducteur ou isolant du matériau.
- Le lien thermique quant à lui a été réalisé soit avec du Silicium faiblement contraint (ou nitrure de silicium), soit avec des tri-couches $SiO_2/SiN_x/SiO_2$.

1. L'ASIC ou Application-Specific Integrated Circuit est un circuit intégré pouvant réaliser de nombreuses opérations électroniques. Dans notre cas par exemple, l'ASIC réalise la polarisation des SQUIDS, l'adressage et la lecture séquentielle des TES ainsi que leur amplification.

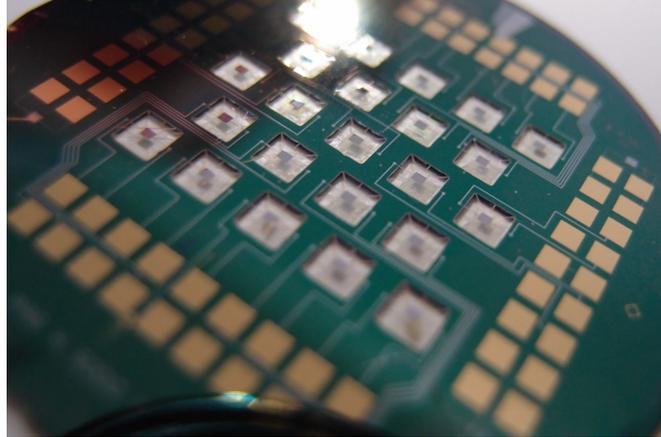


Figure 7.1: Photo de la matrice APCTES05 - Sur la photo, une matrice de 23 bolomètres supraconducteurs à membranes suspendues par 8 bras en silicium faiblement contraint. Au centre de chaque pixel, on voit l'îlot central composé du dépôt de NbSi par évaporation puis gravure RIE, de la grille absorbante en iridium et du peigne inter-digité en niobium pour contrôler la résistance normale du NbSi. Sur l'extérieur, les plots de contact en or permettent l'interconnexion entre les détecteurs et la bobine d'entrée des SQUIDs. Toutes les amenées de courant sont assurées par des pistes supraconductrices en niobium

Les caractérisations ont été faites principalement sur des membranes en silicium faiblement contraint.

- Le courant est amené par des pistes en niobium, un matériau supraconducteur en dessous de 9K
- la prise de contact entre le wafer et l'électronique est assurée par des microsoudures entre les contacts en or déposés directement sur le wafer et un circuit imprimé périphérique.

Le design de cette matrice est issu d'un développement de détecteurs pour l'expérience ballon italienne OLIMPO qui n'a malheureusement pas encore pu voler. Cette expérience visait une mesure du CMB à 150GHz, 220GHz, 380GHz et 500GHz sur des échelles angulaires suffisamment fines (quelques minutes d'arc) pour envisager des détections d'amas de galaxies par l'effet SZ. Les détecteurs sont des bolomètres semi-conducteurs dont le couplage électromagnétique est assuré par des cornets.

Pour l'expérience QUBIC (47) nous travaillons sur une technologie de senseur supraconductrice, et un mode de couplage différent : les bolomètres imageront directement la figure d'interférence créée sur le plan focal, le tout à une fréquence de 150GHz.

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

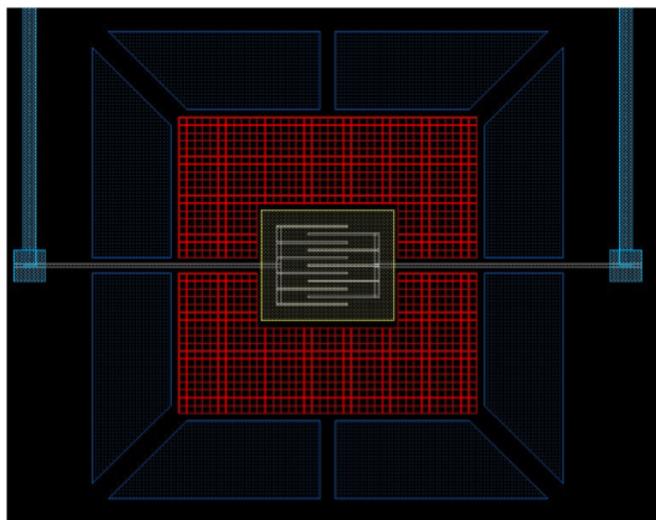


Figure 7.2: Représentation schématique d'un pixel de la matrice APCTES -

En rouge, la grille absorbante en iridium.

En jaune au centre, le dépôt de NbSi sur lesquels on voit les peignes inter-digités en niobium.

En noir, le wafer de silicium et la couche de silicium faiblement contraint. En pointillé bleu, les zones de vide où le silicium et le nitrure de silicium ont été gravés. Le pixel fait 3mm par 3mm.

Les bras dans les angles mesurent : $140\mu m$ par $700\mu m$.

Ceux verticaux et horizontaux : $100\mu m$ par $500\mu m$.

Épaisseur : $0.5\mu m$.

Élément	Dimension
Pixel	3mm par 3mm
Absorbeur	2mm par 2mm
Thermomètre NbSi	$500\mu m$ par $500\mu m$
Bras dans les angles	$140\mu m$ par $700\mu m$
Bras centraux	$100\mu m$ par $500\mu m$
Pistes en niobium	épaisseur : $200nm$
Distance inter-pixels	$5mm$

Table 7.1: Dimensions d'un pixel - Design issu des matrices OLIMPO

Toutes ces différences imposent une modification en profondeur du dimensionnement de la matrice, d'autant qu'à terme la fabrication s'effectuera sur des wafer de 4 pouces au lieu de 2 pouces. Toutefois l'utilisation de ces masques et les tests menés sur les premiers TES nous ont permis de valider l'utilisation du NbSi comme senseur supraconducteur et de mesurer et comprendre ses performances en bruit. Pour cela, il a fallu établir les protocoles de caractérisations, comprendre son architecture thermique et enfin développer et ajuster l'électronique de lecture en conséquence.

7.2 Les paramètres pour l'observation

Nous décrivons ici les différents paramètres à optimiser dans le cadre de bolomètres pour l'observation astrophysique.

7.2.1 La sensibilité

La sensibilité requise est déterminée par le bruit de photons. Celui-ci, nous l'avons vu dans la partie 6.3.3 dépend de la puissance totale continue reçue par le détecteur. Cette puissance est donc déterminée par l'opacité de l'atmosphère sur le site d'observation, la gamme de fréquence considérée et l'émission de l'instrument lui même.

Outre le choix du site on peut s'intéresser à la dimension de chaque pixel car de celle-ci va dépendre la quantité de signal recue. Dans le cas d'un ciel opaque où la puissance de charge est importante, le bruit de photons est dominé par le terme de *bunching*. La NEP du bruit de photons étant proportionnelle à la puissance incidente P , le rapport signal à bruit ne dépendra pas de la puissance incidente. Ainsi, réduire la surface A du pixel, avec $A \propto P$, se fera pour un détecteur à rapport S/N constant. Une diminution de la taille des pixels libère de l'espace sur le plan focal et permet donc d'augmenter le nombre de détecteurs. Chacun de ces détecteurs de dimension plus faible ayant conservé leur rapport S/N, il en résulte une augmentation de la sensibilité intégrée du télescope (53).

Inversement, dans le cas d'un bruit Poissonien, le bruit est en \sqrt{P} et le rapport signal à bruit évolue donc comme $\propto P/\sqrt{P} \approx \sqrt{P}$. Diminuer la surface d'un détecteur abaisse le rapport signal à bruit de ce même facteur et il est nécessaire de compenser cette perte par l'ajout d'un autre détecteur. On obtiendrait ainsi un meilleur échantillonnage du plan focal mais au prix d'une contrainte supplémentaire sur l'électronique de lecture

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

(car plus de pixels à lire) pour un rapport S/N identique. On ne cherchera donc pas à diminuer la taille des pixels une fois le plan focal correctement échantillonné.

Nous avons déjà vu dans les parties précédentes que le premier paramètre à optimiser est le bruit de phonon qui dépend de :

1. la température critique du senseur
2. la conductance thermique de la membrane
3. dans une moindre mesure la température du bain via le paramètre γ (voir 6.49) qui tient compte du gradient de température le long du lien thermique.

L'expérience QUBIC requiert une NEP de $1 \cdot 10^{-17} \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Une température de bain de 100mK et une température critique à 220mK fixent la conductance $G \sim 80 \text{pW/K}$ soit la nécessité de diminuer la conductance de nos bolomètres d'au moins un facteur 3.

7.2.2 la dynamique

On définit la dynamique comme la puissance optique totale nécessaire pour rendre le TES normal à une polarisation fixée, on la notera $P_{\gamma, \text{sat}}$.

Une caractérisation $I(V)$ du bolomètre (voir partie 11.2) permet de mesurer, en faisant varier la tension de polarisation, la puissance électrique nécessaire pour amener le TES à l'état normal, on la notera P_{turn} . On définit la puissance de *turnaround* au minimum de la courbe $I(V)$: le moment où l'on passe d'un régime résistif à un régime supraconducteur (voir les mesures 11.2). La mesure étant effectuée en l'absence de tout rayonnement : $P_{\gamma} = 0$, elle correspond à la puissance de fuite thermique maximale, c'est à dire la puissance maximale que le bolomètre peut voir à ses bornes avant de devenir normal. Elle s'écrit : $P_{\text{turn}} = G(T_c - T_B)$

Lors d'une observation, le détecteur reçoit une puissance totale qui sera la somme de la puissance optique venant du ciel, de l'instrument et de la puissance électrique due à la polarisation. On considère un rayonnement constant : P_{γ_0} , la tension de polarisation V du bolomètre est alors choisie pour amener le détecteur en un point fixe de la transition et la puissance totale dissipée aux bornes du détecteur s'écrit : $P_{TOT} = P_{J_0} + P_{\gamma_0}$.

Lors d'un fonctionnement en contre-réaction électro-thermique l'augmentation de la puissance optique sera compensée par une diminution de la puissance dissipée par effet joule jusqu'à qu'elle atteigne une valeur minimale donnée par V^2/R_n . Au delà la

puissance dissipée par effet joule ne fluctuera plus pour compenser la puissance optique et le bolomètre est en saturation. Dans ces conditions, la puissance totale dissipée s'identifie à P_{turn} définie plus haut. On peut donc écrire : $V^2/R_n + P_{\gamma,sat} = P_{turn}$ qui devient :

$$P_{\gamma,sat} = P_{turn} - V^2/R_n \quad (7.1)$$

La dynamique peut donc être optimisée en maximisant la puissance de fuite ce qui impose soit d'augmenter la conductance ou la température critique, ce qui entraîne une dégradation de la sensibilité, soit d'abaisser la température de bain. Pour minimiser le deuxième terme, deux solutions s'offrent à nous :

- En travaillant à des tensions de polarisations basses et donc proche de la transition supraconductrice.
- En utilisant un senseur dont la résistance normale est élevée.

Pour un bolomètre suspendu, une température de bain de 200mK, une T_C de 570mK, une résistance normale $R_n = 130m\Omega$ (voir partie 7.3.4), et enfin une conductance thermique estimée à 250 pW/K, on trouve :

$$P_{\gamma,sat} = 27pW$$

Avec une résistance normale de 1Ω , la puissance de saturation atteint pratiquement son maximum de 40 pW. Il sera intéressant à l'avenir de travailler avec des TES de l'ordre de 1Ω afin de profiter du maximum de leur dynamique.

Pour l'expérience QUBIC, il est prévu de travailler avec une température de bain de 100mK et une température critique de 220mK. La performance en NEP à atteindre, de l'ordre de $1 \cdot 10^{-17}W/\sqrt{Hz}$ impose une valeur de conductance de 80 pW/K. On en déduit à l'aide de la formule 7.1 une valeur de la puissance de saturation dans un cas idéal, c'est à dire en ne tenant pas compte de la puissance de polarisation (le deuxième terme de l'équation) :

$$P_{\gamma,sat} = 9.5pW \quad (7.2)$$

7.2.3 La linéarité

La réponse du détecteur n'est pas obligatoirement linéaire sur la plage de puissance définie par la dynamique. Lorsque le TES est proche de sa résistance normale, la force de la contre-réaction électro-thermique \mathcal{L} devient très faible car α et P_J diminuent

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

fortement, et les fluctuations du facteur $\mathcal{L}/(\mathcal{L} + 1)$ dans la réponse deviennent non négligeables. Le bolomètre fonctionne alors dans un mode dégradé.

L'utilisation d'une forte contre-réaction électro-thermique permet de grandement simplifier la réponse du détecteur, on rappelle sa forme (voir 6.2.5.2) :

$$S_I = -\frac{1}{V_{TES}} \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L} + 1} \frac{1}{1 + i\omega \frac{\tau}{\mathcal{L} + 1}}$$

avec V_{TES} la tension aux bornes du bolomètre et τ sa constante de temps. Le seul terme dépendant du point de fonctionnement du détecteur est $\mathcal{L} = P_J \alpha / (GT_o)$, la force de la contre-réaction et plus particulièrement le paramètre α traduisant la dépendance de R en fonction de T . Celui-ci devient très important dans le bas de la transition. D'ailleurs pour des valeurs de $\mathcal{L} \gg 1$ (régime fortement contre-réactionné), le terme $\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L} + 1}$ est égal à l'unité et la réponse ne dépend alors que de la tension de polarisation et satisfait donc les conditions de linéarité.

Deux phénomènes sont à prendre en compte pour optimiser la linéarité du détecteur :

- A mesure que l'on descend le TES dans sa transition, c'est à dire que l'on abaisse la tension de polarisation, la puissance dissipée par effet joule restera pratiquement constante alors que la α pourra gagner jusqu'à 2 ordres de grandeurs. On satisfera d'autant mieux la condition de forte contre-réaction électro-thermique améliorant ainsi la linéarité et augmentant également la réponse.
- Toutefois, en diminuant la tension de polarisation, on diminue également la résistance d'opération R_o , et la condition de polarisation en tension $R_o > R_L$ risque donc de n'être plus vérifiée, le système devient alors instable avec une contre-réaction positive. Ajoutons que la tension V_{TES} et donc la réponse du détecteur risque de fluctuer avec la résistance du bolomètre lorsque R_o est trop proche de R_L ce qui nous empêche de travailler trop bas dans la transition même dans un cas où le TES est stable.

La condition de linéarité du système impose donc de travailler sur une partie réduite de la dynamique en ne polarisant ni trop haut (perte de la réponse) ni trop bas dans la transition (instabilité).

7.2.4 La constante de temps

Pour une observation astrophysique, la constante de temps va dépendre de la vitesse de balayage du télescope et de la plus petite échelle angulaire que celui-ci va mesurer

7.3 Design des détecteurs de la matrice 23 pixels

c'est à dire la taille de son faisceau. Sachant que pour sortir du bruit en $1/f$ lié à l'atmosphère, il est intéressant de balayer le ciel le plus vite possible. Une expérience comme QUBIC, possède un faisceau $\theta_{beam} = 1^\circ$ et une vitesse de balayage de $\dot{\theta} \approx 2^\circ/s$. La fréquence de coupure associée sera $\approx \dot{\theta}/\theta_{beam}$. Afin de respecter le théorème de Nyquist, il faut échantillonner au minimum au double de la fréquence à laquelle apparait le signal c'est à dire à $f_{TES} \approx 4Hz$.

La constante de temps vue par le signal est la constante de temps accélérée 6.33. : $\tau_{etf} = \tau/\mathcal{L}$. Comme nous l'avons mentionné dans la partie précédente, \mathcal{L} fluctue avec le point de fonctionnement, principalement via le paramètre α . La constante de temps accélérée dépendra donc grandement du choix de ce point de fonctionnement. De plus de larges signaux susceptibles de déplacer le senseur supraconducteur dans sa transition de manière significative risquent d'engendrer également une variation de τ_{etf} . Ce type de signaux : planète, galaxie ou source artificielle est habituellement utilisé lors de procédure d'étalonnage et il faudra donc tenir compte de cet effet.

L'architecture thermique du bolomètre est plus complexe que le modèle simple avec un seul découplage thermique. En réalité de nombreux autres découplages bénéficiant en général d'une constante de temps beaucoup plus rapide, sont présents et source d'erreurs systématiques. Des modèles plus complexes, (54) (55), peuvent donc faire intervenir, le découplage entre le senseur et l'absorbeur, l'absorbeur et le nitrure de silicium ou encore entre le wafer et la platine froide.

7.3 Design des détecteurs de la matrice 23 pixels

Dans cette partie nous aborderons le bolomètre NbSi par le biais des différents paramètres ajustables directement au moment du *design* et de la fabrication. Nous verrons quelles sont les contraintes techniques qui limitent leur optimisation.

7.3.1 Le facteur de remplissage

Dans le cadre d'une absence de couplage par cornets, la sensibilité est directement proportionnelle à la surface effective de détection. Le facteur de remplissage est le rapport entre la surface occupée par l'ensemble des absorbeurs et celle du wafer. Le cas idéal serait un facteur de remplissage de 100 %, c'est à dire que le plan focal entier

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

est constitué par l'absorbeur ce qui n'est évidemment pas possible. Néanmoins, plusieurs modifications du dimensionnement du masque OLIMPO (on le rappelle originellement conçu pour un couplage avec des cornets) permettrait de gagner en efficacité de détection. On peut immédiatement citer la distance inter-pixel beaucoup trop grande. De même, la taille des plots d'or adaptés à la base pour une prise de contact par des ressorts est complètement sur-dimensionnés pour de la micro-soudure.

Par ailleurs, en conservant les rapports géométrique du senseur, on peut également espérer diminuer sa taille sans affecter sa résistance normale. Plusieurs arguments plaident pour la diminution de la taille du senseur :

1. Un grand senseur est plus sujet à des inhomogénéités de température critique. On s'attend par conséquent à un élargissement de la transition supraconductrice $R(T)$ et donc un abaissement de α qui caractérise la dépendance de la résistance en fonction de la température (voir 6.8).
2. Le senseur ayant une taille importante par rapport à l'absorbeur, il vient directement affecter l'impédance vue par une onde électromagnétique. Son impédance n'étant pas exactement celle du vide, l'efficacité d'absorption va diminuer. De plus il présente une surface efficace importante par rapport aux rayons cosmiques car il n'est pas structuré sous forme de grille comme l'absorbeur.
3. Ajoutons une considération pratique : le nitrure de silicium est gravé face avant par un plasma fluoré à base des gaz CF_4 et O_2 . Puis un procédé utilisant deux autres techniques, deep RIE et vapeur de fluorure de xénon XeF_2 , permet de retirer complètement le silicium sous le pixel (voir partie 7.8). On pourrait limiter les étapes de fabrication car la gravure du silicium au XeF_2 est isotrope, ainsi un senseur plus petit permettrait de laisser passer le XeF_2 sous la senseur via les motifs ajourés par la grille et graver complètement le silicium sans utiliser la gravure profonde.

Enfin, le niobium reste supraconducteur et donc un conducteur parfait pour des signaux allant jusqu'à 700 GHz. Le signal que l'on cherche à observer étant autour de 150 GHz, les pistes d'accès situées sur la partie du bolomètre où l'onde est détectée et le peigne inter-digité vont être des parties réfléchissantes pour toute onde incidente.

7.3.2 La température critique

La température de fonctionnement du bolomètre joue un rôle primordial sur le bruit de fluctuation thermique mais également le bruit Johnson et la dynamique du détecteur. Celle-ci est approximativement égale à la température critique, il est donc impératif de contrôler ce paramètre de fabrication avec la plus grande finesse et homogénéité. Pour diminuer les différents bruits on cherchera donc à l'abaisser le plus possible. Toutefois, la dynamique (voir partie 7.2.2) étant déterminée par la différence de température entre le bain thermique et le senseur, il est important de se garder une marge entre la température de bain qu'on fixera la plus basse possible et la température critique.

On recense deux types de senseurs supraconducteur :

- **les bi-couches** sont composés d'un film supraconducteur recouvert d'un matériau normal. Par effet de proximité, les paires de Cooper diffusent dans le matériau normal et induisent un effet supraconducteur dans celui-ci. Le bi-couche se comporte alors globalement comme un matériau supraconducteur dont la température critique est plus faible. On citera par exemple les couples aluminium/titane (56) utilisés par les bolomètres à antennes de POLARBEAR et les spiderweb du South Pole Telescope, mais également le molybdène/or (57) utilisé notamment pour l'expérience ACT.
- **Les alliages** sont des mélanges entre un élément supraconducteur, et un autre matériau isolant ou ferromagnétique, celui-ci va créer des impuretés dans le supraconducteur et permettre d'abaisser sa température critique. Ils présentent l'avantage d'une plus grande simplicité de fabrication par rapport aux bi-couches et d'une plage de température critique accessible plus grande (entre 34 mK et 840mK pour le NbSi (58)) mais la maîtrise des différents paramètres et la reproductibilité apparaissent plus délicates à mettre en oeuvre.

On peut citer par exemple des détecteurs utilisant un alliage à base d'aluminium et de manganèse développés par le NIST (59). Ils observent tout comme nous un faible niveau de bruit en excès par rapport aux bi-couches qu'ils corrèlent avec un α plus faible : de l'ordre de $\alpha \approx 35$ et une plus grande immunité aux champs magnétiques.

La température critique du NbSi :

Attardons nous sur le NbSi, un alliage amorphe composé d'un supraconducteur, le nio-

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

bium et d'un isolant, le silicium. Ses propriétés de conduction électrique vont dépendre de 3 paramètres :

1. **La concentration de niobium** : pour une épaisseur de 1000 Å, des concentrations supérieures à 12 %, introduiront un comportement supraconducteur. La température critique va dépendre de la valeur exacte de cette concentration, plus celle-ci est faible, plus la T_c est basse. Ajoutons qu'entre 9 % et 12 % de niobium, le NbSi se comporte comme un métal et en dessous de 9% il a les propriétés d'un isolant (Voir figure 7.3).

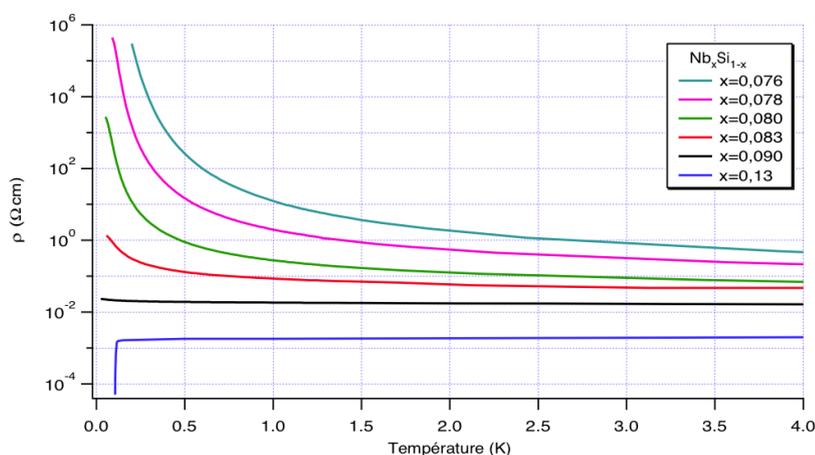


Figure 7.3: Résistivité du Nb_xSi_{1-x} pour différentes concentrations x – Thèse S. Marnieros (5) - Mise en évidence des comportements isolant, supraconducteur et métallique selon la concentration de niobium, pour une épaisseur de NbSi de 100 nm

Ces valeurs vont dépendre également des caractéristiques de désordre de l'alliage et sont donc propre au type de dépôt ici par co-évaporation. La réalisation de dépôt par un banc de pulvérisation cathodique nécessitera donc un ré-étalonnage de ces concentrations.

2. **L'épaisseur de l'échantillon** a également un rôle dans la valeur de la température critique : plus l'épaisseur de la couche de NbSi diminue, plus la T_c diminue également jusqu'à retrouver un comportement de type isolant. Les échantillons réalisés auront une épaisseur fixe de 1000 Å ou 500 Å. Ce sont des cas où l'on peut considérer des modèles 3D de transport électronique et ainsi avoir une dépendance simple de la résistivité en fonction de l'épaisseur.

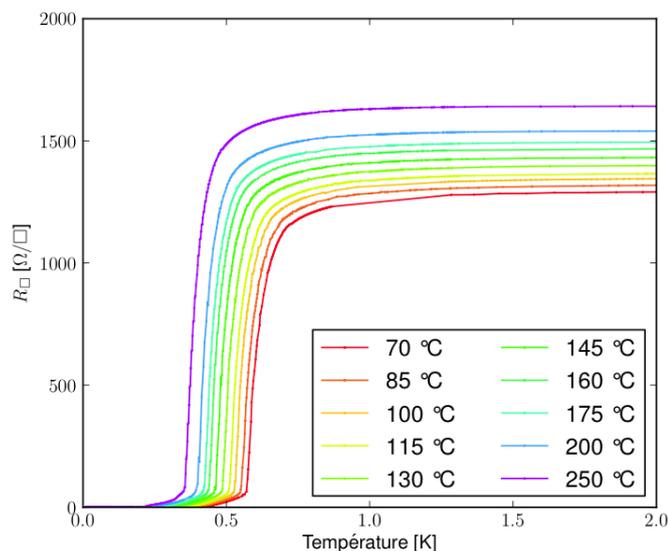


Figure 7.4: $R(T)$ du NbSi pour différentes températures de recuit –Thèse O. Crauste(6) - évolution de la $R(T)$ d'un échantillon supraconducteur après des recuits successifs à différentes températures. Plus celle-ci est élevée, plus la résistance normale augmente et la T_C diminue.

3. **Les recuits** permettent un ajustement plus fin de la température critique. En effet, ils vont rendre le matériau plus isolant et donc abaisser celle-ci. Typiquement un recuit entre 70°C et 250°C permet d'abaisser la T_C de 61% (58). On note que ces recuits contribuent aussi à augmenter la résistivité du matériau (Voir figure 7.4).

Au cours de cette thèse deux matrices différentes ont été caractérisées présentant des température critique de 412 mK : *APCTES00* et 570mK *APCTES04*.

7.3.3 La conductance thermique

Plus la conductance thermique du bolomètre est faible plus celui-ci est sensible via la réduction du bruit de phonon. Cette conductance est donnée par l'isolation mécanique entre le senseur et l'absorbeur, et le bain thermique¹. La sensibilité intrinsèque du détecteur dépend donc de la quantité de matière qui sépare cet ilot senseur/absorbeur

1. On notera d'autres types de conductance comme pour les bolomètres à électrons chauds (HEB) qui utilisent le découplage entre le bain de phonon et les d'électrons du même matériau.

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

du reste du wafer.

Une fois le wafer de silicium complètement creusé, seul le nitrure de silicium et les pistes en niobium vont contribuer à la conductance thermique. Les pistes en niobium étant supraconductrices, leur participation est complètement négligeable. Deux types de membranes ont été réalisés : des bolomètres à membranes pleines où seul le wafer de silicium a été creusé et des bolomètres suspendus par 8 bras en silicium faiblement contraint. La conductance thermique va donc dépendre de la dimension de ces bras, de la température à laquelle fonctionne le bolomètre, c'est à dire sa température critique, mais également de la nature du matériau (voir partie 6.2.2).

Le choix de la conductance thermique va influencer sur 3 paramètres :

- Le bruit de phonon
- la dynamique
- la constante de temps

On se rend donc compte qu'une conductance trop faible risque de faire saturer le bolomètre alors qu'une conductance trop forte résultera en un détecteur dominé par son bruit de phonon. En pratique, l'ajustement de la conductance nécessite le dessin d'un masque propre et des tests de robustesse mécanique. Il est donc plus aisé de fixer une ou deux géométries de poutres en fonction du bruit attendu et d'ajuster plus finement la température critique pour répondre au critère de dynamique (la constante de temps étant généralement un paramètre moins contraignant pour les expériences au sol).

L'uniformité sur une même matrice avec laquelle la gravure s'effectue est également un paramètre important à considérer lors de la fabrication. En effet, la dynamique est en majeure partie consommée par la puissance de polarisation et la puissance constante émise par l'atmosphère. Cette dernière ne pouvant évidemment pas être modifiée, toute fluctuation au sein d'un même wafer de la conductance se répercutera sur la puissance de fuite. La tension de polarisation devrait donc être différente d'un détecteur à l'autre pour l'amener dans sa transition. Les bolomètres étant multiplexés, ils sont tous polarisés par la même source, il en résulte donc que certains détecteurs risquent d'être sur-polarisés et donc rendus complètement normaux et d'autres sous-polarisés ce qui les laisserait dans l'état supraconducteur.

La conductance de bolomètres suspendues par 8 bras a été mesurée autour de 250pW/K pour une température critique de 570mK.

7.3.4 La résistance normale du senseur

Nous avons vu que la résistance normale du NbSi varie tout comme la température critique selon 3 paramètres qui sont :

- l'épaisseur de la couche de NbSi
- sa composition
- la température de recuit

Le senseur de NbSi est un carré de $500\mu m$ par $500\mu m$ ce qui représente une surface effective sur le pixel non négligeable. De plus, une onde électromagnétique à 150GHz possède une énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie du gap du supraconducteur ($\propto k_b T_c$). Le carré de NbSi apparaît ainsi comme une surface résistive pour une onde électromagnétique à cette fréquence.

Le choix a donc été fait pour ces matrices 23 pixels d'adapter autant que possible son impédance carré, R_C à celle du vide, $Z_{vide} = 377\Omega$ afin de maximiser son absorption¹. Toutefois, on cherchera en priorité à contrôler la température critique car de celle-ci dépend les conditions de polarisation, la dynamique et la sensibilité, alors que la résistance carré va seulement altérer l'efficacité d'absorption qu'on notera η .

Une diminution de η d'un facteur 2 est équivalent à un temps d'observation deux fois moins long, soit une sensibilité intégrée multipliée par un facteur $\sqrt{2}$. Les premiers échantillons ont été réalisés avec une épaisseur fixe de 1000 \AA et des concentrations autour de 15 %. La résistance carré correspondante est à peu près $100 \Omega_{\square}$ pour des température critique autour de 500 mK.

Avec une géométrie carré, la résistance carré du senseur NbSi est directement celle vue par le circuit de polarisation. Elle se révèle bien trop élevée et pour l'abaisser, les pistes en niobium qui apportent le courant forment un peigne interdigité. De cette manière la dépôt de NbSi n'apparaît plus sous la forme d'une surface continue mais comme une série de résistances rectangulaires en parallèle, diminuant de cette manière la résistance globale vue par le signal. Le nombre de rectangles en parallèle est déterminé par N, le nombre de dents du peignes de niobium et la résistance totale du senseur sera N^2 fois plus faible que celle de chaque rectangle pris individuellement (5). Plus le nombre de pistes inter-digités est important, plus le nombre de résistances en parallèle augmente, ce qui a pour effet de diminuer d'autant plus la résistance globale. Ainsi

1. L'optimisation est à prendre en compte en présence d'une cavité $\lambda/4$

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

pour un peigne à 30 dents et en gardant fixe la géométrie du dépôt de NbSi (voir 7.1), on obtient une résistance normale de l'ordre de $\approx 200 \text{ m}\Omega$ alors qu'un peigne 10 dents nous donne une résistance de $\approx 2 \Omega$.

Plusieurs raisons poussent à abaisser la résistance normale du TES, la plus contraignante prend en compte des considérations de bruit. En effet, dans le cadre d'un multiplexage temporel, tout bruit au delà de la moitié de la fréquence d'échantillonnage de chaque bolomètre est replié dans la bande utile de celui-ci. Ceci se traduit par une augmentation du bruit de l'électronique de lecture proportionnelle au taux de multiplexage (voir partie 6.3.6). Des considérations de crosstalk (voir partie 9.2) nous empêchent de filtrer le bruit de la chaîne de lecture, sa contribution au bruit de repliement et plus particulièrement celle du SQUID sera donc dominante¹.

Afin de conserver une chaîne de lecture cohérente, le bruit dominant doit rester celui de phonon. Le multiplexage temporel impose donc de prendre un facteur de marge de bruit plus important qu'avec une lecture simple. Pour cela, il est nécessaire d'augmenter la réponse² du détecteur afin que celui-ci génère un courant lié au bruit de phonon supérieur à celui de l'électronique multiplexée.

La réponse s'écrit pour un bolomètre fortement contre-réactionné $S_i \approx 1/V$ (voir équation 6.34). Pour une température critique du senseur et un découplage thermique donné, la puissance nécessaire pour amener le TES dans sa transition : $P_J = V^2/R$ est fixe. On voit donc que plus on travaille avec une faible résistance, plus il faudra diminuer la tension de polarisation pour obtenir une même valeur de P_J . Ceci a pour conséquence directe d'augmenter la réponse et donc la contribution des bruits de photons et phonons par rapport à ceux de l'électronique de lecture.

Habituellement, pour respecter ce critère, on choisit la résistance normale du détecteur de telle sorte que le bruit de Johnson correspondant domine à peu près d'un facteur 10 le bruit de l'électronique non multiplexée. Ce choix sous-entend deux choses :

- Le rapport signal à bruit entre, les bruits de phonon et photon que l'on considère ici comme étant le signal, et le bruit de Johnson est conservé à mesure que R_{TES} varie.

1. La contribution du bruit Johnson du senseur NbSi ou de la résistance de shunt en dehors de la bande passante du TES est négligeable car fortement atténuée par l'inductance d'entrée.

2. On rappelle que la réponse est donnée en [A/W]

- Bien que la valeur du bruit de Johnson qui va nous impacter est celui du TES en fonctionnement et non celui de sa résistance normale, on identifie ici les deux.

Pour une température de 570 mK, une force de la contre-réaction $\mathcal{L} \approx 5$ et un bruit électronique de $0.5pA/\sqrt{Hz}$, on trouve $R_n \approx 140m\Omega$, ce qui est en accord avec la résistance normale des échantillons réalisés : pour APCTES04, $R_n \approx 125m\Omega$.

7.3.5 L'absorbeur

L'absorbeur joue le rôle d'un filtre passe haut vis à vis de l'onde électromagnétique incidente. En effet, les longueurs d'ondes plus grandes que sa dimension sont absorbées avec une efficacité bien moindre. On prendra donc un absorbeur d'une taille minimale égale à la longueur d'onde. Il définit aussi la taille du pixel et un absorbeur trop grand risque donc de dégrader la résolution spatiale sur le plan focal. De plus, l'absorbeur étant suspendu, plus celui-ci est grand, plus il subit des contraintes mécaniques importantes, et risque donc de se briser.

De manière générale, on utilise un absorbeur 1.5 fois plus grand que la longueur d'onde pour être certain de récupérer sans pertes le signal autour de cette longueur d'onde avec environ 30% de bande passante. Pour une détection à 150 GHz, l'absorbeur doit donc être au moins de 3mm. On pourrait imaginer un absorbeur plus grand que la longueur d'onde mais il est important de ne pas dégrader la résolution spatiale en sous-échantillonnant le plan focal. De plus, des problèmes mécaniques apparaissent pour des structures suspendues de grande dimension.

En présence d'une surface réfléchissante placée à une distance $\lambda/4$ de l'absorbeur, avec λ la longueur d'onde centrale du signal à observer, le maximum d'absorption à 100% en théorie a lieu lorsque l'absorbeur a une résistance de $Z_0 = 377\Omega$, égale à celle du vide¹. Ces valeurs d'impédance sont très difficiles à atteindre avec des matériaux métalliques ayant une géométrie proche du carré (imposé car cette géométrie définit celle du pixel). L'utilisation d'un absorbeur sous forme de grille possède le double avantage de diminuer cette résistance et de limiter l'interaction du bolomètre avec des rayons cosmiques. Afin que la grille se comporte comme une couche continue vis à vis de la fréquence observée, il faut que son maillage soit au moins 5 fois plus petit que la longueur d'onde considérée. La résistance de la grille entière peut être assimilée à celle

1. En l'absence de réflecteur à $\lambda/4$, l'efficacité est maximum à 50 % pour $Z_{grille} = Z_0/2 = 189\Omega$

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

d'un de ses éléments de base. Ainsi, avec w : la largeur des pistes, et l : le pas de la grille, l'impédance d'une grille est égale à (60) :

$$Z_{grille} = l/wR_C = \frac{\rho l}{ew} \quad (7.3)$$

où R_C est la résistance carré du matériau qui constitue la grille et e est l'épaisseur de la grille.

Trois paramètres vont influencer sur l'adaptation d'impédance de la grille :

- La résistivité et donc, le choix du matériau,
- l'épaisseur de l'absorbeur,
- la géométrie de la grille.

Chacun de nos pixels a une grille de largeur : $w = 2\mu m$ et de longueur $l = 50\mu m$ et l'impédance du matériau composant la grille doit permettre d'avoir $Z_{grille} = Z_0$, ce qui correspond à une impédance carré :

$$R_C = 15\Omega.$$

Plusieurs éléments ont été utilisés lors de la réalisation de ces absorbeurs : l'Or, le Palladium, le Bismuth ou encore l'Iridium. On trouvera dans le tableau 7.2, les résistivités de ces différents matériaux à 77K et les épaisseurs nécessaires à déposer pour être adapté à l'impédance du vide en tenant compte de la géométrie de notre grille. On remarque que les épaisseurs mises en jeu sont extrêmement faibles. Notons toutefois que pour des dimensions aussi faibles, un modèle de conduction simple ne fonctionne plus et il faut tenir compte d'effets propre à des géométries 2D.

	résistivité T=77K $\rho(\mu\Omega cm)$	épaisseur e adaptée à Z_0 (en nm)
Or (Au)	0.468	0.312
Palladium (Pd)	1.67	1.1133
Iridium (Ir)	1.8	1.2
Bismuth (Bi)	35	23.3

Table 7.2: épaisseur absorbeur pour être adapté à Z_0w/l - On considère une grille : $w=2\mu m$ $l=50\mu m$ et une résistance carré : $R_C = \rho/e$ avec e épaisseur de la grille.

De plus les épaisseurs ont été calculées pour des résistivités à 77K, en fonctionnement, le bolomètre sera plutôt à 400mK. Les matériaux étant métalliques, il faut s'attendre à ce que celles-ci continuent de baisser à plus basse température, il faudra donc

compenser en diminuant d'autant l'épaisseur de la couche. Ajoutons qu'on préférera un matériau dont la conductance est la plus élevée possible afin de ne pas faire apparaître une constante de temps supplémentaire due à la thermalisation de l'absorbeur.

Des mesures ont été faites sur des échantillons et des matériaux de tailles différentes à température ambiante (61), ils donnent une résistance carré 2 à 3 fois plus élevée que celle attendue. Une résistance carré de : $R_C = 15\Omega$ à température ambiante est obtenue pour une couche de palladium de 250Å. Cette valeur a été retenue pour réaliser les différents échantillons même si elle n'est clairement pas optimale car on s'attend à ce que la résistivité chute en fonction de la température.

Il sera donc nécessaire de modifier les masques de l'absorbeur pour la prochaine génération de matrice.

7.3.6 La capacité calorifique

Tous les éléments sur l'îlot suspendu, c'est à dire le senseur NbSi, le nitrure de silicium et enfin la grille absorbante, vont contribuer à la capacité calorifique. Celle-ci est directement reliée à la constante de temps du détecteur par la formule $\tau = C/G$. La conductance étant fixée au préalable par la sensibilité et la dynamique, l'ajustement de la constante de temps va se faire à travers cette capacité calorifique en rajoutant (par exemple par un dépôt d'or supplémentaire) ou en retirant de la matière. Dans notre cas, les membranes en nitrure suivent la même structuration que la grille de l'absorbeur diminuant ainsi la capacité calorifique.

Une constante de temps rapide présente certains avantages, elle permet de résoudre temporellement un plus grand nombre de rayons cosmiques et ainsi diminuer la quantité d'information perdue. Elle autorise aussi une modulation plus rapide du signal par le scan du télescope ou la présence d'une lame demi-onde ce qui est clairement un avantage en terme d'erreur systématique (sortie du bruit en $1/f$ de l'atmosphère ou de l'électronique).

Toutefois, un détecteur rapide impose des contraintes plus importantes sur les performances de l'électronique. Pour des raisons de stabilité thermique, il est nécessaire que le pôle électronique soit plus élevé que le pôle thermique¹. Et pour conserver des performances en bruit et en crosstalk identiques, une électronique plus rapide pour chaque

1. le pôle électronique génère une résistance parasite supplémentaire ce qui risque d'entraîner le système vers une contre-réaction positive s'il répond toujours thermiquement

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

pixel impose d'abaisser le taux de multiplexage (voir partie 9.1).

Un multiplexeur temporel par exemple, nécessitera pour conserver ses performances en bruit d'augmenter le taux d'échantillonnage de chaque détecteur. Quant au multiplexeur fréquentiel, les porteuses devront être plus espacées en fréquences pour éviter le crosstalk. Dans le deux cas, la conséquence est la même, la diminution du taux de multiplexage.

7.3.7 La résistance parasite

On appelle résistance parasite, toute résistance située entre le bolomètre et l'inductance d'entrée du SQUID. Cette résistance a un rôle très important car elle conditionne le domaine d'opération du TES dans lequel l'approximation d'une polarisation à tension constante est correcte. La polarisation en tension est vérifiée si : $R_{TES} > R_{SH} + R_{PAR}$ avec R_{PAR} la résistance parasite et R_{SH} : la résistance de shunt. Dans le cas contraire, le TES devient instable ce qui nous empêche donc de travailler avec des résistances trop basses. Nous verrons dans les parties suivantes qu'on augmente grandement la force de la contre-réaction, la linéarité et la dynamique du système en descendant le plus bas possible dans la transition (où α est le plus grand). Il est donc nécessaire de diminuer cette résistance. On privilégiera ainsi des amenées de courant par des pistes supraconductrice en niobium et on s'assurera de la qualité de l'interface entre deux dépôts successifs de matériaux connectés électriquement. La résistance parasite globale a été mesurée entre 15 de 20 $m\Omega$, cette mesure prend en compte toute la connectique externe au wafer, entre le SQUID et le bolomètre. La contribution sur le wafer en lui-même a été mesurée en 4 pointes à basse température à $5m\Omega$, probablement due aux plots d'or qui servent pour la micro-soudure.

7.4 La Fabrication

7.4.1 Quelques notions de base

On résumera ici quelques principes de bases des procédés de micro-fabrication pour ensuite développer les étapes essentielles de fabrication des bolomètre NbSi.

La salle blanche

La fabrication des matrices de bolomètres à lieu dans une salle blanche où le nombre

de particules par mètre cube, la température, la pression atmosphérique ou encore l'humidité sont rigoureusement contrôlés. La réalisation des bolomètres NbSi est partagée entre la centrale de technologie Minerve à l'IEF et le CSNSM notamment pour le dépôt des couches de NbSi.

Le wafer

Toute fabrication débute par le choix d'un substrat qu'on appelle *wafer* sur lequel sont

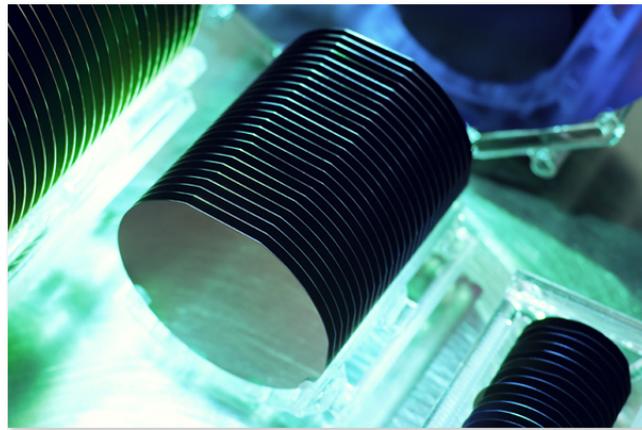


Figure 7.5: Photos de wafer de silicium - On aperçoit des wafer de 2, 4 et 6 pouces. Le méplat indique son orientation cristallographique.

déposées les couches successives qui vont constituer notre détecteur. La taille, la nature et les propriétés électriques du wafer dépendent de l'application considérée.

Dans notre cas, la wafer est une galette de silicium de $280 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de diamètre $\approx 50.8 \text{ mm}$ (2 pouces). Ce semi-conducteur complètement isolant à basse température ne joue aucun rôle dans les propriétés du bolomètre si ce n'est celui de support. Les tailles sont standards (2, 4, et 5 pouces), le choix dépend des applications mais il est surtout conditionné par la compatibilité avec les différents bâtis de dépôts et de gravure. On notera également que plus les wafers ont des tailles importantes, plus des problèmes d'uniformité propre à chaque dimension font leur apparition et nécessite donc un développement technologique à part entière.

Les dépôts

Les techniques de dépôts permettent d'obtenir des couches minces du matériau voulu sur le wafer allant jusqu'à quelques dizaines de nm. Le substrat est placé dans une enceinte sous vide avec l'élément à déposer, puis des procédés physiques ou chimiques

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

sont utilisés en fonction de la nature de ce matériau. Nous mentionnerons brièvement trois techniques utilisées dans le cadre de notre développement :

1. **L'évaporation** est la technique la plus commune. Elle consiste simplement à évaporer le matériau à déposer¹ en le portant au delà de sa température de vaporisation. Le vide de l'enceinte est suffisamment faible pour que la pression résiduelle soit complètement négligeable. Ainsi, le libre parcours moyen du matériau sous forme gazeuse devient plus important que la taille du bâti et les molécules évaporées se propagent en ligne droite jusqu'à rencontrer un obstacle. Le wafer repose sur un substrat en rotation pour une amélioration de l'uniformité du dépôt. De plus, il est généralement porté à plus faible température que le reste de l'enceinte. On crée ainsi un phénomène de condensation sur la surface du wafer ce qui va permettre l'adhésion des molécules sous leur forme solide. Cette méthode de dépôt se fait à symétrie sphérique, elle présente donc des non-uniformités sur une couche d'autant plus importantes que celle-ci sera étendue d'où la nécessité de trouver une alternative à cette technique pour le développement futur de matrices plus grandes (c'est à dire l'utilisation de wafers de 4, 5 ou 6 pouces). Elle est utilisée pour tous les dépôts métalliques lors de la fabrication des bolomètres, or, niobium et NbSi.

2. **La CVD**² est une technique de dépôt utilisant des procédés chimiques. Un ou plusieurs gaz précurseurs sont injectés dans l'enceinte et le film désiré s'obtient suite à la réaction chimique entre ces gaz et le substrat. Il existe plusieurs manières d'activer cette réaction, par chauffage de l'enceinte entière ou uniquement le substrat, ou encore en générant un plasma.

Cette technique est particulièrement bien adaptée pour produire la couche de nitrure de silicium qui va servir de membrane pour le bolomètre. Les premiers TES testés possédaient une membrane en Si_3N_4 , elle était déposée par PECVD³ en utilisant du silane SiH_4 et de l'ammoniac NH_3 .

3. **La pulvérisation cathodique** est une alternative au dépôt par évaporation. En permettant des dépôts plus uniformes sur de grandes surfaces, cette technique

1. Dans le cas d'alliage et plus particulièrement pour le NbSi, il est nécessaire d'utiliser une méthode de co-évaporation car les points de vaporisations des deux éléments sont différents.

2. *Chemical Vapor Deposition*

3. Plasma-enhanced chemical vapor deposition

est particulièrement adaptée pour les dépôts sur des wafers de taille importante. Deux plans parallèles sont disposés à faible distance, l'un support du matériau à déposer : la cible, et l'autre portant le substrat : le wafer, le tout en présence d'une atmosphère rarifiée d'argon. En appliquant une différence de potentiel de l'ordre de quelques kV entre ces plaques, on génère un plasma et les ions Ar^+ vont être attirés sur la cathode du fait du champ électrique. Le rôle de la cathode est ici tenu par la cible qui bombardée par les ions argon va voir ses atomes arrachés mécaniquement. Ces derniers vont ensuite être précipités par un phénomène de condensation sur le substrat refroidi. L'homogénéité est assurée car le bombardement s'effectue tout le long de la surface plane de la source du moment que la différence de potentielle est maintenue. Ajoutons que la composition finale du film sera exactement celle de la source elle peut donc être contrôlée finement.

A terme, les dépôts des films de NbSi pourront également être effectués dans un bâti de pulvérisation, actuellement dans une phase d'étalonnage et de tests à l'IEF.

La photolithographie

Ce terme désigne un ensemble d'opérations qui permet de définir un ou plusieurs motifs sur un dépôt en film mince. Pour cela on utilise une résine photosensible, déposée uniformément sur le wafer. Les parties de la résine exposées à des rayons UV vont voir leur solubilité modifiée en devenant plus ou moins soluble selon la nature des résines. On parle alors respectivement de résine positive ou négative. Un masque opaque aux rayons UV va nous permettre d'insoler uniquement certaines parties de la résine. Ensuite, un solvant va retirer les parties les plus solubles laissant le motif imprimé sur la résine de manière positive ou négative. A partir de cette étape deux techniques permettent de structurer le motif selon qu'il soit positif ou négatif sur la résine :

- **La gravure** : La résine protège les parties du film mince à conserver. Les parties non protégées seront gravées par des procédés physiques non sélectifs mais directs (bombardement d'ions générés par un plasma) ou chimiques et donc sélectifs mais isotropes (solution acide venant attaquer la surface du wafer).

On citera également la gravure ionique réactive (RIE), un processus dérivé de ces deux techniques qui offre la directivité d'une gravure physique et la sélectivité d'une gravure chimique. Pour cela on génère un plasma à l'aide de deux plaques

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

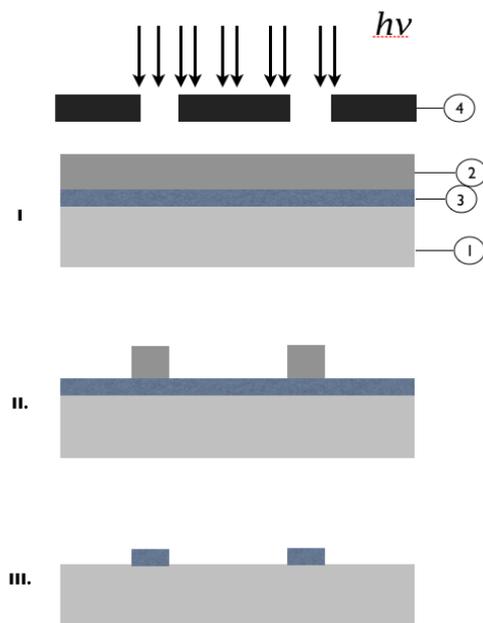


Figure 7.6: Schéma représentant les différentes étapes d'une lithographie. -

I – La résine photosensible (2) et la couche mince (3) ont été déposés sur le wafer (1). On aligne un masque (4) qui laisse passer les rayons UV sur les zones voulues.

II – Les parties non insolées de la résine négative disparaissent au révélateur. Les motifs restants vont servir de protection pour une gravure de type chimique ou physique.

III – Une fois les parties du film mince non protégés par la résine ont été gravés, il ne reste plus que le motif désiré.

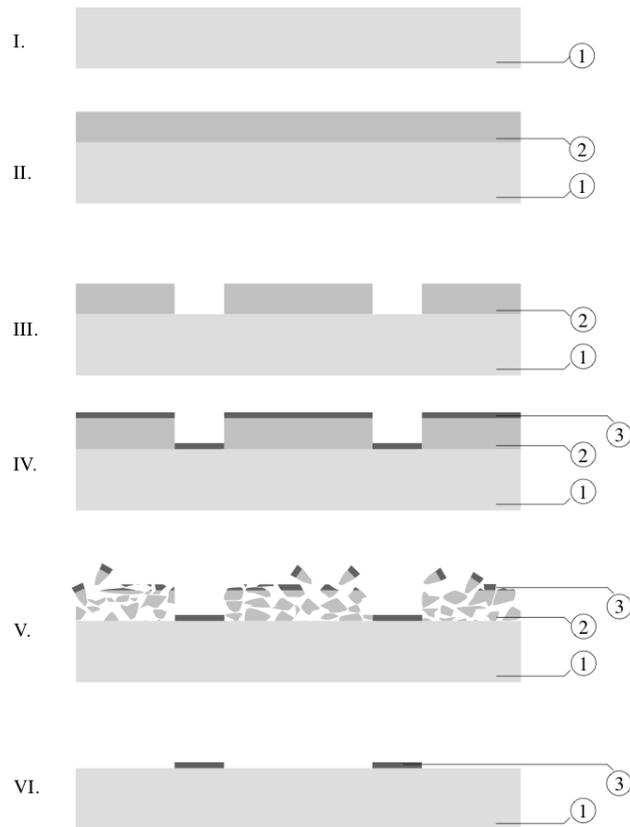


Figure 7.7: Schéma représentant les différentes étapes d'un lift-off -

I et II – On dépose sur un wafer (1) de silicium en rotation une couche de résine photosensible (2). L'épaisseur de la résine va dépendre de la vitesse de rotation et de son degré de viscosité.

III – La résine positive devenue plus soluble aux endroits où elle a été insolée par des rayons UV, disparaît au contact d'un révélateur.

IV – Dépôt du matériau (3) dont les motifs sont à définir.

V et VI – Un solvant permet de dissoudre la résine restante emportant avec elle la couche de matériau qui la recouvre.

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

parallèles fortement polarisées dans une chambre sous vide. Ce plasma est composé d'un gaz inerte chimiquement qui va bombarder la surface à graver et d'un gaz fortement réactif souvent à base de fluor, le CF_4 par exemple, celui-ci en se déposant sur le wafer va réagir chimiquement avec sa surface. (Voir figure 7.6)

- **Le lift-off** : La résine forme un masquage *néгатif* de l'élément à déposer sur le wafer. En effectuant ensuite le dépôt, une partie se situera directement sur le wafer et une autre au dessus de la résine. Celle-ci est ensuite dissoute à l'acétone et dans un bac à ultra-sons. La couche de dépôt qui recouvre la résine disparaît avec celle-ci, ne laissant ainsi que le motif déposé sur le wafer (voir figure 7.7).

7.4.2 Fabrication des bolomètres NbSi

Nous suivons dans cette section les principales étapes de fabrication d'une matrice 23 pixels, une vue latérale schématisant un pixel sera donnée pour les principales étapes (voir figure 7.8) :

étape 1 : La membrane : le nitrure de silicium

Réception des wafers possédant déjà une couche de nitrure et nettoyage à l'isopropanol. Le wafer fait à peu près $280 \mu m$ et la couche de nitrure : $0.5 \mu m$

étape 2 : le thermomètre NbSi

Co-évaporation du thermomètre NbSi sur une épaisseur de 1000 ou 500 Å. Le pourcentage de niobium détermine le comportement supraconducteur, normal ou isolant du NbSi et pour des valeurs supérieures à 9 % la température critique du supraconducteur. Typiquement une concentration de 15.5 % nous donnera une T_c d'environ 570 mK.

Les carrés de NbSi de $500 \mu m$ de côté sont définis après le dépôt d'une résine de protection et une gravure RIE par un plasma CF_4/O_2 . Les précédentes matrices étaient réalisées avec une procédure de lift-off mais cette technique laisse un excès de matière sur les côtés du carré de NbSi, ce qui fragilisait l'interconnexion avec les pistes de niobium déposées par dessus (de nombreux pixels étaient *ouverts* à température ambiante).

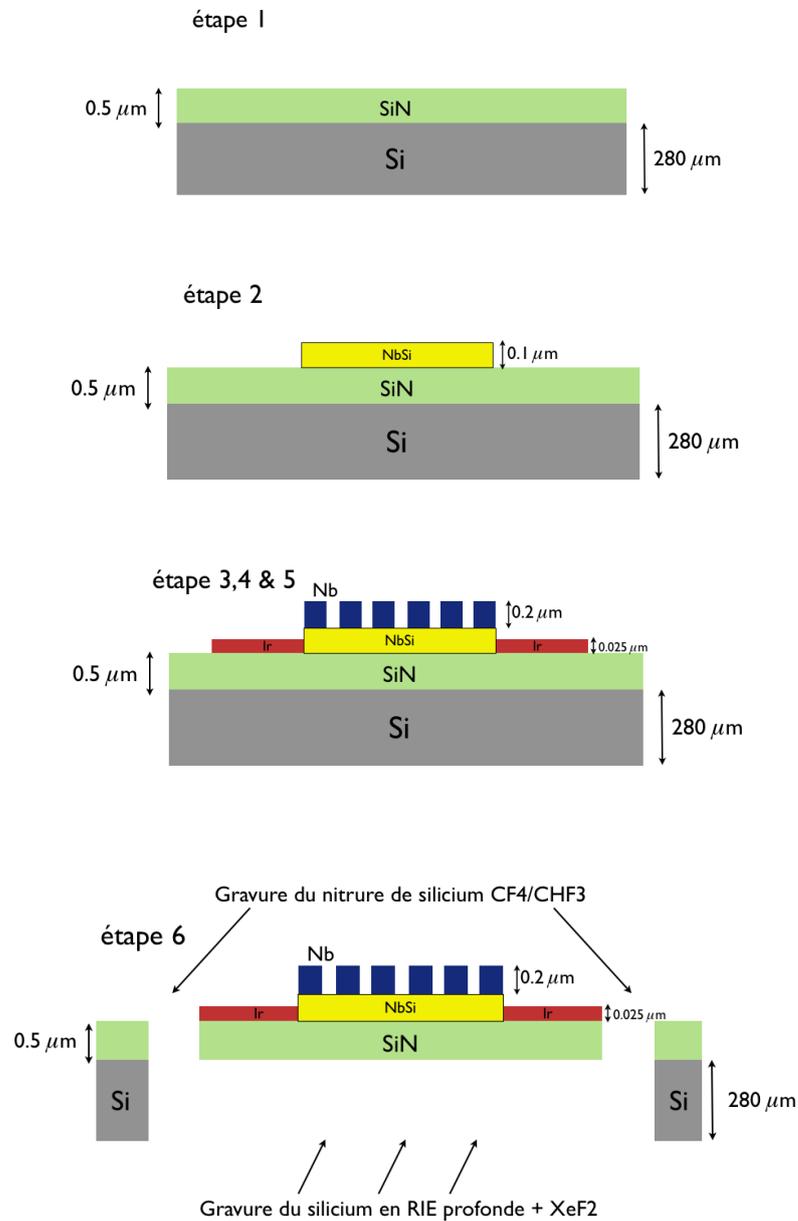


Figure 7.8: .

Fabrication d'un TES NbSi - On représente une coupe latérale d'un pixel perpendiculaire au peigne inter-digité lors des principales étapes de fabrication. L'absorbeur (représenté en rouge) est en Iridium. Le schéma n'est pas à l'échelle.

7. LES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

étape 3 : les pistes en niobium et le peigne inter-digité

Les pistes en niobium sont structurées par un processus de lift-off. La résine négative est déposée dans un premier temps, puis la surface est nettoyée pour éviter la présence d'oxyde ou de tout élément qui pourrait empêcher le contact électrique entre le niobium et le NbSi. On rappelle que toute résistance à cet endroit participerait directement à la résistance parasite et dégraderait la polarisation en tension. Le niobium est ensuite déposé par évaporation sur une épaisseur de 200nm, enfin la résine est retirée ne laissant du niobium à l'endroit où elle n'a pas été déposée.

étape 4 & 5 : les contacts en Or et l'absorbeur en Iridium, palladium ou or

Ces deux structures sont réalisées par un procédé de lift-off et les dépôts sont fait par évaporation. Dans les deux cas, du chrome est déposé au préalable pour servir de couche d'accroche. L'or qui va servir de connectique avec l'électronique de lecture par micro-soudure fait environ 300nm d'épaisseur et la grille absorbante : 25 nm.

étape 6 : la structuration des membranes

Afin de libérer les membranes, il est nécessaire de retirer le nitrure de silicium sur les côtés de l'absorbeur pour former les poutres, mais également de graver le silicium présent sous le pixel et ainsi les suspendre totalement par les 500 μm de nitrure.

La RIE profonde en face arrière permet de graver une grande partie du silicium, celui-ci est protégé au préalable par une épaisse résine de 10 μm . Ce procédé de gravure non sélectif est stoppé avant d'avoir retiré tout le silicium afin de ne pas surgraver les membranes. Le silicium restant est retiré grâce à une gravure chimique au XeF_2 beaucoup plus sélective mais isotrope et lente, ce qui nous empêche d'utiliser uniquement cette méthode pour graver le wafer de silicium en entier.

Les membranes sont structurées en attaquant la nitrure en face avant avec une gravure chimique utilisant un mélange de gaz CF_4 et CHF_3 .

Troisième partie

L'électronique de Lecture

Dans ce chapitre nous nous attarderons plus en détails sur la description et le fonctionnement de l'électronique de lecture. Le développement des bolomètres et le succès récent de l'utilisation de cette technologie pour l'observation du fond diffus cosmologique sont en partie dus aux progrès qui ont été réalisés au niveau de l'électronique de lecture. Dans une première partie, nous aborderons, les spécificités du SQUID, son fonctionnement et les propriétés : bande passante, bruit, environnement cryogénique etc... qui en font un excellent composant pour la lecture des TES. La deuxième partie traitera de la technique de multiplexage. Elle est aujourd'hui un point clé pour les futures expériences CMB et le déploiement de large matrices de détecteurs à basse température. On s'attardera plus particulièrement sur le multiplexage temporel et son développement dans le cadre de notre expérience.

Chapitre 8

Le SQUID DC

8.1 Contraintes pour la lecture des TES

Le bolomètre supraconducteur étant polarisé en tension, toute fluctuation de puissance incidente se traduira par un signal de sortie en courant. Ce courant, d'une valeur continue de quelques dizaines de μA , est en majeure partie du à la polarisation du détecteur et à la puissance incidente continue engendrée par l'atmosphère et l'instrument. Le fond diffus cosmologique apparaît généralement à des niveaux très bas par rapport à cette valeur et son bruit intrinsèque génère en général un signal de quelques pA/\sqrt{Hz} seulement à la sortie du détecteur fixant ainsi les performances requises pour ne pas dégrader le rapport signal à bruit. On peut établir les différentes contraintes imposées par la lecture des TES :

1. un amplificateur de courant capable de fonctionner aux très basses températures,
2. un faible courant de bruit d'entrée \approx quelques pA/\sqrt{Hz} ,
3. une faible consommation en puissance,
4. une impédance d'entrée faible pour ne pas dégrader la polarisation en tension,
5. La possibilité de développer autour une lecture multiplexée.

Le SQUID DC¹ remplissant ces différents critères, il va constituer le premier étage d'amplification de notre chaîne de lecture. Ainsi, une première vue d'ensemble, nous

1. Il existe d'autres types de SQUID comme le SQUID RF (ne faisant intervenir qu'une seule jonction Josephson), on ne s'intéresse ici qu'au SQUID DC et on emploiera simplement le terme SQUID pour le désigner.

8. LE SQUID DC

permet de le considérer comme un amplificateur de courant trans-impédance qu'on caractérisera par son gain de l'ordre de $\approx 10^6 V/A$ lorsqu'il est utilisé dans une boucle de contre-réaction. Il possède une impédance d'entrée $Z_{in} = j\omega L$ avec L l'inductance d'entrée, cette impédance est donc nulle pour des signaux à suffisamment basses fréquences. Le modèle que nous utilisons, SQ2600 de Starcryo, possède un bruit intrinsèque inférieur au pA/\sqrt{Hz} . Nous verrons que sa large bande passante, autour du MHz, est également un atout majeur pour le développement d'une chaîne de lecture multiplexée.

Le SQUID possède également un gain en boucle ouverte (qu'on différencie du gain en boucle fermée) en $[V/A]$ optimum de ≈ 2000 . Un signal d'entrée de 1 pA, équivaut à une tension en sortie de 2nV ce qui est suffisant pour envisager un deuxième étage d'amplification aux performances réalistes.

8.2 Principe de fonctionnement d'un SQUID

Un SQUID est formé par une boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson. On rappelle très brièvement les propriétés de ces deux éléments.

Un matériau supraconducteur voit tous ses électrons former des paires de Cooper en dessous d'une température critique. On peut le considérer alors comme un état cohérent de la matière où toutes les paires ont des fonctions d'onde identiques possédant des phases liées entre elles.

La jonction Josephson quant à elle est constituée de deux supraconducteurs séparés par un matériau non-supraconducteur (métallique, isolant ou ferromagnétique), dont la dimension est inférieure à la longueur de cohérence des paires de Cooper. Dans ces conditions se crée un supercourant pouvant traverser cette jonction. Celui-ci va dépendre de la différence de phase entre les deux supraconducteurs qui constituent la jonction, on parle d'effet Josephson DC.

Les deux jonctions du SQUID DC vont se comporter comme une seule jonction avec une caractéristique globale $V(I)$ semblable à celle d'un supraconducteur c'est à dire avec une partie supraconductrice, un courant critique et une partie résistive. On polarise les jonctions légèrement au dessus de leur courant critique, l'anneau restant supraconducteur. L'application d'un champ magnétique va modifier la phase des jonctions et générer un courant dans la boucle entraînant une modification apparente du

8.2 Principe de fonctionnement d'un SQUID

courant critique. Cette modification, en polarisant à courant constant, entraîne à son tour une variation de la tension.

Il faut également tenir compte d'un deuxième phénomène, la quantification du flux magnétique dans une boucle supraconductrice. Les propriétés macroscopiques de la fonction d'onde imposent qu'elle ait la même phase en un point donné du supraconducteur. Il en résulte qu'en intégrant cette phase le long d'une boucle supraconductrice, elle doit être identique à 2π près. On peut relier le gradient de la phase à la présence d'un champ magnétique et ainsi lui appliquer cette même quantification, qui va correspondre à un flux magnétique minimal $\phi_0 = h/2e$ qu'on appelle quantum de flux magnétique avec h la constante de Planck et e la charge de l'électron ¹.

En pratique, un supercourant va circuler dans la boucle et écranter le champ magnétique. Lorsque celui-ci atteint la valeur de $\phi_0/2$, il va changer de signe pour permettre à un flux de pénétrer dans la boucle. Tout se passe donc comme si le courant critique des jonctions Josephson diminue ou augmente en fonction de ce courant d'écrantage. Il atteint ainsi un maximum pour des valeurs entières $n\phi_0$ et minimum pour un flux magnétique $(n + 1/2)\phi_0$. Polarisé à courant constant, la forme de la $I(V)$ associée aux deux jonctions va être modifiée et la tension correspondante va suivre cette évolution.

Le SQUID va donc voir sa différence de potentiel V varier pour des flux magnétiques inférieurs au quantum de flux ce qui en fait un magnétomètre le plus sensible existant. Cette dépendance $V(\phi)$ possède une forme périodique de période ϕ_0 . Un calcul plus précis, en intégrant le potentiel vecteur \vec{A} lié au champ magnétique le long de la boucle supraconductrice nous permet d'exprimer le courant critique du SQUID comme une fonction sinusoïdale (voir figure 8.1) du champ magnétique appliqué (62). Il en résulte un comportement également sinusoïdale de la caractéristique $V(\phi)$.

Couplé à une inductance d'entrée, le courant de sortie du bolomètre I_{bolo} va générer un flux magnétique $\phi = M_{in}I_{bolo}$, qui va directement être mesuré par le SQUID avec M_{in} l'induction mutuelle entre le SQUID et l'inductance d'entrée.

1. Le facteur 2 est lié à la charge d'une paire de Cooper constituée de 2 électrons

8.3 Un système contre-réactionné : La boucle à verrouillage de flux (FLL)

Pour utiliser le SQUID comme amplificateur de courant, il est nécessaire de linéariser sa caractéristique en réalisant pour cela une contre-réaction électronique. On ré-injecte en entrée de l'amplificateur une partie du signal de sortie en opposition de phase, de cette manière on empêche ce signal d'entrée de faire des excursions trop importantes autour de son point de fonctionnement. Le SQUID parcourt ainsi une zone réduite de sa caractéristique $V(\phi)$ où le gain en flux, $dV/d\phi$, peut être considéré comme constant. Un point stable correspondra alors à une des *pent*es positives ou négatives de la sinusoïde. Comme tout système contre-réactionné, il est nécessaire :

- d'avoir un gain $\gg 1$ en boucle ouverte, ce qui impose d'inclure d'autres étages d'amplification,
- d'imposer un pôle d'ordre 1 dominant au système en s'assurant que le gain unité soit atteint avant que le signal ne subisse d'autres pôles (différents étages d'amplification, pôles dus aux capacités et inductances parasites etc...). De cette manière on s'assure que le déphasage du signal réinjecté en entrée soit parfaitement contrôlé. On évite ainsi de se retrouver avec un système instable et par exemple une contre-réaction positive pour les parties hautes fréquences du signal.

On obtient ainsi un système stable, linéaire et dont le gain ne dépend plus que des paramètres de la contre-réaction. On appelle cette contre-réaction une boucle à verrouillage de flux ou FLL (Flux Locked Loop).

Dans notre cas, le signal, après avoir été amplifié par le SQUID, traverse un deuxième étage d'amplification à froid, l'amplificateur SiGe situé sur l'ASIC puis un 3^{ème} étage à 300K, l'amplificateur *Stanford Research* : SR560. Celui-ci va également limiter la bande passante de l'électronique en imposant un pôle d'ordre 1 : f_{BO} , pour rendre le système stable. La tension de sortie est ensuite convertie en courant à l'aide d'une résistance de feedback de forte valeur : $R_{FB} = 13.6k\Omega$ puis ce courant est envoyé dans une bobine de feedback couplée au SQUID pour s'opposer au flux entrant. Ce couplage avec le SQUID est caractérisé par l'inductance mutuelle M_{FB}

Un système contre-réactionné présentera donc des propriétés en boucle fermée comme son gain et sa fréquence de coupure, différentes de celles en boucle ouverte. Afin de les déterminer en boucle fermée, on modélise l'ensemble : SQUID et sa boucle à verrouillage

8.3 Un système contre-réactionné : La boucle à verrouillage de flux (FLL)

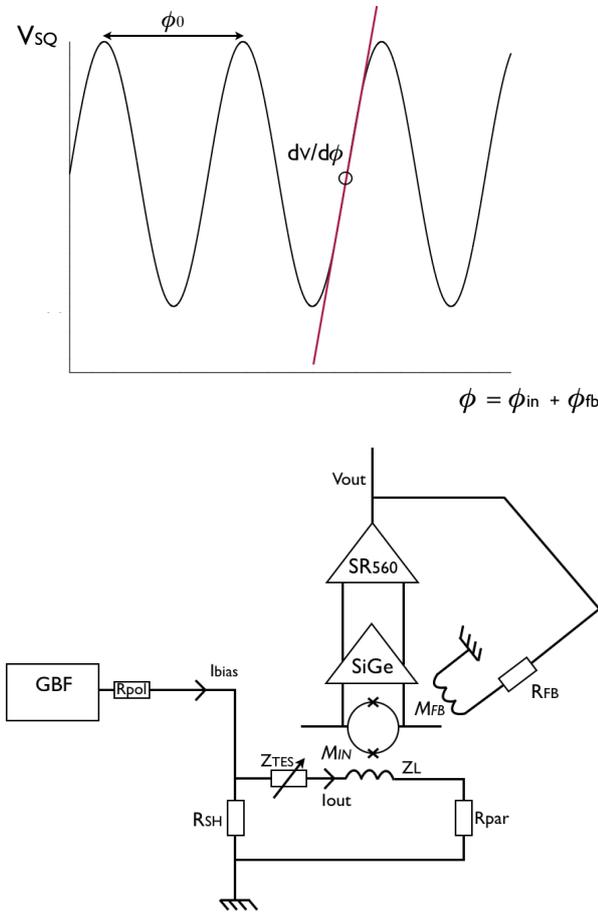


Figure 8.1: .

Principe de fonctionnement du SQUID en FLL - En haut la caractéristique sinusoïdale $V(\phi)$ du SQUID. La période de cette sinusoïde est déterminée par le quantum de flux, ϕ_0 . Pour forcer le fonctionnement du SQUID sur une portion linéaire de cette caractéristique, on réalise une contre-réaction en flux (FLL). On ré-injecte en entrée du SQUID un flux ϕ_{fb} qui va s'opposer à toute variation du flux entrant ϕ_{in} . Le SQUID fonctionne ainsi à flux constant.

La figure du bas présente le schéma électrique permettant de réaliser cette contre-réaction. Un générateur de tension (GBF) délivre une tension constante. On couple celle-ci à une résistance R_{Pol} de forte valeur devant le reste du circuit, on impose un courant, $I_{bias} = V_{GBF}/R_{pol}$. Ce dernier en traversant la résistance de Shunt de faible valeur réalise une polarisation en tension aux bornes du bolomètre. Les deux amplificateurs en cascade, le SiGe et le stanford Research vont assurer un gain en boucle ouverte suffisant pour réaliser la FLL. La tension de sortie est convertie en courant grâce à R_{FB} , une résistance de l'ordre du $k\Omega$ pour ensuite être couplée au SQUID via une inductance mutuelle, M_{FB} .

8. LE SQUID DC

de flux par un schéma bloc (voir la figure 8.2). On exprimera la fonction de transfert de la chaîne de lecture en boucle fermée en ne s'intéressant dans un premier temps qu'à son module. On introduira ensuite les différentes fréquences de coupure de chaque élément pour en déduire la fréquence de coupure en boucle fermée.

Gain de la FLL : G_{FLL}

La contre-réaction est réalisée en flux et on appelle A le gain de la chaîne directe ou gain de boucle ouverte en $[V/\phi]$ (voir figure 8.2),

$$A = G_{SQUID} G_{SiGe} G_{SR} \quad (8.1)$$

B est le taux de contre-réaction,

$$B = \frac{M_{FB}}{R_{FB}} \quad (8.2)$$

Le gain en boucle fermée s'écrit :

$$G_{BF} = \frac{A}{1 + AB} \quad (8.3)$$

Le terme AB est appelé le gain de boucle : G_{boucle} . En ouvrant la chaîne de lecture à n'importe quel endroit, on définit deux nouveaux points. Ces points vont constituer l'entrée et la sortie à partir desquelles on mesure et définit le gain de boucle. On l'écrit :

$$G_{boucle} = AB = G_{SQUID} G_{SiGe} G_{SR} \frac{M_{FB}}{R_{FB}} \quad (8.4)$$

On cherche à satisfaire la condition suivante : $G_{boucle} \gg 1$, en prenant un gain de chaîne directe A le plus grand possible. De cette manière, l'expression du gain en boucle fermée se réduit à l'inverse du taux de réaction :

$$G_{BF} \approx \frac{1}{B} \approx \frac{R_{FB}}{M_{FB}} \quad (8.5)$$

Pour retrouver le gain de la chaîne électronique complète c'est à dire en $[V/A]$ on multiplie simplement le terme précédent par l'inductance mutuelle d'entrée M_{in} et on obtient :

$$G_{FLL} = \frac{M_{in}}{M_{fb}} R_{fb} \quad (8.6)$$

8.3 Un système contre-réactionné : La boucle à verrouillage de flux (FLL)

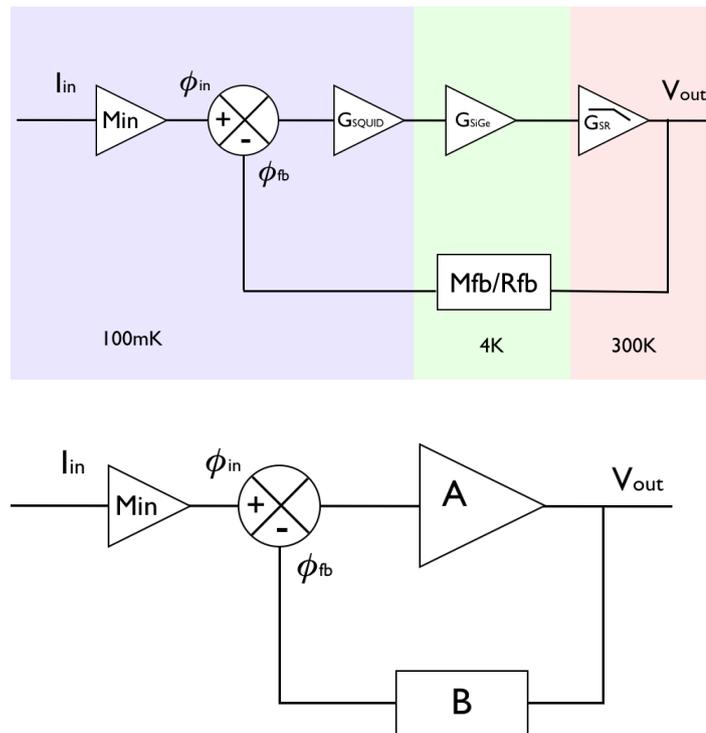


Figure 8.2: .

Schémas bloc du SQUID en boucle fermée - Les deux schémas représentent le même circuit de lecture en explicitant les différentes notations utilisées dans ce chapitre. La contre-réaction est réalisée en flux, ϕ . Le gain du SQUID est donc donné en $[V/\phi]$. L'ensemble des amplificateurs de la chaîne principale : le SQUID, le stanford research et l'amplificateur SiGe déterminent le gain en boucle ouverte : A. Le terme de contre réaction, B est quant à lui donné par l'induction mutuelle de feedback et la résistance de feedback. On introduit un étage supplémentaire M_{in} en dehors de la boucle, permettant de convertir le courant d'entrée en flux magnétiques.

8. LE SQUID DC

On voit que le gain en boucle fermée ne dépend donc que du taux de contre-réaction fixé par des composants externes et passifs, et non plus du gain A constitué des différents amplificateurs de la chaîne principale. Avec notre choix de technologie, ce gain vaut

$$G_{FLL} = 1.38 \cdot 10^6 V/A$$

Un signal de l'ordre du $\approx pA$ à l'entrée du SQUID (ce qui correspond au bruit thermique) correspondra en sortie à une tension de l'ordre de $\approx uV$. Le bruit d'un convertisseur analogique numérique est autour de $100nV$, on peut donc se permettre de diminuer à l'avenir le gain en boucle fermée (en diminuant R_{FB} par exemple) pour augmenter la linéarité et la dynamique de l'ensemble de la chaîne de lecture.

Fréquence de coupure de la FLL : f_{FLL}

On peut associer à ce gain en boucle fermée une fréquence de coupure f_{FLL} . Pour la calculer, on introduit le pôle d'ordre 1 dans la boucle ouverte :

$$\frac{1}{1 + jf/f_{BO}} \quad (8.7)$$

avec f_{BO} la fréquence de coupure de la chaîne directe. L'équation 8.3 devient alors :

$$G_{BF} = \frac{\frac{A}{1+jf/f_{BO}}}{1 + \frac{A}{1+jf/f_{BO}}B} \quad (8.8)$$

En développant cette expression, on trouve que cette fonction de transfert possède un gain continu égal à G_{boucle} et un pôle d'ordre 1 qui s'écrit

$$f_{FLL} = f_{BO}(1 + G_{boucle}) \quad (8.9)$$

En reprenant l'approximation du gain de boucle supérieur à l'unité ($G_{boucle} \gg 1$) on trouve simplement :

$$f_{FLL} = G_{boucle}f_{BO} \quad (8.10)$$

8.4 Contraintes imposées par l'utilisation des SQUIDS

Conditions de stabilité de la FLL

8.4 Contraintes imposées par l'utilisation des SQUIDs

Pour que la contre-réaction soit stable, il faut ne pas introduire de pôle supplémentaire¹ tant que le gain de boucle est supérieur à 1. La conservation du produit gain bande nous permet d'écrire,

$$G_{boucle} * f_{BO} = 1 \cdot f_{unite} = f_{unite} \quad (8.11)$$

avec f_{unite} la fréquence à laquelle le gain de boucle est égal à 1. Le deuxième pôle de l'ensemble de la chaîne de lecture est celui de l'amplificateur SiGe à 5MHz. Il constitue donc une valeur maximale pour f_{unite} . En utilisant l'égalité donnée par l'équation 8.10 on obtient une contrainte directe sur la fréquence maximale à laquelle la FLL peut fonctionner pour être stable : 5MHz, ce qui est amplement suffisant dans notre cas.

Une deuxième source pouvant entraîner une FLL instable est le temps de propagation du signal dans les câbles. Entre le moment où le signal est amplifié et celui où il est réinjecté, il subit un déphasage dépendant de son temps de propagation dans les fils. Ce temps de propagation (ou de retard), t_{prop} , est identique quelque soit la fréquence du signal considéré. En revanche, le déphasage en radian s'exprime comme :

$$\Phi = 2\pi t_{prop} f \quad (8.12)$$

avec f la fréquence du signal. Pour une même longueur de câble, le déphasage est donc d'autant plus important que la fréquence du signal est élevée.

Afin de ne pas injecter de signal en phase avec le signal d'entrée et rendre le système instable, on autorisera le déphasage lié au câble d'être au maximum de 45° ². Un système est stable si son gain de boucle est inférieur à l'unité lorsque le déphasage atteint cette valeur.

Le temps de propagation dans les lignes a été mesuré pour notre système à 700ns³. D'après les équations 8.10 et 8.11 la fréquence à laquelle le gain de boucle est égal à 1 est également la fréquence de la FLL. La marge de phase de 45° et le temps de propagation mesuré nous donne ainsi la limite haute à laquelle la FLL peut fonctionner de manière stable pour cette architecture 24 canaux :

$$f_{FLLlimite} = \Phi_{45}/(2\pi t_{prop}) \approx 180kHz \quad (8.13)$$

-
1. car on le rappelle à la fréquence de coupure, un pôle induit un déphasage de 45°
 2. Le pôle d'ordre 1 qu'on impose au système crée déjà un déphasage de 45° à sa fréquence de coupure et pouvant aller jusqu'à 90° au delà. De plus, on désire garder une marge de phase de 45° .
 3. Un câble mesurant 3m génère un retard d'à peu près 100ns pour une vitesse de propagation au dixième de celle de la lumière

8. LE SQUID DC

En limitant, soit le gain en boucle ouverte soit la fréquence de coupure en boucle ouverte f_{BO} , on s'assure que tous les signaux supérieurs à 180kHz subissent un gain de boucle inférieur à l'unité. Un taux de multiplexage de 10kHz, impose que la FLL ait une bande passante au moins 5 fois plus élevée pour des raisons de crosstalk. Ceci est totalement envisageable pour cette architecture 24 canaux. En revanche, le multiplexage cadencé à 100kHz nécessaire pour les 128 pixels, impose une FLL d'au moins 500kHz. On cherchera donc pour les développements futurs à minimiser la longueur des câbles pour gagner en bande passante. On rappelle que la réduction de ces câbles entraîne une augmentation de la charge thermique sur les étages froids.

Etalonnage du niveau DC

La caractéristique du SQUID est périodique et la boucle à verrouillage de flux possède de nombreux points de fonctionnement chacun défini à une période près de la $V(\phi)$. Ainsi, deux signaux présentant le même nombre entier de ϕ_0 auront la même tension de sortie et ne seront donc pas distinguables. Le gain établi dans la partie précédente n'est donc valable que pour des fluctuations de courant, où la somme des flux générés en entrée du SQUID soit inférieure à 1/4 de ϕ_0 , c'est à dire que :

$$\phi_{in} - \phi_{fb} < \phi_0/4. \quad (8.14)$$

Au delà, la FLL va se verrouiller sur un autre point de fonctionnement du SQUID. En conséquence, une mesure absolue du courant amplifié nécessite d'étalonner au préalable le SQUID avec un champ magnétique ou un courant d'entrée connu.

Mise en oeuvre

La grande sensibilité des SQUIDS leur permet d'atteindre d'excellentes performances en bruit mais les rend également extrêmement sensibles à leur environnement et donc difficiles à mettre en oeuvre. Toute fluctuation du champ magnétique par exemple va se traduire par l'ajout de bruit supplémentaire ou, une diminution de la dynamique de la $V(\phi)$. Les vibrations mécaniques dans un champ magnétique constant sont par exemple une des principales sources de bruits observées dans notre système. A titre indicatif, le champ magnétique terrestre correspond à $\approx 100 \phi_0$, un blindage magnétique efficace est donc indispensable. A cela s'adjoint une importante sensibilité à tous les signaux parasites hautes fréquences. Lorsqu'ils se couplent directement au SQUID, ils

8.4 Contraintes imposées par l'utilisation des SQUIDs

peuvent réduire la dynamique de sa caractéristique $V(\phi)$ ou même la supprimer momentanément entraînant par exemple des sauts de flux. Toutes ces considérations imposent de bien contrôler l'environnement électromagnétique (filtrage des signaux entrants dans le cryostat, câblage torsadé ou blindé etc....) (63).

Coûts

Enfin le SQUID n'est pas un amplificateur commercialisé à grande échelle, son coût s'en retrouve relativement élevé. Pour le développement de larges matrices, la question de prise en charge de la fabrication devient un réel enjeu.

8. LE SQUID DC

Chapitre 9

Le multiplexage

Le développement de grandes matrices de détecteurs fonctionnant à basse température et les limites de la cryogénie imposent de réduire autant que possible la puissance dissipée sur les étages froids. Les kilo-pixels nécessaires pour atteindre la sensibilité requise par les objectifs scientifiques ne peuvent désormais plus être amplifiés et connectés individuellement. Le multiplexage permet avec une seule chaîne de lecture de lire un nombre N de détecteurs avec la même chaîne de lecture. On parlera de N comme le taux de multiplexage. Il permet non seulement de limiter le nombre d'amplificateurs en fonctionnement mais également de réduire la quantité de fils allant vers l'étage froid.

9.1 Les différentes techniques de multiplexage

On distingue aujourd'hui 3 techniques de multiplexage dans le cadre de l'utilisation des bolomètres supraconducteurs couplés avec des SQUIDs (voir figure 9.1).

9.1.1 Le multiplexage temporel

Le signal d'un pixel est amplifié puis envoyé vers une ligne de sortie commune à tous les pixels, un *interrupteur* nous permet ensuite de lire le pixel suivant. On a donc une unique ligne de sortie qui va contenir l'information de tous les pixels agencée séquentiellement. La fréquence de balayage doit être suffisamment rapide pour que le signal du détecteur soit correctement échantillonné dans sa bande passante. Il faut pour cela qu'il respecte le théorème de Shannon-Nyquist, c'est-à-dire que chaque détecteur doit être lu à une fréquence d'échantillonnage : $f_e > 2f_{MAX}$ où f_{MAX} est la fréquence

9. LE MULTIPLEXAGE

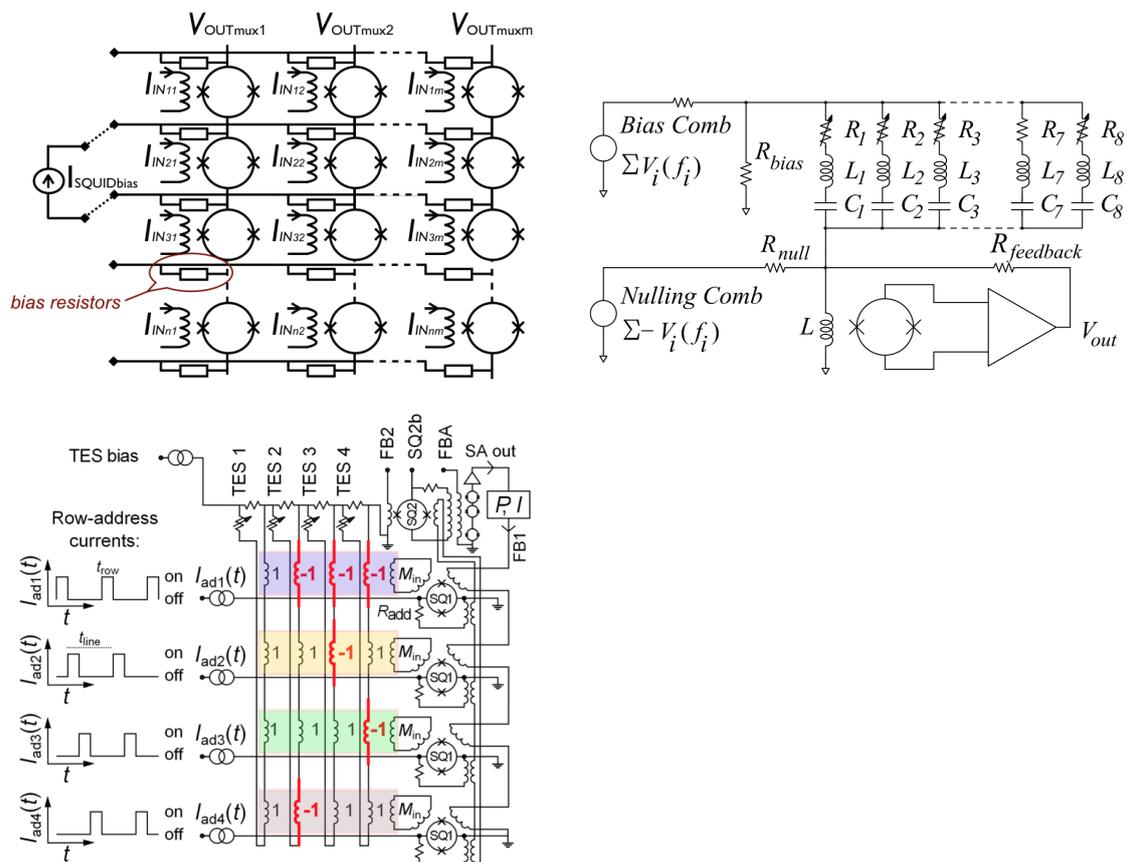


Figure 9.1: .

Techniques de multiplexage - Le 1er schéma présente notre *design* de multiplexage temporel. Chaque ligne de SQUID est polarisée l'une après l'autre et les V_{OUTMUX} qui représentent les différentes entrées de l'amplificateur SiGe permettent la sélection des colonnes.

Le 2ème schéma est un multiplexeur fréquentiel. On reconnaît les filtres LC qui vont sélectionner les porteuses et la génération des *Nuller* qui vont réduire la dynamique de celles-ci en entrée du SQUID.

Le 3ème schéma est un multiplexeur à division codé. Le principe de lecture des SQUIDS de manière séquentielle est identique par rapport au multiplexage temporel par contre, chaque SQUID devant lire le signal provenant de tous les TES (en suivant le code de Walsh), ils possèdent autant de bobines d'entrée que de détecteurs à multiplexer.

maximale du signal. Tout signal ou bruit au-delà de cette fréquence sera donc mal échantillonné et apparaîtra comme du bruit supplémentaire dans la bande correctement échantillonnée. Il sera donc important d'identifier l'ensemble des bruits et signaux au delà de f_{MAX} pour les réduire autant que possible (voir partie 9.2). En augmentant le nombre de détecteurs, on va diminuer la fréquence d'échantillonnage et donc ce bruit va augmenter en $\propto \sqrt{N_{detec}}$. On parle de bruit de repliement ou *d'aliasing*. Cette technique présente actuellement les meilleurs taux de multiplexage sans dégrader le rapport signal à bruit des TES (64). Le fonctionnement basse fréquence autorise également une plus grande facilité de mise en oeuvre de l'électronique à température ambiante. Enfin la chaîne de polarisation de chaque TES est identique quelque soit le canal contrairement aux filtres LC du multiplexage fréquentiel ou différentes inductances d'entrées du multiplexage par division codé. On espère ainsi diminuer tous risques de systématiques lors du fonctionnement des détecteurs.

9.1.2 Le multiplexage fréquentiel

Le signal de chaque pixel est modulé par une porteuse à une fréquence qui lui est propre¹. Les signaux modulés sont ensuite sommés par un seul SQUID et la démodulation intervient à température ambiante (65).

Ce système présente l'avantage de ne pas générer de bruit supplémentaire lorsqu'augmente le taux de multiplexage N . Il possède également un nombre réduit de fils d'accès sur l'étage le plus froid : seulement 2 pour un module multiplexé de N détecteurs. De plus, la sélection des porteuses est réalisée à froid par des filtres résonnants LC qui ne dissipent aucune puissance, et donc cela réduit la consommation. Cette architecture permet également de travailler avec un nombre réduit de SQUIDS ce qui est un avantage en terme de coût. Le taux de multiplexage est déterminé par le nombre de porteuses que peut transporter un canal de l'électronique de lecture, chacune ayant sa propre fréquence.

Ainsi, la limitation principale va venir de la bande passante du SQUID en FLL, autour de quelques MHz, et de sa dynamique. La longueur des câbles joue d'ailleurs un rôle primordial car elle introduit un déphasage du signal et donc limite la bande passante de la FLL. Travailler avec des taux de multiplexage plus élevés impose soit d'utiliser des

1. Cette fréquence devra être plus élevée que la fréquence des bolomètres, typiquement autour de 200kHz minimum pour des bolomètres à 100Hz (65)

9. LE MULTIPLEXAGE

câbles plus courts et donc se confronter aux limites de la cryogénie, soit de compenser ces déphasages. C'est la stratégie adoptée pour le développement du multiplexage de l'instrument SPICA (66). De plus les filtres LC servant à définir les fréquences des porteuses sont complexes à mettre en oeuvre. Ces derniers doivent présenter une fréquence de résonance différente pour chaque pixel or la valeur des inductances est difficile à prévoir à basse température. Il est donc nécessaire de séparer suffisamment les porteuses pour éviter le *crossstalk* entre deux porteuses avec des fréquences adjacentes. Des problèmes de dynamique risquent de se poser car chaque SQUID verra, au signal de chaque pixel s'ajouter celui des porteuses. Enfin ajoutons que les résistances parasites des capacités et inductances sont difficilement contrôlables et empêche d'utiliser des TES à trop basse impédance.

9.1.3 Le multiplexage par division codé

Tous les TES sont polarisés en permanence et couplés à l'ensemble des SQUIDS tantôt de manière positive, tantôt de manière négative en suivant un code de Walsh (67). Chacun des SQUIDS est lu de manière séquentielle tout comme pour un multiplexeur temporel, mais au lieu de recevoir le signal provenant d'un seul TES, il lit une combinaison de signaux provenant de tous les TES (positive ou négative selon l'orientation de la bobine d'entrée), cette combinaison est différente d'un SQUID à l'autre. Le signal de sortie est ensuite démodulé en le multipliant par l'inverse de la matrice de Walsh qui a servi pour l'encodage (68). Cette technique présente l'avantage de ne pas replier le bruit du détecteur dans la bande utile car celui-ci est lu en permanence. L'amélioration en terme de performance pure n'est pas flagrante, car la majeure partie du bruit replié provient du SQUID lui même (que ce système subit également). Toutefois cela relaxe beaucoup la contrainte sur la bobine d'entrée qu'on pourra laisser faible même pour un taux de multiplexage élevé. Le système sera ainsi mieux adapté pour la lecture de détecteurs rapides ¹

1. L'inductance d'entrée est prise habituellement la plus élevée possible, pour que le pôle électrique soit au plus proche du pôle thermique. On limite ainsi la bande passante du TES et donc son bruit de repliement

9.2 Optimisation du multiplexeur temporel

L'utilisation d'un multiplexeur temporel va présenter trois figures de mérites : le taux de multiplexage, le bruit replié et le *crosstalk*. L'optimisation de ces trois paramètres va imposer des contraintes et des ajustements sur les détecteurs et l'électronique de lecture. Définissons tout d'abord quelques fréquences caractéristiques du système :

- f_{mux} est la fréquence de multiplexage, c'est-à-dire celle à laquelle on va passer d'un pixel à l'autre.
- f_{FLL} est la fréquence de coupure de l'électronique de lecture en boucle fermée. Elle est déterminée par le gain de boucle G_{boucle} et le pôle d'ordre 1 imposé au système. C'est la fréquence vue par tout signal entrant non filtré par l'inductance du SQUID (les fonctions portes qui polarisent chaque SQUID par exemple). Pour le multiplexeur 24 canaux, elle a été mesurée autour de 40kHz.
- $f_e = f_{mux}/N$ avec N le nombre de détecteurs multiplexés, est la fréquence d'échantillonnage, celle à laquelle les TES sont lus. Elle va déterminer la fréquence limite au delà de laquelle les bruits sont repliés.

Crosstalk

La fréquence de la FLL va limiter tous les signaux dans la boucle. Ceci implique le basculement d'un pixel à l'autre qui va s'établir avec une constante de temps $\tau_{crosstalk} \propto 1/f_{FLL}$ (voir figure 9.2).

De plus, la fréquence à laquelle est cadencé le multiplexeur, f_{mux} , détermine le temps passé sur un pixel à chaque lecture. Ainsi, plus la fréquence de multiplexage est proche de la fréquence de coupure de la FLL, plus la proportion de signal provenant d'un pixel précédent sur le suivant sera importante. Il est donc nécessaire de conserver une marge entre f_{FLL} et la fréquence de multiplexage f_{mux} pour garder un faible taux de crosstalk. On pose pour notre design $f_{FLL} = 5f_{mux}$ (On renvoie au stage de F. Khaled (69)). Un convertisseur analogique numérique rapide nous permettra d'acquérir plusieurs points au passage de chaque pixel et en retirant les premiers points on espère diminuer significativement le taux de crosstalk. Une étude plus précise reste nécessaire pour optimiser ce système.

Le bruit de repliement

9. LE MULTIPLEXAGE

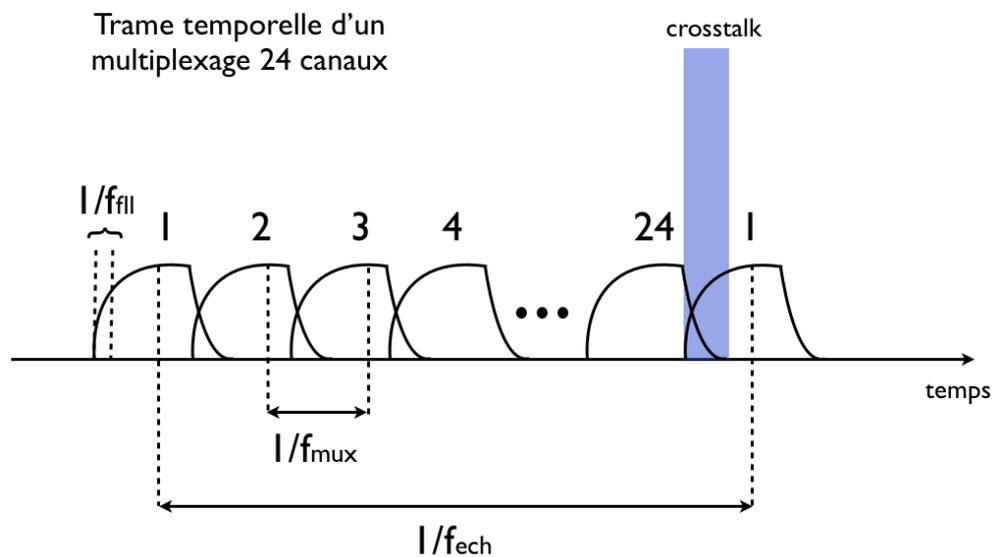


Figure 9.2: Schéma d'une trame temporelle lors du balayage des 24 canaux - L'adressage de chaque pixel devrait correspondre à un signal carré parfait. Celui-ci est en réalité filtré par la fréquence de coupure de l'électronique : f_{FLL} , entraînant du crosstalk entre deux pixels adjacents. f_{mux} est la fréquence à laquelle le multiplexeur passe d'un canal à l'autre. On voit que le rapport f_{FLL}/f_{mux} va déterminer le taux de crosstalk. f_{ech} est la fréquence d'échantillonnage d'un bolomètre, il doit être au moins supérieur au double de la fréquence de coupure du bolomètre. Toutefois, le bruit de l'électronique n'est filtré que par f_{FLL} , celui-ci est donc fortement replié.

9.2 Optimisation du multiplexeur temporel

Le bruit de repliement impose de travailler avec f_e la plus élevée possible, ce qui s'obtient soit en diminuant le taux de multiplexage N , soit en augmentant f_{mux} . Or nous avons vu que le rapport entre f_{mux} et f_{FLL} dicte le taux de crosstalk. La seule solution reste d'augmenter conjointement la fréquence de la FLL et la fréquence de multiplexage mais cela accroîtrait également la bande passante du bruit et ne présenterait donc aucune amélioration pour le bruit replié.

On identifie deux sources majeures qui contribuent au bruit de repliement :

- Le bruit du détecteur avec une fréquence de coupure déterminée par l'inductance d'entrée du SQUID et la résistance de ce détecteur.
- Le SQUID étant large bande, son bruit va être limité en fréquence par la bande passante de la FLL (40 kHz dans notre cas)

Il est possible de diminuer le bruit de repliement en réduisant les niveaux de bruits de ces deux éléments ou en limitant leur bande passante pour ainsi être correctement échantillonné.

Bande Passante

Les variations de la puissance incidente sur le détecteur ne dépassant pas une cinquantaine de Hertz (voir partie 7.2.4), on peut se permettre de filtrer au plus bas le signal dans la boucle contenant la résistance de polarisation, le détecteur et l'inductance d'entrée du SQUID. On abaissera pour cela la fréquence de coupure du pôle réalisé par le circuit RL correspondant en travaillant avec la plus grande inductance d'entrée possible. Il faudra s'assurer que ce pôle électrique reste supérieur au pôle électro-thermique (≈ 6 fois (3)) pour des raisons de stabilité¹. D'autres expériences utilisant un multiplexeur temporel proposent de rajouter une inductance de Nyquist en série (52) distincte de celle associée au SQUID.

Niveau de bruit

En diminuant la résistance de fonctionnement du bolomètre, on augmente la réponse du détecteur (voir partie 7.3.4). Une puissance incidente générera donc un courant plus important, ce qui nous permettra ainsi de relâcher les performances requises pour l'électronique.

1. Lorsque le pôle électrique devient important, il induit une résistance en série avec le bolomètre qui empêche sa polarisation en tension et le rend instable

9. LE MULTIPLEXAGE

L'efficacité du filtrage du bruit du détecteur (autour de 500Hz) à l'aide de l'inductance d'entrée rend la contribution des SQUIDS dominante vis-à-vis du bruit de repliement (on rappelle que le SQUID est un amplificateur pouvant aller jusqu'au MHz). Ils devront donc présenter une marge de bruit importante par rapport à celui du bolomètre pour permettre un multiplexage. On prendra typiquement un SQUID dont le bruit est au moins \sqrt{N} fois plus faible que celui du détecteur. L'utilisation d'une inductance d'entrée élevée va dans ce sens car en augmentant la mutuelle de couplage entre le SQUID et la bobine, on réduit d'autant le bruit du SQUID ramené en entrée.

9.3 Le multiplexeur 24 canaux

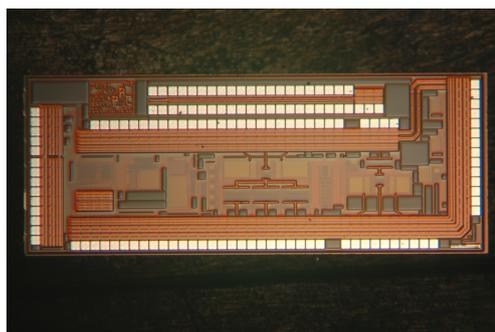


Figure 9.3: ASIC "B2B" 24 canaux - Les dimensions de la puce sont de 4.8mm par 1.1mm. L'ASIC comporte : (i) Un amplificateur SiGe à 3 entrées multiplexées. (ii) Une source de courant à 8 entrées multiplexes. (iii) Une horloge reliée aux sources de courants et à l'amplificateur.

Le multiplexeur 24 canaux développé à l'APC opère un multiplexage temporel 2D, ligne/colonne (70). Pour cela, il s'appuie sur deux éléments de base qui vont être utilisés comme amplificateur et interrupteur : les SQUIDS à 100mK et l'amplificateur SiGe à 4K. Les détecteurs, polarisés en permanence, possèdent chacun un SQUID dédié et forment un réseau de 8 lignes de 3 colonnes, chaque ligne étant constituée de 3 SQUIDS (voir figure 9.1). L'amplificateur SiGe possède 3 entrées multiplexées chacune reliée à une colonne de 8 SQUIDS. Ainsi, en polarisant une première ligne de SQUIDS, on sélectionne 3 pixels que l'amplificateur SiGe va lire successivement. On polarise ensuite la ligne suivante de SQUIDS jusqu'à balayer de manière similaire l'ensemble de la matrice. Grâce à cette architecture, et, comparativement à un système non multiplexé,

la puissance dissipée par l'ensemble des SQUIDs est 8 fois plus faible, le nombre de câble d'adressage et de lecture des SQUIDs est divisé quant à lui par 4.

L'ASIC "B2B" (figure 9.3) utilisé pour cette architecture contient donc l'amplificateur SiGe et la source de courant multiplexée pour adresser chaque ligne de SQUID. Ces deux éléments sont contrôlés par un signal d'horloge appliqué en externe à la fréquence d'échantillonnage voulue. Le bruit blanc en entrée de l'amplificateur SiGe est $\approx 0.15nV/\sqrt{Hz}$ à 4K. Il possède une remontée en $1/f$, avec un *corner frequency* de 10kHz. Bien qu'aux basses fréquences, l'on reste dominé par le bruit Johnson du TES, le bruit de l'amplificateur SiGe est supérieur à celui du SQUID en sortie¹. Il est donc nécessaire d'échantillonner correctement le signal de chaque TES jusqu'à au moins une fréquence de 20kHz pour être certain que la contribution principale au bruit replié soit celle du SQUID, et non celle associée à l'amplificateur SiGe.

La figure 9.4 présente les premiers tests réalisés en l'absence de détecteur. La variation du niveau DC traduit le décalage *d'offset* entre différents canaux qui peut être causé par le SQUID ou l'amplificateur SiGe. Chaque canal porte la caractéristique $V(\phi)$ du SQUID correspondant. On remarque un offset important qui apparaît régulièrement, il est principalement causé par la deuxième voie de l'ampli SiGe. Cette mesure réalisée à une fréquence de multiplexage de 500 Hz a été une première démonstration du fonctionnement du dispositif.

Ces considérations nous amènent à aborder les deux points principaux qui ont fait l'objet de modifications du nouvel ASIC pour le multiplexage de 128 pixels par rapport à l'ASIC *B2B*. Il s'agit de la gestion de l'offset entre canaux et nous le verrons dans la partie 10.1, de la puissance dissipée par les résistances d'adressages. Ajoutons que ce taux de multiplexage élevé impose une fréquence de balayage également plus importante : $f_{mux} = 100kHz$.

9.4 La compensation d'offset

La présence *d'offset* entre deux pixels présente deux inconvénients majeurs. Le premier est qu'il impose une dynamique globale de la chaîne de lecture élevée et plus particulièrement pour les derniers étages d'amplification. Pour supporter cette dynamique, il est de manière générale nécessaire d'abaisser le gain en boucle ouverte et donc

1. Le gain du SQUID en boucle ouverte est de 2000 [V/A] pour un bruit de $0.3pA/\sqrt{Hz}$.

9. LE MULTIPLEXAGE

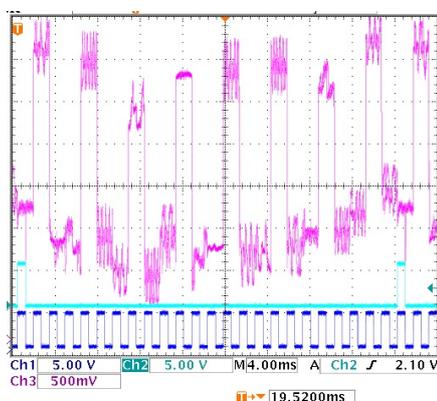


Figure 9.4: $V(\phi)$ du SQUID pour les 24 canaux - Multiplexeur 24 pixels en fonctionnement, chaque décalage du niveau DC indique un changement de canal. On aperçoit sur chacun d'entre eux la caractéristique du SQUID en boucle ouverte. La fréquence de multiplexage est ici de 500Hz.

de dégrader les performances de la FLL, notamment, sa dynamique en boucle fermée, sa capacité de linéarisation et sa bande passante.

La deuxième considération concerne le crosstalk, lors de la lecture d'un pixel, le signal du détecteur précédent va continuer d'être vu avec une constante de temps τ qui est liée à la bande passante de la FLL, celle-ci a été mesurée dans notre configuration autour de $\approx 40\mu s$. Au bout de 3τ , on continue à voir 5% du signal donc plus l'offset entre deux pixels est élevé, plus le crosstalk est important. Le niveau DC ne contenant aucune information, il peut être ajusté indifféremment à un ϕ_0 près. On réalise donc une compensation d'offset en rajoutant une tension continue supplémentaire au niveau de l'ampli SiGe pour que la tension de sortie de la FLL soit stable autour de 0V. La nouvelle version de l'ASIC 128 incorpore cette fonction directement à froid, la différence de potentiel entre chaque canal est mesurée lors d'une procédure d'étalonnage, des signaux de consigne correspondants sont mémorisés puis réinjectés en entrée de l'ampli SiGe (71). L'implémentation de cette technique ne permet pas de réduire le taux de crosstalk, mais évite que des offsets de niveau important y contribuent.

9.5 L'adressage capacitif

Le tableau 10.1 montre que la majorité de la puissance dissipée sur l'étage froid est due aux résistances d'adressage. Celle-ci, pour maintenir un crosstalk de l'ordre du %

doit être 100 fois supérieure à l'impédance du SQUID. Pour résoudre ce problème, la nouvelle version du multiplexeur aura des capacités d'adressage à la place des résistances (72). On utilise le fait que ces éléments présentent des impédances non dissipatives. On peut voir le multiplexage temporel comme une modulation par un signal carré à faible rapport cyclique de chaque pixel, la génération de ce signal carré est obtenue en allumant et éteignant une source de courant DC sur chaque ligne de SQUID. On se propose de polariser à la place, les SQUIDS avec un courant carré de valeur moyenne nulle ayant la même fréquence que celle d'échantillonnage, typiquement 10kHz pour le multiplexeur 24 pixels (voir figure 9.5). Pour ce courant à haute fréquence, les capacités seront totalement passantes.

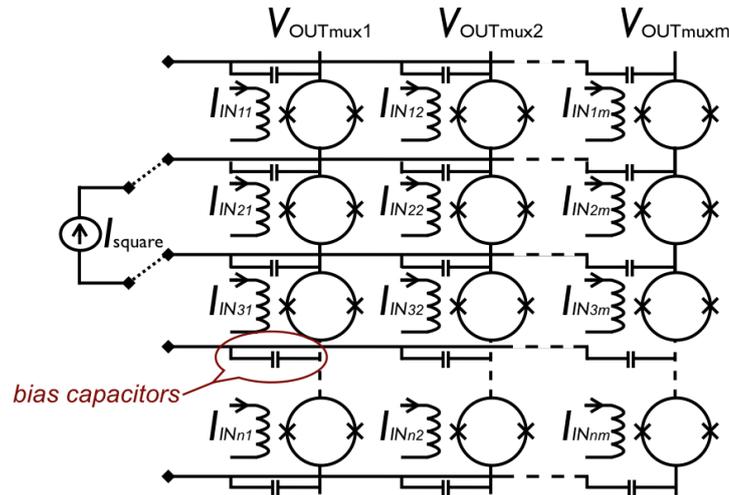


Figure 9.5: Architecture 2D d'un multiplexeur temporel utilisant des capacités d'adressage - I_{square} est le signal carré à faible rapport cyclique. Chaque ligne de SQUID est amplifiée par une voie multiplexée, $V_{OUT_{mux}}$ d'un amplificateur SiGe.

En revanche, la tension générée par un SQUID voisin subira le même pont diviseur de tension que dans le cas des résistances mais avec l'impédance de la capacité d'adressage ωC . Le signal de polarisation des lignes de SQUIDS quant à lui, étant un signal carré à valeur moyenne nulle, il sera alternativement positif et négatif. Chaque colonne de l'amplificateur multplexé devra donc être câblé en conséquence pour voir tous les signaux positifs.

9. LE MULTIPLEXAGE

Quatrième partie

Mesures et Caractérisations

”If you do not test, it will not work. There is no such thing as risk it will not work, it is a certainty that it will not work”

John Mather, *about what he learnt from his phd*

Dans ce chapitre nous aborderons les mesures effectuées à l’APC pour caractériser une matrice de bolomètres supraconducteurs 23 pixels. Au cours de cette thèse deux d’entre elles ont été utilisées, l’une à membranes pleines, APCTES00, où seul le silicium a été creusé, et l’autre à membranes suspendues, APCTES04. Nous avons utilisé successivement pour ces tests deux électroniques de lectures différentes basées sur une architecture de multiplexeur temporel identique (voir chapitre III) : un démonstrateur 4 canaux et un multiplexeur 24 canaux. Nous présenterons principalement dans ce manuscrit les résultats obtenus sur la matrice à membranes suspendues avec le multiplexeur 24 canaux.

Toutes les mesures ont été réalisées en l’absence de puissance optique, dans un cryostat à dilution dont la platine froide peut atteindre des températures allant jusqu’à 13mK. Les bolomètres sont situés sur cette platine froide à laquelle est attachée une régulation thermique de type *PID* pour ajuster la température de bain. L’électronique, quant à elle, est répartie entre la platine froide, l’étage à 4K et la température ambiante pour le multiplexeur 24 canaux. Les objectifs de ces tests étaient multiples :

1. mettre en évidence la contre-réaction électro-thermique et donc le fonctionnement du NbSi supraconducteur en bolomètre,
2. établir des procédures de tests et d’étalonnage afin de complètement caractériser le détecteur,
3. déduire de ces paramètres des performances théoriques en bruit et les confronter à la mesure,
4. comprendre et valider les propriétés de l’architecture thermo-mécanique soutenant l’ensemble de la chaîne de lecture et les détecteurs et enfin,
5. intégrer l’électronique de lecture multiplexée.

Nous présenterons dans un premier temps le dispositif de test et l'architecture thermo-mécanique du multiplexeur 24 canaux en mettant en avant les changements opérés par rapport au démonstrateur 4 pixels. Nous expliquerons ensuite comment sont extraits les paramètres statiques, c'est à dire la conductance thermique, la résistance normale du TES ainsi que ses différents points de fonctionnement (I_o, V_o) à l'aide des caractérisations courant/tension. La variation de ces paramètres statiques d'un pixel à l'autre est aussi une excellente façon de sonder l'uniformité de la fabrication sur un même wafer. Dans un deuxième temps, nous aborderons les mesures d'impédances complexes et comment celles-ci nous permettent de recouvrir les paramètres dynamiques : α , β et constante de temps.

A partir de l'ensemble de ces résultats, on pourra construire un modèle de bruit auquel on confrontera des mesures, afin de mettre en évidence leur accord ou dans le cas contraire, la présence éventuelle de bruit en excès.

Chapitre 10

Les dispositifs expérimentaux

La compréhension de l'environnement dans lequel sont utilisés les TES est un des points clés du développement d'une chaîne complète et cohérente de détection. En effet, la nécessité d'obtenir des détecteurs avec une grande sensibilité impose de travailler à basse température. Les nombreuses contraintes instrumentales qui en découlent, notamment l'utilisation d'un câblage spécifique, vont les rendre très sensibles aux parasites extérieurs.

On s'attardera ainsi dans cette partie sur la cryogénie, le câblage et l'architecture thermo-mécanique de l'ensemble de la chaîne. Ces trois points qui, bien que n'apparaissant que secondaires quant aux performances ultimes du détecteur, n'en constituent pas moins un élément crucial pour le développement d'une expérience comme QUBIC. Après les avoir décrit, on mentionnera les contraintes imposées au regard des performances et de la stabilité des détecteurs. On proposera en conséquence des améliorations intéressantes pour la prochaine génération de matrices de bolomètres.

10.1 La cryogénie

Toutes les mesures ont été conduites dans un cryostat à dilution dont on peut avoir une vue générale sur la photo 10.1. Le cryostat consiste en une enceinte fermée sous vide où de multiples étages, chacun à une température donnée, sont reliés en cascade les uns aux autres. Pour atteindre des températures inférieures au Kelvin, il est primordial d'isoler thermiquement l'étage le plus froid de l'extérieur. Dans cette optique, le lien mécanique entre les différents étages est constitué de matériaux ne conduisant

10. LES DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

que faiblement la chaleur (inox ou matériau en fibre de verre, *G10*). De même, la qualité du vide va permettre de minimiser les apports de chaleur par conduction et convection entre étages. On assure également une isolation optique pour limiter un échauffement thermique par rayonnement en utilisant des boucliers réfléchissants pour chaque étage. On distinguera plus particulièrement l'étage à 4K où est située une partie de l'électronique, et la platine froide où reposent les détecteurs (et les SQUIDS pour le multiplexeur 24 canaux). Cette dernière sera régulée en fonction de la température de bain désirée pour les bolomètres, typiquement autour de 200mK.

Le système à dilution repose sur les propriétés particulières du mélange $^3\text{He}/^4\text{He}$ (décrit dans le paragraphe sur la dilution) qui se manifestent en dessous du Kelvin pour atteindre la température la plus froide (une dizaine de mK). Il est donc nécessaire d'utiliser plusieurs techniques cryogéniques en amont pour atteindre cette température.

Les étapes de pré-refroidissement

L'utilisation d'un tube pulsé, permet d'atteindre une température de 3 K à partir de la température ambiante. Le système est constitué d'un circuit fermé d'hélium gazeux, d'une vanne rotative et d'un compresseur. Ce dernier fait subir une compression de l'hélium à l'extérieur du cryostat, la chaleur générée est évacuée à l'aide d'huile¹ et d'un système d'eau réfrigérée. La vanne rotative va laisser pénétrer le gaz à haute pression vers l'étage à refroidir. En subissant une décompression adiabatique, l'hélium gazeux refroidi la partie du cryostat avec laquelle il est en contact. Il est ensuite ramené à l'extérieur du cryostat pour subir une compression puis recommencer le même cycle. On distingue deux circuits fermés d'hélium, correspondant à deux étages cryogéniques l'un à 77K et l'autre à 3K. Le mélange $^3\text{He}/^4\text{He}$ ainsi refroidi va ensuite subir un cycle de Joule-Thomson et atteindre une température inférieure au kelvin où le mécanisme de dilution peut fonctionner.

La dilution

Un système à dilution utilise les propriétés du mélange de deux isotopes de l'hélium : ^3He et ^4He . Parfaitement miscibles pour des températures au dessus du kelvin, ce

1. L'huile, mélangé à l'hélium va agir comme un échangeur thermique, elle va ensuite être filtrée et refroidie par l'eau réfrigérée

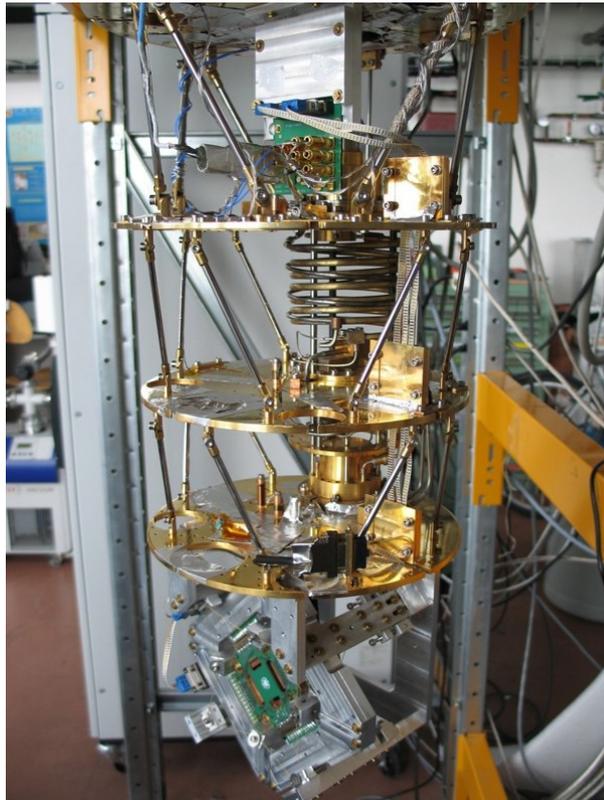


Figure 10.1: Cryostat à dilution complètement ouvert - Sur la photo sont représentés les étages successifs entre le 4K et la platine froide. Les platines sont recouvertes d'une fine couche d'or. Celle-ci assure l'uniformité en température sur chaque étage en améliorant la conduction thermique le long de la platine. Elle agit également comme une couche protectrice en évitant des phénomènes d'oxydation. Les étages sont reliés entre eux par de fins barreaux en inox afin de minimiser la conduction thermique. L'architecture thermo-mécanique où sont situés les détecteurs et les SQUIDs est suspendue sur la platine la plus froide (en bas de la photo). L'ASIC quant à lui est sur le bas de l'étage à 4K (haut de la photo).

10. LES DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

mélange se sépare en deux phases distinctes en dessous de 0.86K, température à laquelle l' ^4He devient superfluide : une phase lourde constituée principalement d' ^4He et une phase légère à base d' ^3He . A mesure que la température s'abaisse, la concentration de la phase légère tend vers 100% d' ^3He , et la phase lourde vers une concentration en ^3He de 6.4 %. L' ^4He superfluide, possédant une entropie négligeable, il se comportera comme un vide par rapport à l' ^3He qui se retrouve alors avec des propriétés proches de celles d'un gaz parfait par rapport à sa phase concentrée. En pompant sur la phase diluée, on extraira principalement de l' ^3He et pour conserver son état d'équilibre, des molécules d' ^3He de la phase concentrée vont transiter vers la phase diluée produisant un effet frigoriphique. L' ^3He extrait est ensuite évaporé pour être purifié, puis liquéfié à nouveau et réintroduit dans la phase concentrée, ce qui permet le fonctionnement du système en cycle fermé.

Etage froid à 100mK	Pdissipée (μW) – architecture 24 canaux
SQUIDs (x3)	0.03
Rpolarisation (24) : $R_{SH} = 10\ m\Omega$	0.02
Détecteurs (24)	0.002
Résistance d'adressage : $R_A = 100\Omega$	3
P_{TOT}	3.052

Table 10.1: Bilan de puissance des différents éléments sur l'étage froid - On s'intéresse ici à l'architecture 24 pixels constituée de 3 colonnes de 8 pixels. Chaque ligne de 3 SQUIDs est polarisée tour à tour, en revanche, tous les bolomètres sont polarisés en permanence. Les résistances d'adressage d'une valeur de 100 Ω sont choisies pour obtenir un crosstalk inférieur au % (72). Elles permettent, sur une même ligne de polarisation de ne pas subir le signal des SQUIDs adjacent en créant un pont diviseur de tension entre la résistance du SQUID et la résistance d'adressage.

Cette technique de refroidissement présente l'avantage de fonctionner en continu à des températures inférieures à 100mK sans l'apport d'aucun fluide cryogénique. Le cryostat à dilution que nous utilisons¹ fournit une puissance de 100 μW à 100mK ce qui est amplement suffisant pour nos expériences. Les bilans de puissances de notre chaine de lecture sont donnés à 100mK et à 4K dans les tableaux 10.1 et 10.2. Le bilan totale ne

1. DR200 Cryofree Dilution OXFORD instruments

10.2 L'architecture thermo-mécanique : de 4 à 24 canaux

Étage à 4K	Pdissipée (mW) – architecture 24 canaux)
Ampli SiGe	18
Source de courant SQUID	4
Génération du mode commun	1.25
P_{TOT}	23.25

Table 10.2: Bilan de puissance de l'ASIC 24 canaux sur l'étage à 4K - L'ASIC est polarisé sous une tension de 5V. Il est possible d'ajouter un deuxième amplificateur à froid avec une consommation de 7mW.

tient pas compte de l'apport de puissance du câblage, particulièrement important pour l'étage à 100mK. On remarque que la puissance dissipée par les résistances d'adressage est très élevée et elle ne permet pas d'envisager un système avec plus de pixels.

Ces problèmes de consommation seront résolus dans la génération suivante de l'ASIC (possédant un taux de multiplexage de 128) par :

1. l'adressage capacitif où les résistances d'adressage sont remplacées par des éléments non dissipatifs (voir chapitre 9.5).
2. Une polarisation de l'ASIC sous 3.3V au lieu de 5V, diminuant ainsi la consommation globale.

10.2 L'architecture thermo-mécanique : de 4 à 24 canaux

Lors de l'installation de la chaîne complète de mesure, le fait de travailler dans un environnement cryogénique a imposé des contraintes sur 3 principaux aspects du design :

- **Mécanique** - nécessité d'utiliser des matériaux dont les différentes contractions thermiques à froid ne risquent pas d'imposer des contraintes mécaniques trop fortes qui pourraient endommager la matrice de bolomètres.
- **Thermique** - Assurer la thermalisation des différents éléments tout en minimisant l'apport de puissance d'un étage à l'autre. Minimiser les fluctuations thermiques sur la platine froide.
- **Electrique** - Travailler avec un câblage basse impédance au niveau du détecteur. Réduire les problèmes de compatibilité électro-magnétique, et assurer un blindage magnétique des SQUIDS.

10. LES DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

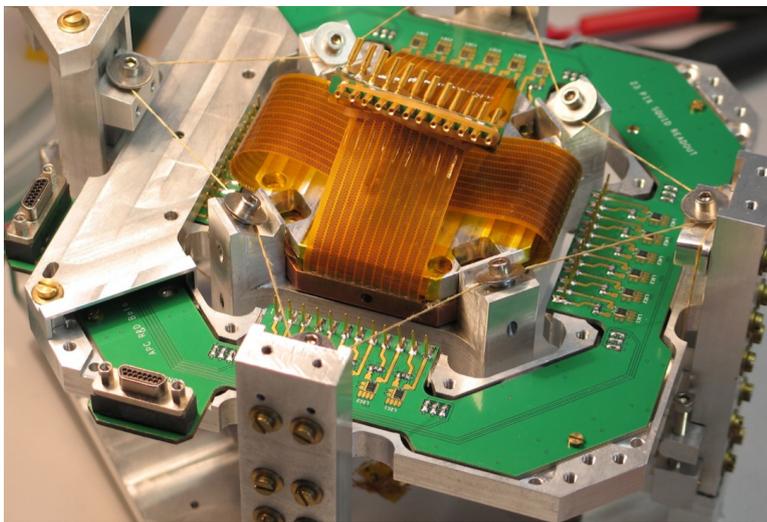


Figure 10.2: Architecture Thermo-mécanique - L'ensemble de la structure est refroidi à 100mK par la platine froide. Le support et la couronne externe dans laquelle sont placés les SQUIDS sont en aluminium, supraconducteur à cette température. La pièce centrale comporte un support en cuivre (ici recouvert par les nappes en Kapton), un circuit imprimé faisant l'interconnexion avec les détecteurs par des fils de micro-soudure et entre les deux, le wafer de bolomètres. Cette pièce est suspendue par des fils en Kevlar et connectée au circuit imprimé extérieur par des pistes supraconductrices déposées sur 4 nappes en Kapton. Les bolomètres sont éclairés en face arrière c'est à dire du côté du wafer de silicium à travers un cornet en cuivre. Les bolomètres sur cette photo sont en face avant

10.2 L'architecture thermo-mécanique : de 4 à 24 canaux

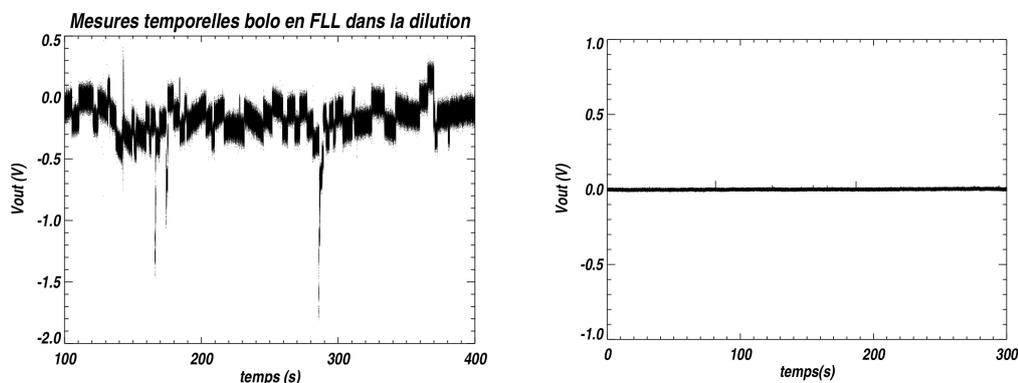


Figure 10.3: .

Signal de sortie d'un bolomètre sans puissance optique - Sur la figure de gauche, mesures prises à l'aide du démonstrateur 4 pixels. On voit les nombreux sauts de flux successifs, une fluctuation sinusoïdale liée à une mauvaise régulation de la platine froide et d'importants pics toutes les 2 minutes correspondant à l'enregistrement des données. La figure de droite représente la sortie d'un détecteur sur l'architecture 24 canaux, les améliorations sont flagrantes tant au niveau des sauts de flux, du bruit et de la fluctuation thermique de la platine, ici largement filtrée par les fils en Kevlar.

Les premiers tests ont été réalisés avec un démonstrateur 4 pixels. Dans cette version de la chaîne de lecture, seul les détecteurs étaient situés sur la platine froide, les SQUIDs et leur l'inductance d'entrée, ainsi que les résistances de polarisation étaient sur l'étage à 4K. Même si les premières caractérisations ont été réalisées avec ce dispositif, de nombreux problèmes liés à la stabilité de l'électronique nous ont considérablement ralentis. On citera par exemple la distance trop importante (environ 1m) entre le TES et son premier étage d'amplification, le SQUID. Cette portion où le signal est le plus faible est particulièrement sensible à tous les parasites dans le cryostat (rayonnement haute fréquence, couplage à la masse etc...). L'absence de blindage magnétique des SQUIDs ou encore de filtrage thermique sur la platine froide ont été identifiés lors de ces premiers tests comme des points faibles de notre architecture. On observait en conséquence une dynamique en boucle ouverte des SQUIDs réduite, une forte occurrence de sauts de flux, entraînant en boucle fermée des changements réguliers du niveau DC de la tension de sortie et une saturation des SQUIDs pour des tensions de polarisation trop fortes.

10. LES DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

La plupart de ces problèmes ont été résolus lors de la mise en place de l'architecture 24 canaux (voir figure 10.3) :

- les SQUIDS ainsi que les résistances de polarisation ont été déplacés sur l'étage froid réduisant ainsi la longueur du câblage originellement d'1m à moins d'une dizaine de centimètres.
- Les SQUIDS sont encapsulés dans une cavité fermée en aluminium, qui constitue un blindage supraconducteur particulièrement efficace pour le champ magnétique.
- La masse électrique est découplée de la masse mécanique, c'est à dire celle du cryostat. Un point de contact entre les deux masses est disposé à l'extérieur de celui-ci. Les différents boucliers thermiques forment alors une enceinte continue à un même potentiel autour de nos appareils, ce qui constitue une cage de Faraday et donc un excellent blindage électro-magnétique.
- La résistance de feedback a été déportée à froid pour diminuer sa contribution en bruit. De plus, sa valeur originellement de 13.6 k Ω a été abaissée à 3.6 k Ω . On augmente ainsi le gain de l'électronique en boucle ouverte et donc la linéarité de la FLL. Le gain en boucle fermée quant à lui diminue ce qui relaxe les contraintes de dynamique sur le convertisseur analogique/numérique utilisé pour l'acquisition des données.
- Afin de s'affranchir des fluctuations de température de la platine froide, on a isolé thermiquement la matrice de détecteurs du reste du cryostat. Plus le lien thermique est faible entre ces deux éléments, plus celui-ci agit comme un filtre passe bas efficace face aux fluctuations de températures de la platine froide. Il faut toutefois veiller à ce que le découplage ne soit pas trop important car cela risquerait d'empêcher le refroidissement des bolomètres.

Pour complètement découpler la pièce en cuivre qui supporte les détecteurs du reste du cryostat, celle-ci (voir figure 10.2) est entièrement suspendue par des fils en Kevlar dont la conduction thermique est très faible. La connexion électrique avec la couronne de SQUID périphérique est réalisée avec un matériau supraconducteur : du cuivre recouvert d'étain¹, déposé sur une nappe souple en kapton long d'une dizaine de centimètres (sur la figure 10.2, cette nappe est repliée). La faible conductance des supraconducteurs et la géométrie en méandres rallongeant

1. supraconducteur en dessous de 3.7K

la longueur des pistes contribuent également à minimiser l'apport de chaleur de la platine et donc ses fluctuations de températures.

Enfin, on dispose une tresse en cuivre allant de la matrice vers la platine froide. Ainsi, elle sera le principal élément conducteur thermiquement et le contrôle de son épaisseur nous permettra de finement régler ce couplage thermique.

Avec cette architecture, le système peut rester stable sur une dizaine de minutes, c'est à dire sans sauts de flux. Toutefois, on observe encore une grande sensibilité aux vibrations mécaniques. Ainsi, les vibrations induites par les différentes pompes (pompe turbo autour de 80 Hz et tube pulsé à 1Hz) et les chocs sur l'armature du cryostat peuvent engendrer un excédent de bruit important et des sauts de flux. Le couplage de ces vibrations avec le système de lecture est probablement dû à la grande sensibilité des SQUIDS aux fluctuations de champs magnétiques. Employé dans une boucle de contre-réaction, le SQUID voit son point de fonctionnement se fixer pour un nombre entier aléatoire de ϕ (voir figure 8.1). La tension de sortie correspondante est donc déterminée à un ϕ près et le comportement de la FLL ne changera pas en fonction de la valeur du champ magnétique constant environnant. En revanche, toute vibration mécanique dans un champ constant (par exemple le champ magnétique terrestre) sera perçue dans le référentiel du SQUID comme un signal et perturbera donc les mesures.

Pour améliorer la robustesse du système, il sera donc nécessaire à l'avenir de blinder d'avantage les SQUIDS au champ magnétique. Pour cela, on recouvrira l'ensemble de l'étage froid avec une cloche faite dans un matériau possédant une forte perméabilité magnétique comme le Cryoperm. On pourra également travailler l'isolation mécanique de l'ensemble du dispositif en améliorant le support du cryostat et en déplaçant les pompes dans une pièce isolée.

10.3 Schéma électrique et câblage du cryostat

La très grande sensibilité des SQUIDS à leur environnement électromagnétique et la nature basse impédance des détecteurs imposent de fortes contraintes sur le câblage utilisé (On renvoie au stage de S.Bonnieux (63)). Il est ainsi nécessaire de filtrer autant que possible tout signal entrant dans le cryostat et d'utiliser autant que possible des câbles blindés ou des paires torsadées pour des signaux différentiels. Cette grande sensibilité est contradictoire avec les contraintes liées à la cryogénie, où idéalement, on

10. LES DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

préférera travailler avec un nombre limité de câbles longs et résistifs (ils conduisent peu la chaleur).

La figure 10.4 donne une vue schématique des différentes interconnexions électriques. On remarque 3 étages d'amplifications, le SQUID à 100mK, l'amplificateur SiGe à 4K et l'amplificateur bas bruit Stanford Research à 300K. Ce dernier impose également un pôle d'ordre 1 sur l'ensemble de la chaîne pour permettre la stabilité de la contre-réaction électronique.

Pour les signaux analogiques entre 300K et 4K, nous avons utilisé des câbles coaxiaux à basse impédance afin qu'ils n'engendrent pas de chute de potentiel sur leur longueur. Ce choix se fait au détriment de la cryogénie car, en général, les métaux bons conducteurs électriques sont également de bons conducteurs thermiques.

Entre 4K et 100mK, nous utilisons des nappes de fils supraconducteurs (NbN) torsadés, ils présentent les deux avantages, de faible conduction thermique et d'excellente conduction électrique.

Entre les SQUIDs et les TES, le choix d'une nappe kapton avec des pistes supraconductrices entre le PCB extérieur et le PCB central, au détriment d'un connecteur de type micro-D a été justifié pour minimiser la résistance parasite et assurer un bon découplage thermique. Enfin la connexion entre le PCB central et le wafer se fait par des bonding de préférence en aluminium car supraconducteur à 100mK.

L'un des autres points importants concernant le câblage du cryostat est la résistance parasite car, nous l'avons vu, elle dégrade la polarisation en tension. Celle-ci a été mesurée pour chaque canal entre $17\text{ m}\Omega$ et $21\text{ m}\Omega$ et l'ensemble des valeurs pour le multiplexeur 24 canaux est présenté sur la figure 10.5. Pour réaliser cette mesure, on injecte un signal sinusoïdal lorsque le bolomètre est supraconducteur et la valeur de la tension de sortie, une fois le gain de l'électronique connu, ne dépend alors que du pont diviseur de courant formé entre cette résistance parasite et la résistance de shunt. Les canaux absents sont dus, soit à un problème sur le wafer de bolomètres : pistes en niobium coupées ou absence de continuité électrique entre le Nb et le NbSi, soit à des pistes brisées sur la nappe kapton.

Des mesures complémentaires nous donnent une indication sur la localisation de cette résistance parasite. Le canal 7 est un canal de test, il n'est pas connecté au PCB central mais s'arrête à la couronne externe par une piste supraconductrice. La résistance

10.3 Schéma électrique et câblage du cryostat

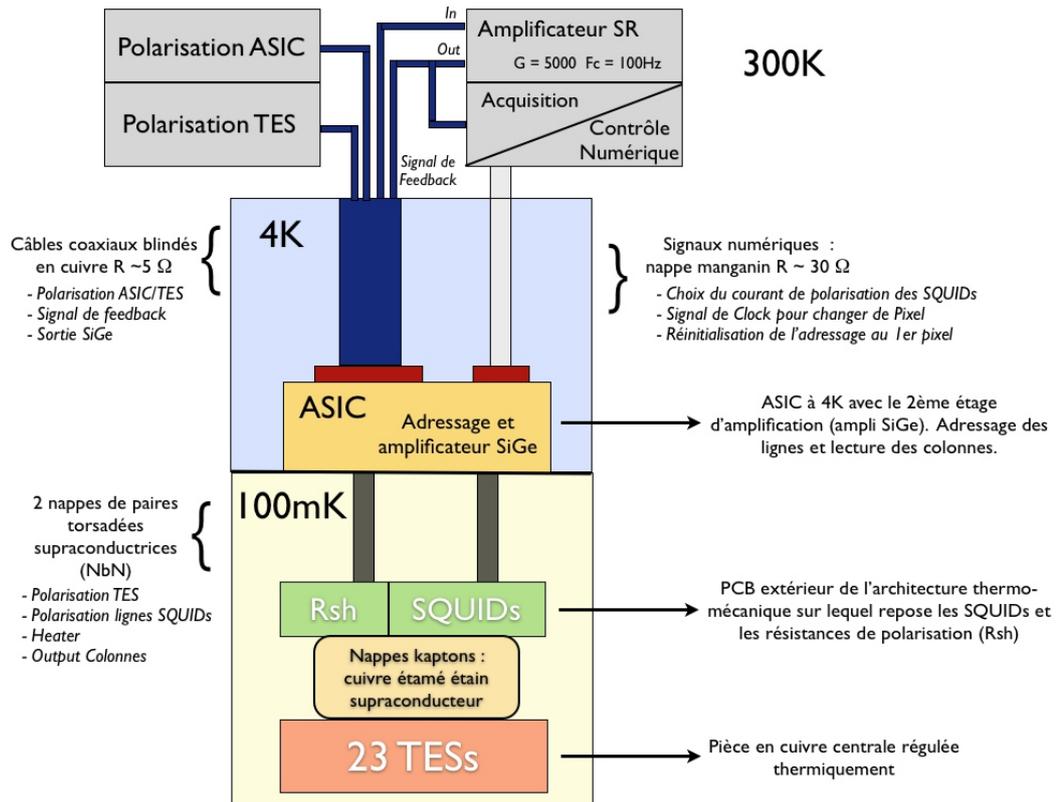


Figure 10.4: Schéma du câblage du cryostat - Sur ce schéma sont représentés les différentes parties de la chaîne de lecture et leur emplacement respectif à l'intérieur et à l'extérieur du cryostat. On distingue 2 types de signaux électriques, les signaux numériques sur 0/5V, propre au contrôle des fonctions de l'ASIC et les signaux analogiques qui concernent la polarisation, et la lecture des TES. Les signaux numériques (ajustement de la valeur de la polarisation des SQUIDs et leur adressage) et l'acquisition sont gérés par un programme développé sous Labview. Les câbles entre le 300K et 4K ainsi qu'entre le 4K et le 100mK s'étendent sur à peu près 1m. L'utilisation de fils supraconducteurs est nécessaire pour minimiser l'apport de chaleur provenant des étages supérieurs. Les câbles coaxiaux en cuivre ont été choisis pour leur faible impédance afin de minimiser la chute de potentiel à cause de leur propre résistance.

10. LES DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

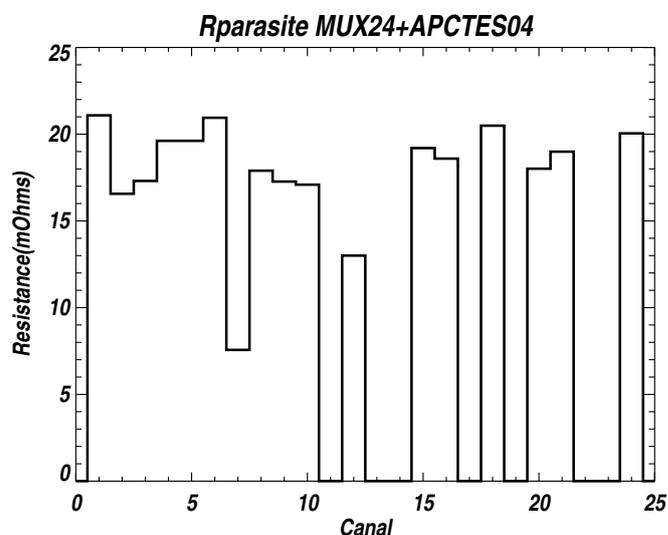


Figure 10.5: Résistance parasite par canal - Les mesures ont été faites lorsque le bolomètre était dans son état supraconducteur. Le canal 7 est un canal de test non connecté à un bolomètre mais à une résistance de shunt sur la couronne de SQUIDS. Les canaux 11, 13, 14, 17, 19, 22 et 23 sont liés à des problèmes de soudure ou sur les bolomètres eux-mêmes.

parasite sur cette voie, autour de $7m\Omega$, exclut donc la contribution du wafer, des micro-soudures et de la nappe en kapton. Quant à la résistance résiduelle sur le wafer, elle a été obtenue lors des mesures $R(T)$ en 4 pointes à $5m\Omega$. En combinant ces deux valeurs, on peut estimer la contribution des micro-soudure, des connectiques au niveau de la nappe et des pistes en cuivre sur le PCB central autour de $7m\Omega$.

Au regard des problèmes liés au couplage avec des hautes fréquences, de la sensibilité au champs magnétique et de la résistance parasite, plusieurs améliorations sont envisagées :

1. Le remplacement des câbles coaxiaux en cuivre par des paires torsadées
2. L'utilisation de micro-soudures en aluminium (supraconducteur en dessous de 2K).
3. Un filtrage haute fréquence sur chaque ouverture du cryostat
4. L'utilisation d'un plan de masse sur les nappes en kapton pour minimiser le parasitages par des ondes hautes fréquences.

Chapitre 11

Caractérisation des bolomètres supraconducteurs NbSi

Le bolomètre supraconducteur fonctionne comme un détecteur thermique à condition que celui-ci soit polarisé dans un point stable de sa transition. Pour cela, il faut que la contre-réaction électro-thermique et par conséquent, la polarisation en tension, soit opérationnelle. La première étape a donc été de mettre en évidence ce mode de fonctionnement par les caractéristiques courant/tension $I(V)$. Celles-ci combinées aux courbes $R(T)$ nous permettent d'extraire toutes les caractéristiques statiques du TES : résistance normale, température critique, conductance thermique, tension résistance et puissance dissipée en chaque point de fonctionnement.

En chaque point de fonctionnement, on réalise des mesures d'impédance complexe. Elles sont directement liées à la réponse du détecteur pour des fluctuations en petits signaux de la tension de polarisation. On fera varier celle-ci pour des fréquences allant jusqu'au MHz. On peut de cette manière extraire les paramètres dynamiques du bolomètre tel que α , β et la constante de temps τ . A partir de toutes ces informations, nous pouvons ensuite construire un modèle de bruit et le confronter aux mesures afin de vérifier les performances du bolomètre.

La compréhension globale du système et de ces performances nous permettra d'estimer et optimiser les différents paramètres pour l'observation (mentionnés dans le chapitre 7.2) pour la prochaine génération de détecteurs. Les résultats présentés concerneront principalement le bolomètre T sur APCTES04. Il présente sur cette matrice les meilleures performances en bruit.

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

11.1 $R(T)$

Une étape préalable importante à la caractérisation des détecteurs est la détermination des propriétés électriques du senseur. On réalise pour cela des mesures de la résistance en fonction de la température en 4 pointes. Un exemple est donné sur la figure 11.1. A partir de celle-ci on retrouve les paramètres suivants :

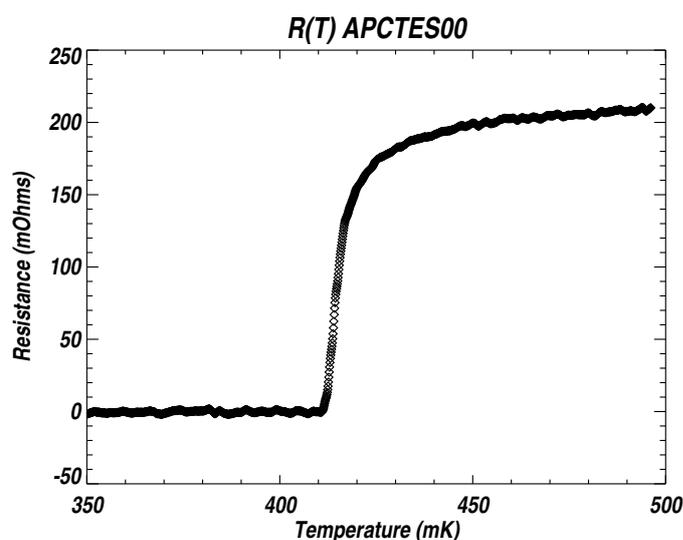


Figure 11.1: $R(T)$ - matrice non creusée 30 peignes APCTES00 - Exemple de $R(T)$ pour une matrice 30 peignes avec une température critique $T_c = 412\text{mK}$ et une résistance normale $R_n = 200\text{m}\Omega$. On trouve un α correspondant pouvant aller jusqu'à ≈ 400 , ce qui est en accord avec les mesures précédentes réalisées sur des géométries 10 peignes (73).

- **La température critique**, il est important de la déterminer avec précision car elle va fixer en partie le bruit de phonon et la puissance de fuite du bolomètre. En conséquence, toute fluctuation de sa valeur entre différents pixels au sein d'un même wafer est une importante source de non-uniformité. Les détecteurs ne présenteront pas exactement les mêmes performances en bruit et auront différents points de fonctionnement ce qui implique des variations de constantes de temps et de dynamique.
- **la résistance normale**, liée à la nature du senseur et la géométrie des peignes va également influencer sur la dynamique. Sa valeur connue va nous permettre d'étalonner les spectres de bruit du TES. A puissance de fuite égale (c'est à dire

11.2 Caractérisation courant - tension (courbes I(V))

même conductance et même T_c) les différences de résistance normale ne changent pas le point de polarisation d'un TES à l'autre.

- α est estimée le long de la transition. Toutefois, la mesure n'est pas assez précise pour l'établir exactement en chaque point de polarisation.

Afin que le découplage thermique ne vienne pas perturber la mesure, les premières R(T) ont été réalisées dans un premier temps sur un senseur simple sans découplage thermique. La mesure a été réitérée une seconde fois sur le même bolomètre suspendu, ce qui est venu confirmer la valeur de la température critique établie précédemment. Dans l'idéal, il sera toujours intéressant d'avoir sur un wafer un senseur NbSi aux mêmes dimensions que sur chaque pixel mais non gravé, pour vérifier la T_c .

Des mesures d'uniformité ont été réalisées sur des thermomètres NbSi pour des géométries 10 peignes (73). Les résistances normales correspondantes s'étalent entre 2.5Ω et 3Ω et les α sont mesurés entre 400 et 500 à leur maximum. La température critique quant à elle présente une bonne uniformité à $486\text{ mK} \pm 2\text{ mK}$. Il faut toutefois noter que le dépôt a été effectué sur un wafer 2 pouces et que des problèmes risquent de surgir pour des dimensions supérieures.

- Pour APCTES00, on a mesuré : $R_n \approx 200\text{ m}\Omega$ pour une T_c de 412 mK.
- Pour APCTES04, on a mesuré : $R_n \approx 120\text{ m}\Omega$ pour une T_c de 575 mK.

11.2 Caractérisation courant - tension (courbes I(V))

11.2.1 Le Principe

La caractérisation I(V) consiste à faire varier la tension de polarisation aux bornes du bolomètre et à mesurer le courant de sortie correspondant. De cette manière on parcourt la transition supraconductrice du TES, et donc tous les points de fonctionnement accessibles. En chacun de ces points, on pourra extraire les paramètres du détecteur comme la tension, le courant et la résistance.

L'un des points important des mesures I(V) est de considérer que la seule puissance apportée sur le bolomètre est la puissance électrique dissipée par effet joule et qu'en chaque point de mesure, le bolomètre est à l'équilibre thermique. L'équation le régissant s'écrit alors simplement (cf : 6.6) :

$$P_{bath_o} = K(T_o^{n+1} - T_B^{n+1}) = P_{J_o}. \quad (11.1)$$

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

avec $K = A/l \frac{\kappa_0}{n+1}$ le paramètre géométrique de la conductance thermique. On rappelle que nous utilisons un modèle où la conductivité thermique s'exprime comme une loi de puissance de la température. On trouve ainsi l'expression de la conductance suivante :

$$G = (n + 1)KT_o^n \quad (11.2)$$

A partir de ces considérations, on déduit :

1. la puissance de saturation, la puissance maximale que peut voir le détecteur avant de rentrer dans sa partie normale (voir 7.1)
2. la conductance thermique du bolomètre qui sera ensuite utilisée pour construire un modèle de bruit.
3. La réponse du détecteur lorsque celle-ci s'exprime simplement comme l'inverse de la tension de polarisation.

En pratique

La température de bain du TES est fixée bien en dessous de la température critique et la tension de polarisation est suffisamment élevée pour maintenir le bolomètre dans son état normal. On diminue ensuite la tension aux bornes du TES en relevant à chaque fois le courant de sortie associé. On notera I_{TES} et V_{TES} , respectivement le courant et la tension aux bornes du détecteur.

Ce courant est simplement donné par la tension mesurée en sortie de la chaîne de lecture ramenée à l'entrée du SQUID en utilisant le gain de l'électronique en boucle fermée (voir chapitre III) : $G_{elec} = \frac{M_{in}}{M_{FB}} R_{FB}$ où M_{in} et M_{FB} sont respectivement les inductances mutuelles de la bobine d'entrée et de feedback du SQUID, et R_{FB} , la résistance de feedback.

La tension aux bornes du TES s'écrit en considérant une polarisation en tension parfaite : $V = R_{SH} I_{BIAS}$ (voir figure 6.4) avec R_{SH} , la résistance de polarisation et I_{BIAS} le courant injecté dans le circuit de polarisation¹ dans le cas d'une polarisation parfaite. Cette approximation n'est pas suffisante pour obtenir des mesures cohérentes, il est nécessaire de tenir compte du pont diviseur de tension dû à la présence d'une résistance de Thévenin R_L , composé de la résistance parasite et de R_{SH} pour estimer

1. On utilisera pour cela une source de tension avec des résistances élevées devant le circuit (de l'ordre de 10 kΩ pour forcer la valeur du courant)

11.2 Caractérisation courant - tension (courbes I(V))

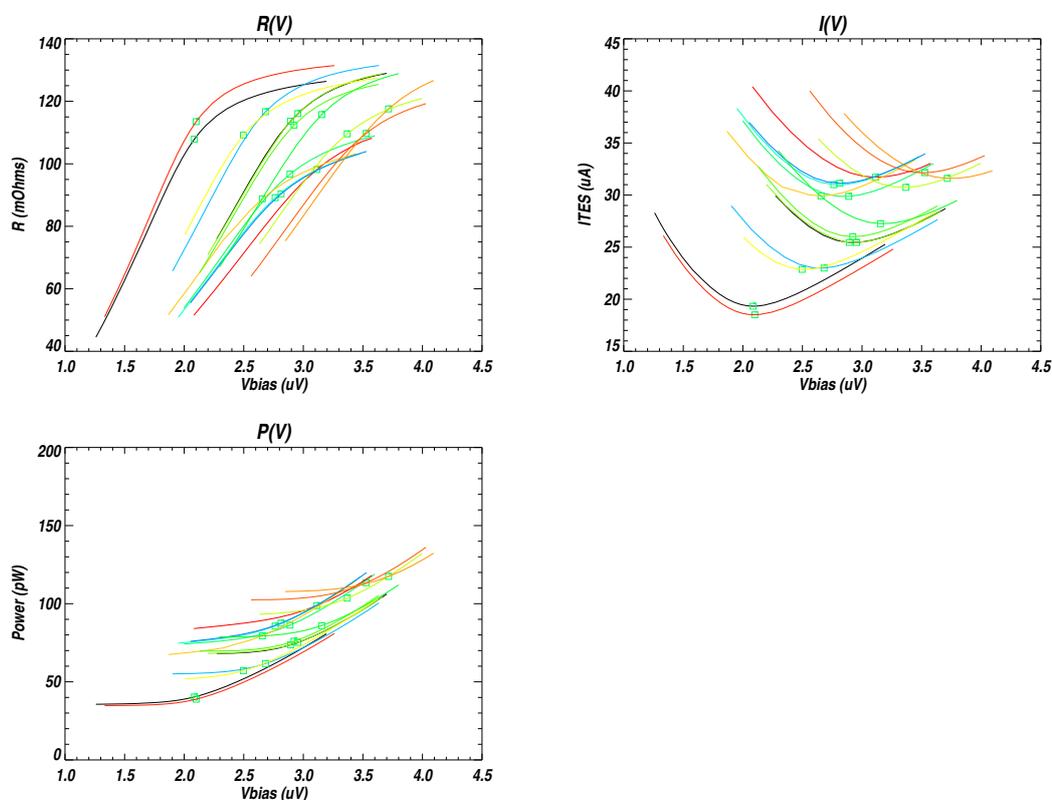


Figure 11.2: .

Caractérisation IV - Ensemble des pixels APCTES04 - Les 3 graphiques représentent la résistance, le courant et la puissance dissipée par effet joule aux bornes d'un TES pour différentes tensions de polarisation en l'absence de puissance optique. Pour réaliser une caractéristique $I(V)$, le bolomètre est polarisé de tel sorte qu'il soit complètement normal, tout en ayant fixé une température de bain en dessous de la température critique. Le capteur est donc maintenu dans cet état normal uniquement grâce à la puissance dissipée par effet joule à ses bornes. Lorsque l'on abaisse la tension de polarisation, le capteur étant encore résistif, le courant correspondant suivra la loi d'Ohms (cf : la partie droite de la courbe). Puis il rentre dans transition supraconductrice, la contre réaction électro-thermique se met en place et nous permet de travailler à puissance presque constante, ce qui est traduit par le plateau de la courbe $P(V)$. A mesure que la tension s'abaisse, la résistance diminue jusqu'à ce que la condition de polarisation en tension ne soit plus vérifiée et que le capteur devienne supraconducteur. Chacune des courbes représente un pixel de APCTES04. Les mesures ont été réalisées pour une température de bain de 200mK. On a repéré par un carré vert sur les différentes courbes le point de *turnaround* où le capteur rentre dans sa transition, il est défini comme étant le minimum de la $I(V)$. Le fait que ces courbes ne se superposent pas toutes est une conséquence directe des non-uniformités sur le wafer.

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

correctement V_{TES} . D'ailleurs, la chute de potentiel engendrée par la résistance parasite à un effet d'autant plus important qu'on se situe dans le bas de la transition car R_{TES} se rapproche de R_L . La résistance du TES s'écrit donc :

$$R_{TES} = I_{BIAS}R_{SH}/I_{TES} - R_L.$$

Pour mesurer précisément la résistance parasite, on se place à une température inférieure à la T_c du senseur. Celui-ci ayant une résistance nulle, on connaît parfaitement le pont diviseur de courant formé avec la résistance de polarisation. Une excitation AC est envoyée à suffisamment basse fréquence pour que l'inductance d'entrée du SQUID ait une impédance nulle, et la mesure de la tension de sortie nous permet de calculer R_{SH} .

Une mesure absolue du courant de sortie et non ses fluctuations est nécessaire pour extraire toutes les informations des courbes $I(V)$. Or le signal de sortie du SQUID est connu à un offset près, et les sauts de flux qui se traduisent par des modifications brusques de ce niveau continu ne permettent pas une calibration unique et définitive. Chaque caractérisation $I(V)$ commencera donc par cette procédure d'étalonnage : lorsque la tension de polarisation est la plus forte et que le TES est normal, il ne répond donc pas thermiquement, un signal AC est envoyé puis mesuré en sortie, ce qui nous donne une valeur absolue de la résistance et donc un point d'étalonnage pour le reste de la caractérisation.

11.2.2 Résultats

Conductance thermique et NEP théorique

Déterminer la conductance thermique dans le cadre du modèle choisi (6.6), revient à estimer les 3 paramètres T_o , K , et n . Les mesures $I(V)$ nous donnent directement une valeur de la puissance P_{bath_o} en différents points de la transition. On peut utiliser le fait que T_o soit égale à la température critique pour des transitions supraconductrices fines. On part de l'hypothèse qu'au minimum de la $I(V)$, le senseur se situe au même point de sa transition quelque soit la température de bain. L'équation 11.1 n'a plus qu'une seule variable, la température de bain, et des relevés de la puissance de turnaround pour différentes températures de bain nous permettent par une méthode de minimisation

11.2 Caractérisation courant - tension (courbes I(V))

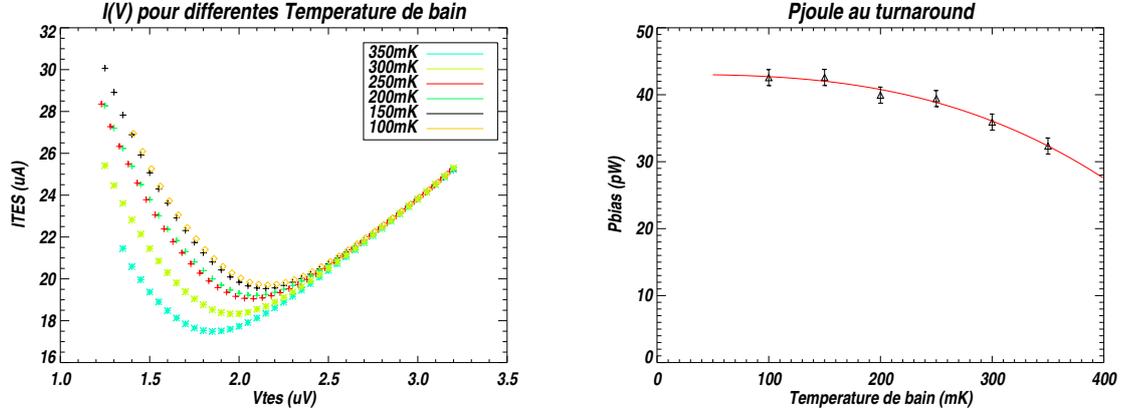


Figure 11.3: .

Caractérisation IV - APCTES04 : Bolo T - Caractéristiques I(V) réalisées pour plusieurs températures de bain. Plus celle-ci est basse, plus la puissance nécessaire pour amener le bolomètre dans la transition est élevée. On peut retrouver grâce à ces mesures, les paramètres de dépendance de la conductance thermique en fonction de la température. L'ajustement de la courbe nous donne les paramètres suivant : $K = 200pW/K^2 - n=1.8$ et $T_c = 577mK$.

des moindres carrés, d'estimer ces 3 paramètres libres. On trouve, par exemple, pour le bolomètre T (voir figure 11.3) en utilisant la relation 11.2 :

$$\begin{aligned} G &\approx 210 \pm 20pW/K, \\ T_c &\approx 577 \pm 5mK \\ n &\approx 1.8 \pm 0.2 \end{aligned}$$

La température critique est cohérente avec celle mesurée précédemment et la valeur de n indique que le modèle d'une simple conduction par des phonons n'est pas valide. On peut penser qu'une fraction de la chaleur est conduite par les pistes en niobium et donc les électrons pour lesquels on a $\kappa(T) \propto T$, ou qu'un simple modèle 3d de la conduction thermique des bras n'est pas suffisant. De cette valeur de G , on peut déduire une NEP théorique pour ce pixel, c'est à dire la NEP électrique si l'on est effectivement dominé par le bruit de phonon :

$$NEP_G = 4.2 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$$

On connaît désormais pour cette géométrie précise de poutres et via ces 3 paramètres, la dépendance de la conductance en fonction de la température. On peut

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

donc extrapoler à partir de celle-ci la sensibilité du détecteur, c'est à dire le bruit de phonon, pour différentes températures critiques. Un rapide calcul nous donne une $NEP \approx 1.10^{-17}W/\sqrt{Hz}$ pour une température critique de $T_c \approx 220mK$ dans un cas idéal ou la loi $\kappa(T)$ établie plus haut serait suivie scrupuleusement.

Puissance de Saturation

Nous avons vu dans la partie 7.2.2, l'expression de la dynamique : $P_{\gamma,sat} = P_{turn} - V^2/R_n$. Les caractérisations $I(V)$ nous donnent toutes les informations nécessaires pour estimer ce paramètre. Dans le cadre de l'expérience QUBIC, nous avons prévu de travailler à une température de bain : $T_B = 100mK$. Afin de simuler la présence d'une charge provenant du ciel, toutes les caractérisations ont été réalisées pour une température de bain plus élevée : à 200mK. La puissance électrique à apporter au bolomètre pour qu'il se place dans le même point de la transition est donc plus faible, et cette différence de puissance, de l'ordre de $\approx 3pW$ représente une bonne approximation de la puissance émise par le ciel lors d'une observation. En choisissant une tension de polarisation de $1.5 \mu V$ (voir figure 11.3), on trouve une puissance de saturation :

$$P_{\gamma,sat} = 22pW$$

Non uniformités de gravure

La mesure des différentes puissances de fuite pour tous les détecteurs est un bon indicateur des non uniformités de la conductance thermique et de la température critique liés à la fabrication. Afin de comparer ces différentes puissances de fuite, il convient de sélectionner un point de fonctionnement qui soit identique pour chaque pixel. Le *turnaround*, c'est à dire le moment où le supraconducteur rentre dans sa transition constitue un point de fonctionnement facilement identifiable, il s'agit du minimum de la $I(V)$. La figure 11.4 présente une vue globale de la matrice où sont inscrit les puissances de turnaround mesurées pour chaque détecteur. L'erreur statistique sur cette quantité mesurée s'écrit simplement :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta G}{G} \frac{\Delta T_c}{T_c} \quad (11.3)$$

Au regard des résultats obtenus lors des mesures de $R(T)$ (voir figure 11.1), on peut considérer dans un premier temps que les variations de température critique sont négligeables sur un même wafer (inférieur au %) et donc que seul la conductance thermique G fluctuera d'un pixel à l'autre. D'après la formule 11.2, à température constante

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

et pour un même type de matériau, le paramètre géométrique : A/l , avec l la longueur des bras, et A leur section transverse, apparaissent comme l'unique cause d'une variation de la conductance. D'ailleurs, on remarque que les bolomètres les plus sensibles, c'est à dire avec la plus faible puissance de fuite, sont en périphérie. On peut rapprocher cette observation au fait que la gravure du nitrure de silicium est plus efficace sur la périphérie qu'au centre du wafer. En terme de sensibilité, pour des bolomètres limités par le bruit de phonon, on s'attend à des NEP entre $4 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$ et $8 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$.

Le principal problème de ces différentes conductances outre les différentes performances en bruit, est lié au fait que les bolomètres soient multiplexés. En effet, la réduction du nombre de câbles à froid impose aux TES d'être tous polarisés par la même source de courant, certains risquent donc d'être sur polarisés et amenés en dehors de leur transition et d'autres resteront supraconducteur car sous-polarisés. Dans ces deux cas, le pixel est perdu. La $R(V)$ sur la figure 11.2 montre bien que pour une polarisation donnée, certains TES seront dans leur état normal et d'autres supraconducteurs. Une diminution de la résistance parasite permettrait de polariser les TES les moins sensibles plus bas dans leur transition et donc d'éviter qu'ils ne deviennent supraconducteur.

11.3 Impédances Complexes

Objectifs

Les mesures $I(V)$ nous ont permis d'extraire les principaux paramètres statiques associés à chaque point de fonctionnement du détecteur : R_o , I_o , G et T_o . Il nous reste à déterminer les paramètres dynamiques dont la valeur va être modifiée le long de la transition, c'est à dire pour différents points de fonctionnement. On citera la dépendance de la résistance du NbSi en fonction de la température et du courant via les paramètres : α et β (voir 6.8). Pour un matériau supraconducteur, α subit une forte augmentation dans le bas de la transition comme le montre les résultats : (74), quant à β on l'attend inférieur à l'unité. L'ajustement des courbes d'impédances complexes nous permet de recouvrir ces deux grandeurs mais également la capacité calorifique C du détecteur. On peut une fois ces valeurs connues, construire les principaux paramètres du bolomètre supraconducteur, c'est à dire la force de la contre-réaction $\mathcal{L} = P_J \alpha / G T_o$, la constante

de temps accélérée : τ_{etf} et la réponse S_i , à partir desquels on construira notre modèle de bruit.

11.3.1 Principe

On va tout d'abord choisir un point de fonctionnement en injectant une tension DC dans le détecteur. On superpose ensuite à cette tension DC, un signal AC dont l'amplitude est suffisamment importante pour dominer toutes les sources de bruit. Il faudra néanmoins veiller à rester dans le domaine de linéarité du détecteur. La fonction de transfert globale du système, c'est à dire le rapport entre le signal de sortie et d'entrée est obtenue en faisant varier la fréquence du signal AC. Ce rapport va dépendre de l'ensemble des éléments de la chaîne de lecture et de l'impédance complexe Z_{TES} du bolomètre. Les parties réelles et imaginaires de Z_{TES} vont traduire les différents effets thermiques et électriques qui ont lieu dans le bolomètre.

Pour calculer cette impédance, on reprend la formulation matricielle des équations différentielles linéarisées en 6.22, avec $\delta P = 0$ car on n'apporte aucune puissance optique et $\delta V = \delta V_{in}$ la tension AC envoyée sur le détecteur. On obtient ainsi :

$$\begin{pmatrix} \delta I_{out} \\ \delta T \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} \delta V_{in} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Le rapport entre la tension AC, δV_{in} et le courant de sortie, δI_{out} nous donne l'impédance globale du circuit de polarisation, elle s'écrit :

$$\begin{aligned} Z &= \frac{\delta V_{in}}{\delta I_{out}} \\ &= \frac{1}{(M^{-1})_{1,1}} \\ &= R_L + i\omega L + Z_{TES} \end{aligned} \tag{11.4}$$

En développant l'expression précédente pour isoler l'impédance complexe du TES, on trouve :

$$Z_{TES}(\omega) = R_o(1 + \beta) + \frac{R_o \mathcal{L}}{1 - \mathcal{L}} \frac{2 + \beta}{1 + i\omega\tau/(1 - \mathcal{L})} \tag{11.5}$$

On ajustera les données mesurées avec cette dernière équation pour recouvrir tous les paramètres cités précédemment. Il est important de noter que cette expression a été calculée pour un détecteur présentant un unique découplage thermique. On remarque

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

également que les valeurs particulières de Z_{TES} pour $\omega = 0$ et $\omega \rightarrow \infty$ nous donne directement, moyennant l'approximation de forte contre réaction : $\mathcal{L} \gg 1$, une estimation de R_o et β :

$$Z_{TES}(0) = -R_o$$

$$Z_{TES}(\infty) = R_o(1 + \beta) \quad (11.6)$$

$$(11.7)$$

En pratique

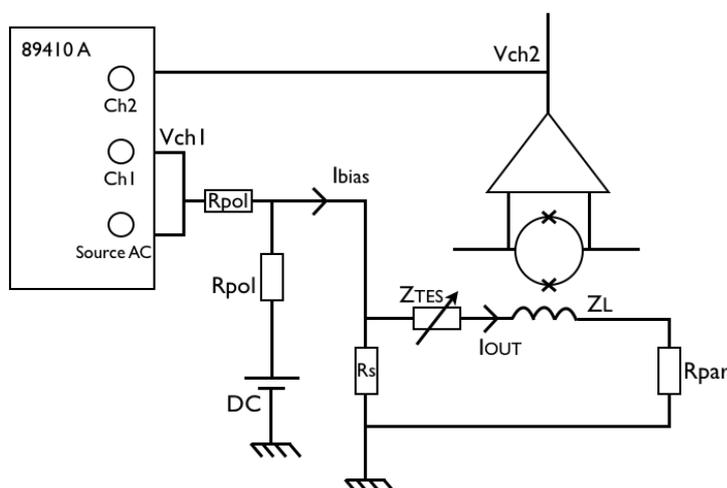


Figure 11.5: Schéma électrique pour la mesure de l'impédance complexe Z_{TES}
 - On injecte un signal DC pour polariser le TES auquel on ajoute un signal AC de faible amplitude dont on fera varier la fréquence. On utilise deux sources de tension distinctes que l'on convertira en source de courant à l'aide de résistances de fortes valeurs $R_{pol} \approx 10k\Omega$. Un point de sommation en courant est ensuite effectué avant d'envoyer le signal résultant sur le TES. L'analyseur de spectre mesure la phase et l'amplitude du rapport $\Gamma = \frac{V_{ch2}}{V_{ch1}}$ dans le domaine de Fourier.

On utilise pour réaliser cette mesure un analyseur de spectres *Agilent 89410A*. Il génère une tension AC directement mesurée par le canal 1 (ch1). Cette tension AC est transformée en courant grâce à une résistance de polarisation de forte valeur devant le reste du circuit : $R_{pol} \approx 10k\Omega$. La tension DC est amenée par une source séparée, elle traverse une résistance R_{pol} identique pour ensuite rejoindre un point de sommation en courant avec la composante AC. La somme des courants AC et DC traverse ensuite le

circuit de polarisation habituel du détecteur. Le canal 2 (ch2) de l'analyseur mesure la tension de sortie correspondante. La quantité mesurée est (voir schéma 11.5) :

$$\begin{aligned}
 \Gamma &= \frac{V_{ch2}}{V_{ch1}} \\
 &= \frac{I_{out} G_{elec}}{I_{bias} R_{pol}} \\
 &= \frac{G_{elec}}{R_{pol}} \frac{R_s}{R_L + Z_{TES} + Z_L}
 \end{aligned} \tag{11.8}$$

avec I_{bias} , le courant de polarisation traversant la résistance de shunt en parallèle avec le bolomètre, $Z_L = j\omega L$, l'impédance de l'inductance d'entrée et G_{elec} le gain de l'électronique en boucle fermée (équation 8.6). Pour exprimer I_{bias} en fonction de I_{out} , on lui applique simplement le pont diviseur de courant formé par la résistance de shunt d'une part et le TES, la résistance de load et l'inductance d'entrée d'autre part. On retrouve ainsi l'expression de Z_{TES} en fonction de Γ , la fonction de transfert mesurée grâce à l'analyseur de spectre,

$$Z_{TES} = \Gamma^{-1} \frac{G_{elec} R_s}{R_{pol}} - R_L - Z_L. \tag{11.9}$$

11.3.2 Résultats

Sur la figure 11.6, sont présentés des mesures d'impédances complexes pour la matrice APCTES04 respectivement à 70% et 85% de la résistance normale. La présence d'une forte résistance parasite (autour de $20m\Omega$), nous empêche de descendre trop bas dans la transition. La partie réelle tendant vers R_o à basse fréquence, elle montre directement l'évolution de la résistance de fonctionnement à mesure que l'on descend dans la transition. De plus, le décalage des courbes en fréquences est une conséquence de l'accélération du bolomètre dans la transition via l'augmentation du paramètre α .

Les données sont ajustées à l'aide des équations 11.5 et 11.9, en utilisant la valeur de R_o obtenue avec les caractéristiques I(V). La force la contre-réaction \mathcal{L} , le paramètre β et la constante de temps τ sont laissés comme paramètres libres. A partir des valeurs obtenues, on peut reconstruire, la capacité calorifique C, la constante de temps accélérée τ_{etf} et α . L'ensemble des résultats est présenté dans le tableau 11.1.

La constante de temps mesurée à $R_o/R_n \approx 85\%$ correspond à une fréquence de coupure du détecteur, $f_{BOLO} = \frac{1}{2\pi\tau_{etf}}$ autour de 5Hz, ce qui nous laisse très peu de marge au regard de la valeur requise pour QUBIC, par contre le point de fonctionnement

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

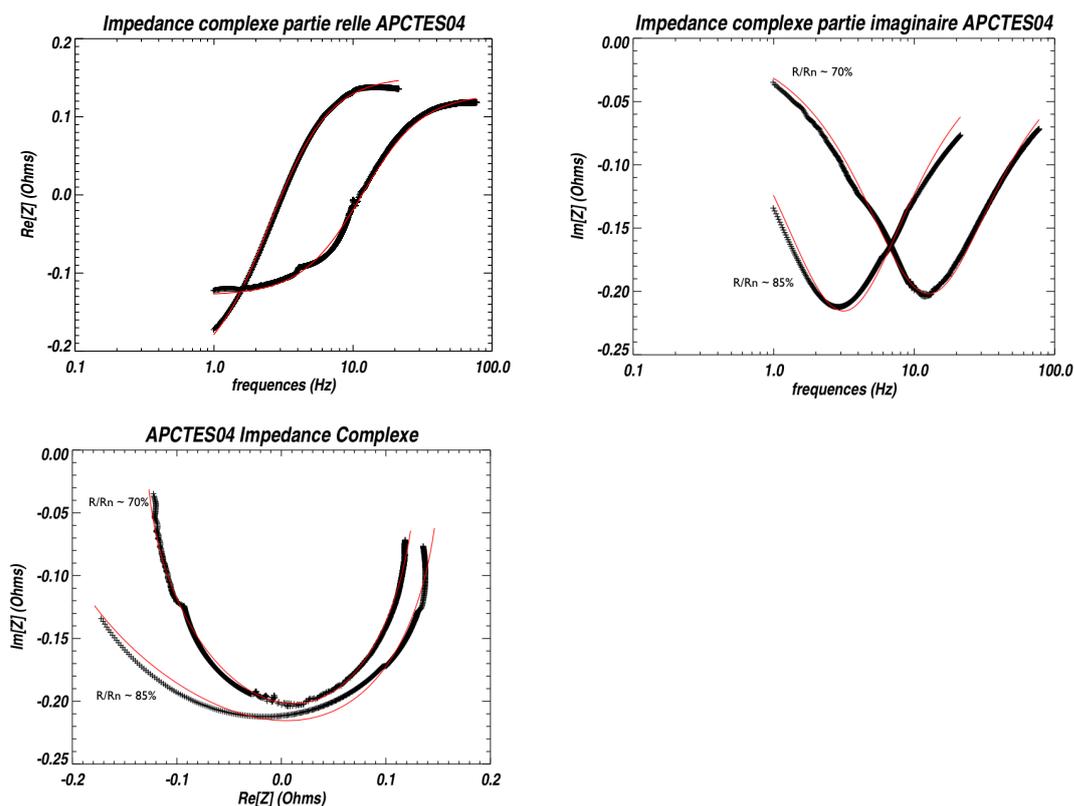


Figure 11.6: .

Impédances Complexes APCTES04 - Les mesures sont effectuées pour une même température de bain : $T_b = 200mK$. Les artefacts présents sur les courbes sont dus à l'analyseur de spectre. R_L et Z_L sont mesurées indépendamment quand le bolomètre est supraconducteur. On utilise un modèle avec un seul découplage thermique et bien que les résultats obtenus soit cohérents, il ne permet plus d'expliquer complètement les mesures lorsqu'on descend dans la transition supraconductrice. Ceci nous indique, la présence de découplages thermiques supplémentaires ou de capacités et d'inductances parasites dans notre circuit de polarisation.

APCTES04	$R_o/R_n \approx 85\%$	$R_o/R_n \approx 70\%$
\mathcal{L}	3 ± 0.5	8 ± 0.5
β	0.3 ± 0.05	0.4 ± 0.05
α	10 ± 2.9	1.2
τ_{etf} (ms)	30 ± 6	10 ± 1.5
R_o (m Ω)	115 ± 5	95 ± 5
V_o (μV)	2 ± 0.1	1.9 ± 0.1
τ (ms)	100 ± 10	
G (pW/K)	210 ± 20	
T_c (mK)	575 ± 5	
C (pJ/K)	20 ± 3	

Table 11.1: Ensemble des paramètres mesurés pour le pixel T d'APCTES04

- On a choisi deux points de fonctionnement différents. Les paramètres dans le bas du tableau sont indépendants de ce choix. \mathcal{L} , β et τ sont les paramètres libres ajustés lors des mesures d'impédance complexe. La température critique, T_c est mesurée lors de R(T). Enfin, G, R_o , et V_o sont déterminés grâce aux mesures I(V). Les paramètres C, τ_{etf} et α sont respectivement déduit des équations, 6.1, 6.33 et 6.8.

à 70 % de la résistance normale présente, pour des performances de bruit identique, une fréquence de coupure de $\approx 15Hz$ et une force de la contre-réaction \mathcal{L} plus importante. Il en résulte que le système est mieux linéarisé et possède une dynamique plus grande. Nous avons pu atteindre des points de fonctionnement stable jusqu'à $R_o/R_n \approx 38\%$ mais les mesures de bruit indiquent, nous le verrons, un excès important au delà de la fréquence de coupure du bolomètre. La constante de temps accélérée du bolomètre pour ces points de fonctionnement est proche de celle créée par l'inductance d'entrée. Il en résulte une fréquence de coupure d'ordre 2, et le déphasage supplémentaire qu'elle génère peut expliquer cet excès de bruit.

Le modèle utilisé avec un unique découplage thermique, ne permet pas d'expliquer complètement les données, et il faut considérer les paramètres extraits comme des ordres de grandeurs plus que des mesures de précisions. Toutefois, l'évolution de ceux-ci en fonction de la tension de polarisation est en accord avec les modèles théoriques. Plusieurs raisons peuvent générer des artefacts dans les courbes $Z(\omega)$. Au niveau du circuit de polarisation et de l'électronique de lecture, les différents déphasages et gains des amplificateurs ainsi que toutes les capacités ou inductances parasites, s'ils ne sont

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

pas modélisés, vont brouiller l'information obtenue grâce aux impédances complexes. De même, la présence de découplage thermique supplémentaire (54) va également modifier le comportement des $Z(\omega)$. Une meilleure modélisation de l'ensemble de la chaîne de lecture et de polarisation nous permettra à l'avenir de faire de cette mesure une sonde de précision du fonctionnement des bolomètres. On pourra notamment l'utiliser comme outil clé de discrimination et caractérisation des différents modèles thermiques adoptés pour le détecteur.

11.4 Mesure de bruits

L'objectif principal est de mesurer les niveaux de bruits d'un détecteur en fonctionnement, et notamment leur contribution en fonction de la fréquence, pour les confronter à un modèle théorique. Si le design du système est respecté, la principale contribution à basse fréquence doit être celle du bruit de phonon. De plus, connaissant la réponse, on va pouvoir donner une valeur mesurée de la NEP électrique. Celle-ci ne tient pas compte de l'efficacité d'absorption du détecteur.

Pour cela, on polarise le détecteur au même point de fonctionnement que celui choisi pour les mesures d'impédances complexes. Les principaux paramètres du détecteur ont été extraits et ils vont nous permettre de construire un modèle de bruit théorique.

Les mesures de bruits sont effectuées avec un analyseur de spectres *agilent 89410*, celui-ci va directement effectuer la transformée de Fourier du signal de sortie pour nous donner le bruit en $[V/\sqrt{Hz}]$. On le ramène en entrée du SQUID en le divisant par le gain de l'électronique G_{elec} et la correspondance en puissance est obtenue en utilisant la réponse S_i .

étalonnage de la mesure

On réalise au préalable des mesures de bruit dans l'état supraconducteur à une température de bain de 200mK. Dans cette configuration, le bolomètre possède une résistance nulle et on mesurera principalement le bruit Johnson de la résistance de shunt et de la résistance parasite. A cela s'ajoute un terme constant I_{elec} qui est la contribution de l'électronique. Le niveau de bruit à basse fréquence est donc dicté par R_L et T_B la température de bain, la position du pôle quant à lui dépend du rapport R_L/L , enfin le niveau de bruit à haute fréquence fixe la valeur de I_{elec} . La courbe 11.7

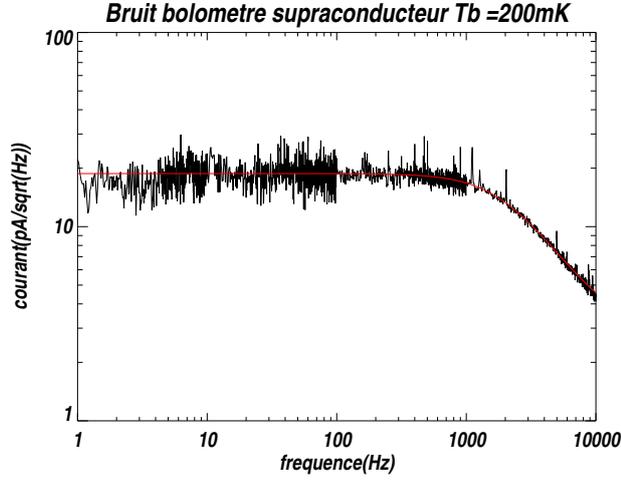


Figure 11.7: Bruit bolomètre supraconducteur - En rouge le résultat de l'ajustement avec l'équation 11.10. On trouve, $L = 2.6\mu H$ et $I_{elec} = 2.8pA/\sqrt{Hz}$ et $R_L = 31m\Omega$.

montre la mesure de bruit et l'ajustement réalisé à l'aide de la formule rendant compte du bruit de Johnson de la résistance de thévenin R_L ,

$$I_{supra} = \sqrt{\frac{4kT_B}{R_L} \frac{R_L^2}{R_L^2 + Z_L^2} + I_{elec}^2} \quad (11.10)$$

Les paramètres à ajuster sont L , l'inductance d'entrée du SQUID et I_{elec} le niveau plancher du bruit de l'électronique. R_L a été mesuré au préalable lors de l'étalonnage de courbes $I(V)$ en injectant un signal sinusoïdal lorsque le bolomètre est supraconducteur (voir la partie 11.2.1).

On obtient ainsi, $L = 2.6\mu H$ et $I_{elec} = 2.8pA/\sqrt{Hz}$. Le bruit du SQUID est de $0.3 pA/\sqrt{Hz}$, la chaîne de lecture est clairement dominée par une autre source de bruit. On voit d'ailleurs apparaître un pic de résonance autour de 200kHz probablement créé par des capacités ou inductances parasites du câblage. Ce pic à haute fréquence pourrait contribuer à l'excédent mesuré autour de 10kHz. Bien que cela n'affecte pas nos performances de bruit dans la bande passante du bolomètre, lors d'un fonctionnement multiplexé, cet excès provoquera une quantité importante de bruit de repliement.

11.4.1 Résultats

La figure 11.8 montre le bruit en courant à l'entrée du SQUID pour différentes tensions de polarisation du bolomètre, c'est à dire à différentes positions dans la transition.

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

On les identifiera par le rapport $R/R_n = 85\%$, 70% et 60% , plus celui-ci est faible, plus le bolomètre est proche de son état supraconducteur. La fréquence de coupure autour de 10kHz est due à la l'inductance d'entrée du SQUID. Le pôle de la FLL quant à lui peut osciller entre 30kHz et 40kHz selon les réglages du gain en boucle ouverte et de la fréquence de coupure du dernier étage d'amplification. Il aura pour effet de faire apparaître un deuxième ordre à cette même fréquence. Les raies observées dans la mesure de bruit sont pour la majeure partie d'entre elles liées au couplage de l'électronique de lecture, et notamment les SQUIDS, avec leur environnement extérieur. On identifie à 1.5Hz , le tube pulsé, à 50Hz , 100Hz et 150Hz , l'alimentation secteur et ses harmoniques, et à 80Hz , la pompe turbo permettant le fonctionnement de la dilution en pompant sur le mélange ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$.

Toutes les composantes de bruit ont été calculées à partir des formules dérivées dans la partie 6.3.

Décrivons, dans un premier temps leur évolution de manière qualitative.

- Le bruit Johnson de la résistance de shunt et de la résistance parasite, va fluctuer à cause du pont diviseur de courant associé à la résistance du bolomètre. Plus celle-ci est faible plus le bruit va être important.
- Le bruit Johnson du TES dépend de la résistance du senseur et de sa température critique. Il va également subir une réduction de son bruit dans la bande passante du bolomètre. Cette réduction est d'autant plus importante que \mathcal{L} est grand. On voit ainsi qu'elle passe d'un minimum de, $5\text{ pA}\sqrt{\text{Hz}}$ pour $R/R_n = 85\%$ à moins de $1\text{pA}\sqrt{\text{Hz}}$ pour $R/R_n = 60\%$ (voir figure 11.8).
- le bruit de l'électronique déduit à partir des mesures dans l'état supraconducteur (voir 11.10) a été directement implémenté dans la somme totale des bruits théoriques. Il est complètement négligeable jusqu'à la dizaine de kHz.
- On aperçoit du bruit en excès au delà de la fréquence de coupure du bolomètre qui peut induire une erreur allant jusqu'à un facteur 1.5 sur les mesures présentées. Sa valeur dépend du point de fonctionnement dans la transition et devient dominant dès $R/R_n \approx 55\%$. La provenance de ce bruit peut être expliquée par des découplages thermiques supplémentaires au niveau du bolomètre ou la présence d'une instabilité générée par la superposition des pôles électroniques et thermiques.

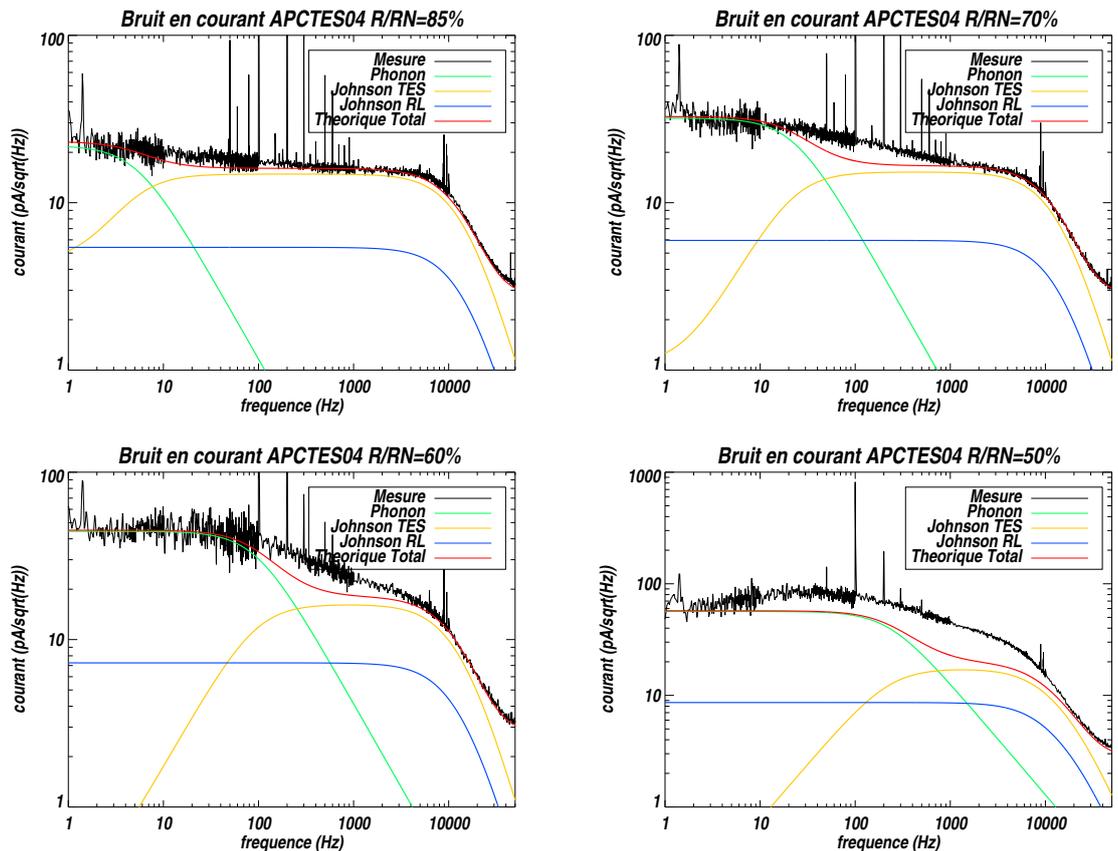


Figure 11.8: .

Bruit en courant à l'entrée du SQUID - Les 4 figures représentent les mesures de bruit en différents points de fonctionnement dans la transition confrontées au modèle de bruit théorique. Le bruit de l'électronique mesuré lors de l'étalonnage (figure 11.7) apparait directement dans la somme de toutes les composantes de bruits. On remarque un bon accord entre les valeurs prédites et les niveaux mesurés même si apparait un bruit en excès au delà de la fréquence de coupure du bolomètre qui augmente à mesure que l'on descend dans la transition. La dernière figure illustre un point de fonctionnement dominé par le bruit en excès.

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

- Le bruit de phonon en courant est celui qui va subir le plus de modifications selon la position du point de fonctionnement dans la transition du NbSi. Intrinsèquement, le bruit ne fluctue pas ou très peu. On rappelle qu'il dépend de la température de fonctionnement qui ne varie que de quelques mK dans la transition et de la conductance thermique. Par contre, la réponse S_i va varier le long de la transition, celle-ci dépendant directement de la tension de polarisation. Le bruit de phonon apparaîtra avec un courant plus ou moins important selon le rapport R/R_n . De plus la constante de temps associée à ce bruit va également fluctuer le long de la transition. La constante de temps accélérée s'écrit $\tau_{etf} = \tau/(\mathcal{L} + 1)$, avec $\mathcal{L} = P_{jo}\alpha/GT_o$. A mesure qu'on descend dans la transition, la puissance reste pratiquement constante comme le montre les courbes P(V) (figure 11.2), et α quant à lui augmente de manière importante. il en résulte une accélération du bolomètre comme le montre les figures 11.8.

11.4.2 La réponse

Nous avons vu dans la partie 6.34 que la réponse du détecteur, moyennant plusieurs approximations (polarisation en tension, $\mathcal{L} > 1$, $\beta \approx 0$), pouvait s'écrire simplement comme l'inverse de la tension de polarisation. Une expression de la réponse aussi simple ne pourrait expliquer les courbes de bruits obtenues, et dans notre cas, il est nécessaire d'utiliser une formulation plus complexe que celle-ci. La principale particularité de notre montage est l'importante résistance parasite, presque deux fois supérieur à la résistance de shunt. On ne peut donc supposer $R_o - R_L > 1$, même pour des bolomètres polarisés proche de leur résistance normale. Reprenons l'expression de la réponse calculée dans la partie 6.31,

$$S_I = \frac{-1}{I_o R_o (1 + \beta)} \left[1 + \frac{1}{1 + \beta} + \frac{L}{R_o (1 + \beta)} \frac{\tau}{\mathcal{L}} \left(i\omega + \frac{1}{\tau_{el}} \right) \left(i\omega + \frac{1 - \mathcal{L}}{\tau} \right) \right]^{-1}$$

On va s'intéresser au cas où $\beta=0$ et à basse fréquences ($\omega = 0$). L'expression de S_i devient alors :

$$S_i = -\frac{1}{V_o} \frac{R_o \mathcal{L}}{(R_o - R_L) \mathcal{L} + R_o + R_L} \quad (11.11)$$

On retrouve bien le terme en $1/V_o$ avec V_o la tension aux bornes du TES mais celui-ci est multiplié par un facteur que nous identifierons par le terme :

$$\Lambda = \frac{R_o \mathcal{L}}{(R_o - R_L) \mathcal{L} + R_o + R_L} \quad (11.12)$$

Intéressons nous désormais aux cas où \mathcal{L} tend vers l'infini, Λ devient alors :

$$\lim_{\mathcal{L} \rightarrow \infty} \Lambda = \frac{R_o}{R_o - R_L} \quad (11.13)$$

Ce terme, toujours supérieur à 1, rend compte de l'aspect non idéal de la polarisation en tension et tout se passe comme si une contre réaction positive venait accroître la réponse. Cet effet est d'ailleurs d'autant plus important que R_o est faible, c'est à dire que l'on polarise le TES bas dans sa transition. Il peut aller dans notre cas jusqu'à un facteur 2.8 pour $R/R_n \approx 40\%$. Prenons le cas où $R/R_n = 60\%$, la tension de polarisation est alors de $V_o = 1.7\mu V$ et le bruit de phonon est de $NEP_G \approx 4 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$. Dans le cas d'une polarisation en tension parfaite, on attend ce bruit à un niveau autour de $\approx 23pA/\sqrt{Hz}$ alors qu'on le mesure à une valeur de : $I_{ph} = 45pA/\sqrt{Hz}$ ce qui lui permet de sortir clairement des autres contributions de bruit. La question se pose alors de la mesure dans laquelle on peut bénéficier de cet effet sans rendre le bolomètre instable.

En effet, l'augmentation de la réponse S_i en utilisant le bolomètre dans un régime proche de l'instabilité et donc proche d'une contre-réaction positive, relaxe grandement les contraintes sur l'électronique de lecture . Cet effet est d'autant plus intéressant dans le cas d'un multiplexage temporel où la marge entre le niveau de bruit de phonon et celui de l'électronique doit être aussi important que possible pour minimiser les problèmes d'*aliasing* (voir partie 9.2).

11.4.3 Conclusion

L'accord entre les mesures de bruits et le modèle théorique utilisé confirme que le système est bien dominé par un bruit thermique, $NEP_G \approx 4 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$. Toutefois, apparait un bruit en excès en dehors de la bande utile du détecteur d'autant plus important que l'on polarise le détecteur bas dans sa transition.

La constante de temps accélérée pourra être choisie en fonction de ce même point de polarisation. Pour des niveaux de bruits en excès raisonnable (voir figure 11.8), c'est à dire pour $R/R_n > 60\%$, elle a été mesurée entre quelques Hz et $\approx 100Hz$ et couvre ainsi les spécificités requises pour une expérience de type CMB.

On pourra dans un futur proche compléter cette étude des mesures de bruit des détecteurs en approfondissant les points suivants :

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

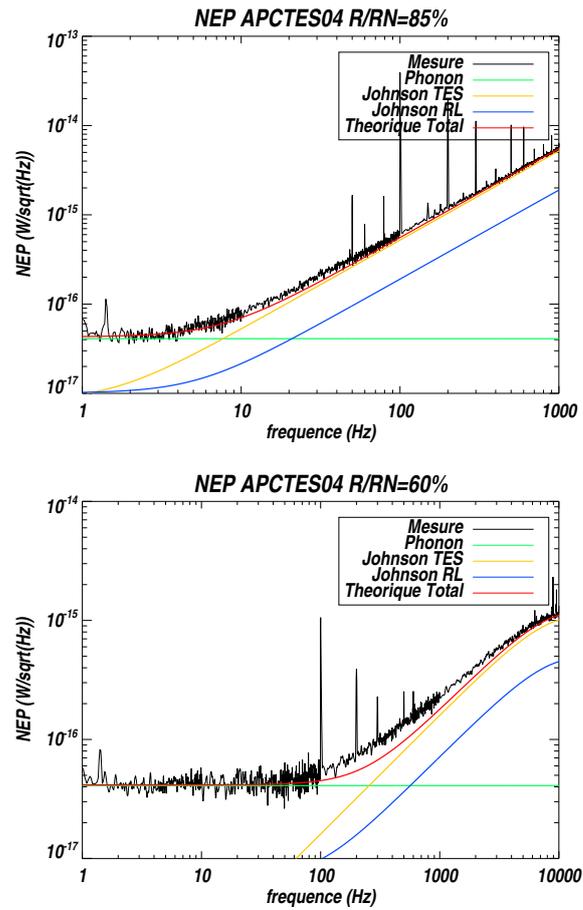


Figure 11.9: .

Bruit en NEP W/\sqrt{Hz} - APCTES04 - En représentant le bruit en puissance, on trouve une NEP $\approx 4 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$ avec une constante de temps allant entre 5Hz et 100Hz selon le choix du point de fonctionnement.

- Déterminer la source d'*excess noise*. Provient il, d'une polarisation en tension non idéale, d'un ordre 2 créé par le pôle de l'électronique, d'un découplage thermique supplémentaire ?
- Comprendre la provenance du bruit de l'électronique et notamment cette résonance à 200kHz
- Etudier plus en détail les conséquences liés au facteur Λ sur la réponse et la stabilité dans le cadre d'une résistance parasite élevée.

11.5 Glitches et constante de temps

Une source radioactive à base de radium (Ra256) a été placée dans le cryostat afin de mesurer la réponse temporelle du détecteur. Une fois le bolomètre polarisé, une série de raies est apparue dans le signal temporel. Ces raies correspondent à des particules radioactives impactant aussi bien l'absorbeur que le wafer de silicium, ou encore la platine froide. Le taux dépasse 20 coups/min et la figure 11.11 présente une sélection des glitches possédant les plus grandes amplitudes sur une durée de 2 minutes. On choisit plus particulièrement la population de glitches les plus énergétiques pour être certain de traiter ceux qui atteignent l'absorbeur de notre pixel.

Chacune des raies sélectionnées est ajustée par un modèle représentant une réponse avec une ou deux constantes de temps. Le modèle ne présentant qu'une seule constante de temps ne permet pas d'ajuster correctement les données. Le résidu important obtenu en utilisant la méthode des moindres carrés indique la nécessité d'utiliser des modèles plus complexes. L'ajustement des données avec le modèle à double constante de temps donne quant à lui de bien meilleurs résultats. Ceux-ci sont présentés sur la figure 11.10.

Les valeurs ainsi mesurées $\approx 7.7\text{ms}$ et $\approx 1.5\text{ms}$ rendent compte d'un découplage thermique supplémentaire qui pourrait avoir lieu entre l'absorbeur et le senseur NbSi. Ces mesures ont été réalisées sur le pixel central du wafer car la disposition de la source nous permettait d'avoir une statistique plus importante à cet endroit. Or le bolomètre T utilisé pour les caractérisations en bruit et mesures d'impédances complexes est situé à la périphérie où la gravure est plus efficace et le pixel plus sensible. La corrélation entre ces diverses mesures est donc impossible, ce qui rend l'interprétation de ces résultats délicats. Même s'il ne permet pas d'obtenir des conclusions plus précises sur

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

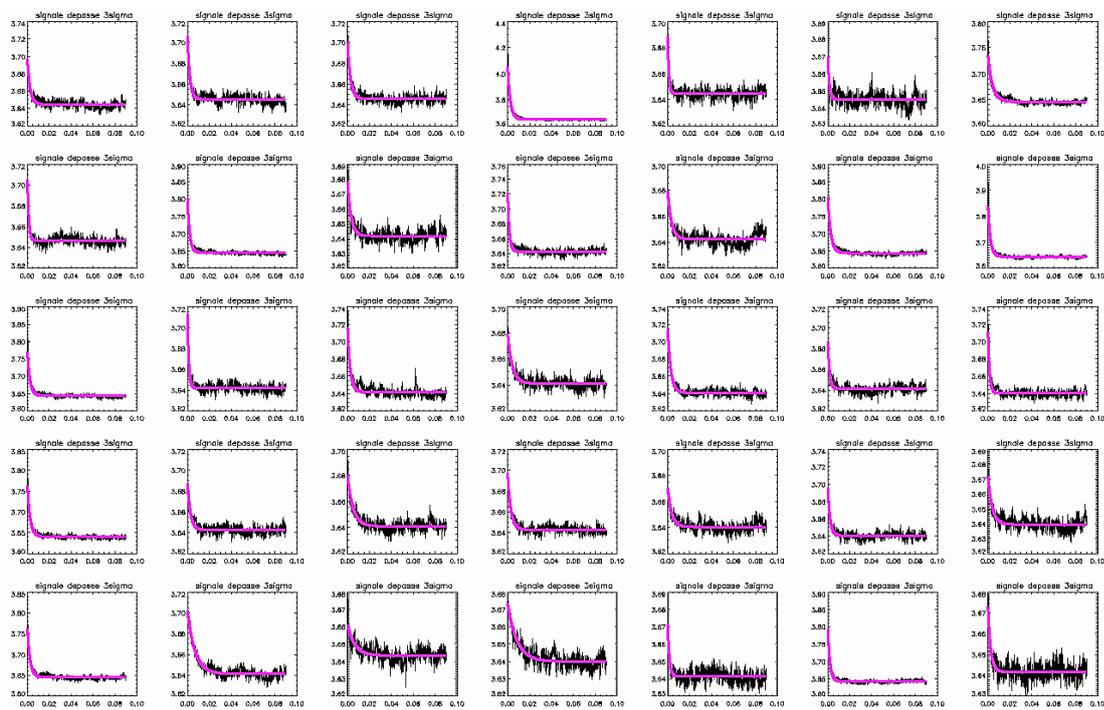


Figure 11.10: Glitches d'amplitude supérieure à 100mV - Sélection des glitches les plus énergétiques sur une durée de deux minutes. La courbe rose représente l'ajustement de chacun des pixels sélectionnés par un système à double constante de temps

les propriétés thermiques du détecteur, ce résultat confirme la présence de ce découplage supplémentaire et les valeurs mesurées sont cohérentes avec les attentes théoriques.

A l'avenir, on pourra réaliser des mesures de bruit et d'impédances complexes en plusieurs points de fonctionnement. Ceci donnera lieu à une fluctuation de la constante de temps liée à la réponse thermique du bolomètre et on pourra, en confrontant les différentes valeurs mesurées par ces méthodes avec celles obtenues grâce aux glitches, identifier d'où provient ce découplage supplémentaire. L'implémentation de modèles plus complexes pour les ajustements d'impédances complexes est aussi un excellent moyen complémentaire de caractériser l'architecture thermique du détecteur.

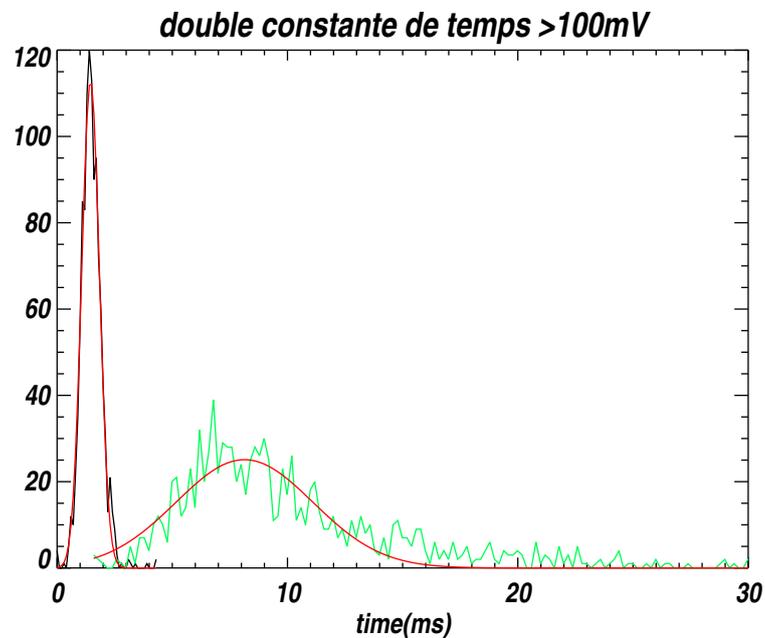


Figure 11.11: Histogramme du modèle à double constante de temps - L'ajustement des glitches sélectionnés dans le signal temporel avec un modèle à deux constantes de temps met en évidence les valeurs de ≈ 7.7 ms et ≈ 1.5 ms

11. CARACTÉRISATION DES BOLOMÈTRES SUPRACONDUCTEURS NBSI

Cinquième partie

Conclusion

Chapitre 12

Perspectives

Les retentissants succès des résultats obtenus grâce à la caractérisation du Fonds Diffus Cosmologique depuis ces vingt dernières années ont donné à la Cosmologie ses lettres de noblesse. L'accord remarquable entre la théorie et les données a levé les derniers doutes des esprits les plus sceptiques. Notre prétention, ou plutôt notre capacité à bâtir des scénarios parfois à la seconde près, sur des événements ayant eu lieu il y a plus de 13 milliards d'années est aujourd'hui appuyée par des mesures robustes.

Dans ce contexte, la détection des modes B apparaît comme l'une des dernières pierres d'un édifice que tâtonnements théoriques et instrumentaux auront mis plus de cent ans à construire. Toutefois, l'avenir des expériences liées au Fonds Diffus Cosmologique ne peut se construire uniquement sur la détection d'un signal, certes attendu de pied ferme, mais qui n'en reste pas moins spéculatif. Les agences spatiales européennes et américaines, l'ESA et la NASA ont d'ailleurs abondé dans ce sens. La non-sélection des projets satellites EPIC et COrE, respectivement en 2009 et 2012, n'a en aucun cas remis en cause leur viabilité et l'importance de leurs objectifs scientifiques, mais a établi une forme de consensus au sein de la communauté.

” Sans la détection d'un signal inflationnaire au sol ou en ballon, en l'occurrence les modes B primordiaux, il ne peut y avoir de nouvelles missions spatiales.”

Clem Pryke – Rencontres de Moriond 2012.

C'est en gardant cette assertion à l'esprit, que nous adressons dans cette conclusion les perspectives futures des expériences de type CMB sous la forme de 3 questions.

Ce signal est-il détectable, et si oui à quel niveau ?

Les expériences CMB de nouvelles générations affichent toutes un objectif de détection des modes B à $r=0.02$. Au regard des résultats passés, on constate systématiquement un facteur de dégradation de 4 à 8 entre les valeurs annoncées et celles obtenues. Les causes peuvent être multiples. Les conditions météorologiques empêchent souvent d'exploiter l'intégralité du temps d'observation. De même, il est rare d'obtenir un plan focal fonctionnant intégralement, et l'on travaille généralement avec un nombre effectif de détecteurs lors d'une observation. En conséquence, la sensibilité intégrée s'en trouve réduite. Des erreurs systématiques peuvent également entacher les mesures, la présence d'avant plans trop émissifs, une connaissance parcellaire de l'architecture du détecteur ou une mauvaise définition des filtres sont autant de points dont les conséquences peuvent être dramatiques. De manière générale l'intégration complète de l'instrument n'a lieu qu'une fois sur le site avec son lot de nouveaux problèmes. La raison est souvent d'ordre financière, mais découle également de la difficulté à reproduire les conditions de faibles émissions de l'environnement en laboratoire.

Quoiqu'il en soit les expériences visant une détection à $r=0.02$ sont aujourd'hui entraînés de prendre des données (SPTpol, ACTpol, POLARBEAR, BICEP-2, KECK). Si les modes B sont réellement à ce niveau et malgré toutes les considérations précédentes, leur détection ne devrait être qu'une question d'années.

Si en revanche il s'avère que $r < 0.02$, deux obstacles supplémentaires sont à considérer.

- Le niveau des modes B lentillés devient dominant.
- Les avant-plans polarisés sont très mal connus mais dans les zones les plus *propres* du ciel, la théorie prévoit leur niveau autour de $r \sim 0.02$ (75).

Il deviendra donc nécessaire de développer des algorithmes spécifiques de *dé-lentillage* et de séparation des composantes pour soustraire ces deux sources contaminantes, et ensuite seulement envisager une détection. Ceci modifie considérablement les échelles de temps. Une mission spatiale met près de 15 ans à se mettre en place, s'il faut attendre une détection pour la mettre en place, la question des limites intrinsèques sur les r atteignables au sol et en ballon se pose à l'avenir, comme un point essentiel.

Quelle optimisation pour quels objectifs scientifiques ?

Un panorama des différentes expériences dédiées à la polarisation du Fond Diffus Cosmologique nous amène à les diviser en deux grandes familles. L'une visant une détection des modes B primordiaux (QUBIC, BICEP-2, KECK, ABS, Spider), et l'autre les modes B lentillés (SPTpol, POLARBEAR, ACTpol). Cette distinction peut sembler artificielle car toutes revendiquent la détection des modes B comme l'un de leurs objectifs scientifiques principaux. Néanmoins, elle trace des choix marqués en terme de design instrumental et de stratégie de balayage. L'échelle angulaire à laquelle apparaissent ces deux signaux en constitue l'élément déterminant. Alors que le pic lié à la recombinaison est à l'échelle du degré dans le spectre des modes B, les effets du lentillage sont quant à eux dominant pour quelques minutes d'arc, soit plusieurs centièmes de degré.

Une relation simple nous donne la taille du miroir en fonction de la résolution pour une longueur d'onde donnée : $\theta \sim \lambda/D$, où θ est la résolution, λ la longueur d'onde et D le diamètre du télescope. Un miroir primaire de 30 cm correspond donc approximativement à 0.5 degrés, et serait donc de dimension suffisante pour une expérience dédiée aux modes B primordiaux. Les modes B lentillés nécessitent quant à eux des miroirs dont le diamètre est plutôt de l'ordre de 2 à 3m.

On énumère ici quelques conséquences directes :

- Une optique de grande taille implique des coûts supplémentaires importants tant pour le miroir que pour le baflage associé.
- La vitesse de balayage du télescope s'en trouve réduite limitant la capacité à rejeter le bruit en $1/f$ de l'atmosphère.
- Les plus grandes fenêtres d'ouverture des cryostats se situent autour d'une quarantaine de cm, autorisant donc les expériences dédiées aux modes B primordiaux de refroidir l'ensemble de leur optique (ABS EBEX). En limitant ainsi la charge sur leurs détecteurs, ils améliorent considérablement la sensibilité de l'expérience.
- Il est plus facile pour les petits télescopes d'effectuer une rotation de l'ensemble de leur système et ainsi corriger les effets systématiques liés aux asymétries de leur faisceau.
- Dans la perspective d'une détection des modes B (lentillés ou primordiaux), la stratégie généralement adoptée est d'utiliser l'ensemble du plan focal à une unique

12. PERSPECTIVES

fréquence et de balayer le ciel sur la zone la plus petite possible par l'échelle angulaire concernée. De cette manière on augmente la sensibilité brute et on minimise le risque de contamination des avant-plans. Il faudra évidemment prendre en compte les effets de la variance cosmique et de la fuite de E dans B liés à la taille finie de la zone observée. Une expérience visant une détection des modes B lentillés pourra donc se permettre de balayer le ciel sur une région beaucoup plus restreinte (typiquement de l'ordre du degré) pour améliorer son rapport signal à bruit.

- L'utilisation d'un grand miroir rend difficilement envisageable son utilisation pour une expérience ballon à cause de la limite de poids ce type de technologie¹.

Toutes ces considérations font apparaître un compromis consécutif à l'ouverture des objectifs scientifiques d'un projet dédié aux modes B primordiaux. Les coûts augmentent de manière non négligeables et l'optimisation de l'expérience fait l'objet de nouvelles contraintes.

Quelles sont les perspectives instrumentales ?

Les enjeux instrumentaux sont évidemment dictés par les besoins des expériences, à savoir un gain en sensibilité et un meilleur contrôle des erreurs systématiques. La question est de savoir dans quelle direction ces contraintes ont poussé la technologie ces dernières années et surtout dans quelle voie nous amènent elles.

1/ Sensibilité

Amélioration de la sensibilité intrinsèque des détecteurs.

Cette considération a été un fil conducteur qui a poussé la communauté à délaisser peu à peu les radiomètres² et la détection cohérente au profit de la technologie bolométrique. Les bolomètres sont des détecteurs incohérents, ils perdent l'information sur la phase au profit d'une meilleure sensibilité et d'une plus grande bande passante.

1. Une expérience ballon se situe très haut dans l'atmosphère. Les détecteurs sont proches des conditions de *background* propres au spatial et peuvent donc atteindre des sensibilité plus élevées que pour une expérience sol. L'inconvénient est la durée maximale du vol et donc du temps d'intégration, limitée à une dizaine de jours.

2. Historiquement, la première technologie utilisée.

Ils ont bénéficié ces dernières années d'un énorme progrès en sensibilité. La cryogénie des très basses températures y a d'ailleurs largement contribué. Le développement des absorbeurs métalliques couplés thermiquement à un substrat diélectrique (suggéré pour la première fois par Paul Richards (76)) a également été un élément décisif pour permettre à ces détecteurs d'atteindre la limite du bruit de photons. Ils restent à l'heure actuelle les détecteurs les plus sensibles dans le domaine du millimétrique.

La contribution des radiomètres est pour autant, encore aujourd'hui, loin d'être négligeable. L'expérience au sol QUIET a récemment apporté d'excellentes contraintes sur les modes B primordiaux (1). DASI et CBI, les deux premières expériences à avoir détecté la polarisation E utilisaient également des radiomètres avec une architecture de type interféromètre.

Aujourd'hui, une troisième génération de détecteurs est en plein essor. Il s'agit des *Kinetic Inductance detectors* ou KIDs. Ce sont tout comme les bolomètres des détecteurs incohérents, mais ils s'appuient sur un phénomène de résonance et n'impliquent pas d'effets thermiques. Une piste supraconductrice sous forme de méandre possède une inductance cinétique proportionnelle à sa densité de paires de Cooper. Cette piste, associée à une capacité forme un circuit résonant à haute fréquence (quelques GHz). Une onde incidente va briser des paires de Cooper et par la même modifier l'inductance cinétique. La fréquence LC du résonateur va donc être décalée proportionnellement au rayonnement incident. Cette technologie présente l'avantage d'être plus simple à mettre en oeuvre en évitant notamment les membranes suspendues des bolomètres. De plus, la lecture est relativement simple car le signal est intrinsèquement multiplexé¹ et n'a pas besoin d'une chaîne d'amplification ultra-sensible à froid. Elle s'adapte donc parfaitement avec la logique d'un développement en grande matrice. Toutefois, il n'a pas été encore démontré que ces détecteurs puissent atteindre les sensibilités requises pour une observation de type CMB avec de très faibles *background*.

Augmentation du nombre de détecteurs.

Cette problématique constitue sûrement le défi majeur de l'instrumentation pour le CMB de ces dernières années. Elle a en partie motivée l'utilisation des détecteurs supraconducteurs dans les années 2000. Contrairement aux bolomètres semi-conducteurs, ces derniers peuvent être facilement réalisés en matrice à l'aide des procédés de fabrication

1. Chaque circuit résonnant est à une fréquence donnée.

12. PERSPECTIVES

de la micro-électronique. La majorité des expériences CMB observant actuellement, utilise cette technologie (SPT, BICEP-2, POLARBEAR) qui a déjà donné d'excellents résultats (33), (77). Le nombre toujours croissant de détecteurs a entraîné un intense développement de l'électronique de lecture et notamment des différentes techniques de multiplexage à basse température. La cryogénie a également dû s'adapter en fournissant toujours plus de puissance à froid à mesure que ce nombre augmentait.

On parle aujourd'hui de quelques milliers de détecteurs, et les expériences à venir envisagent des plans focaux allant jusqu'à plusieurs dizaines de milliers de pixels (8 télescopes de 6000 détecteurs pour POLAR 1 et 4 bandes de fréquences de 5000 détecteurs pour l'instrument Piper (78)). Les laboratoires mettent désormais en place des procédés de fabrication semi-industriels pour répondre à ce besoin. La question se pose donc de savoir si la contribution uniquement à l'échelle d'un laboratoire de recherche reste envisageable dans les années à venir, et ce même pour une expérience de petite dimension.

Détecteurs multi-fréquences.

Cette technique représente une voie très prometteuse tant pour le gain en sensibilité que pour celui des effets systématiques. La démarche est d'une certaine manière similaire à l'augmentation du nombre de détecteurs. Le but ici est également d'augmenter le nombre de photons collectés, mais au niveau d'un même pixel. Ce dernier est pour cela rendu sensible aux photons de plusieurs bandes de fréquences à la fois grâce à un type d'antennes particulières développées par le groupe de Berkeley : les *sinuous antenna* (79). Ces antennes très larges bandes sont couplées à un nombre donné de détecteurs (senseur supraconducteur sans absorbeur ou KIDS) à l'aide de ligne micro ruban. Chacun d'entre eux reçoit un signal à une fréquence donnée dont la bande passante est déterminée au préalable par des filtres planaires. On peut donc imaginer une expérience CMB où chaque pixel verrait en même temps les canaux 90GHz, 150 GHz et 220 GHz. Les bénéfices d'une telle technologie et plus particulièrement pour une application satellite sont indéniables.

Chacune des antennes doit pour former son faisceau être couplée à une micro-lentille. La réalisation de ces lentilles sur des bandes de fréquences aussi larges que celles des antennes reste un point non résolu et toujours en développement. L'utilisation de ces

détecteurs est prévue pour POLARBEAR-2 (80).

2/ Contrôle des effets systématiques

Optique large Bande

Le contrôle des erreurs systématiques, la soustraction des avant-plans et des modes B lentillés nécessitent de travailler à de multiples bandes de fréquences (on renverra à la proposition faite à l'ESA pour le satellite CORE (48)). En conséquence il est nécessaire de développer des éléments optiques (filtres, lentilles grilles polarisantes etc) qui couvrent l'ensemble des bandes observées et ne présentent que de faibles pertes. L'utilisation d'optiques spécifiques pour chaque bande complexifierait l'architecture et serait une source d'erreurs systématiques supplémentaires.

Modulation du Signal

La faiblesse du signal polarisé du CMB a très vite orienté les instrumentalistes à la recherche d'une méthode de modulation de la polarisation¹. Le développement des lames demi-onde a ouvert des possibilités particulièrement intéressantes. Tout comme la modulation naturelle apportée par le balayage du télescope, elle déplace le signal utile au dessus du bruit en $1/f$ du détecteur. De plus, en ne modulant que la polarisation, elle limite les fuites possibles de T dans Q et U et permet à un seul détecteur de mesurer directement l'un des deux paramètres. Il n'est donc plus nécessaire de soustraire les signaux provenant de deux détecteurs différents pour obtenir cette valeur. En terme d'effets systématiques, le gain est significatif. Malheureusement ce dispositif présente encore de nombreux problèmes. D'une part son émissivité impose de le disposer à basse température, ce qui le rend particulièrement délicat à employer du point de vue mécanique pour le faire tourner de manière continue. D'autre part ce dispositif introduit un nombre important d'effets systématiques supplémentaires comme des distortions de faisceau. Enfin la lame demi onde est un bloc mono-cristallin. La réalisation de ce type d'objet pour des dimensions importantes est également très difficile. Les plans focaux toujours plus grands risquent donc d'être, de par leur taille, un facteur limitant à l'avenir. La réalisation d'un modulateur de polarisation à l'aide de grilles métalliques tente de s'affranchir de ces problèmes et présente une alternative intéressante (81).

1. L'expérience Bicep utilisait originellement un modulateur de polarisation à effet Faraday mais ce dernier fut rapidement abandonné car il apportait une charge trop importante sur les détecteurs.

12. PERSPECTIVES

Source d'étalonnage polarisée

Un des principaux défaut des TES est que la constante de temps, tout comme la réponse dépend du point de fonctionnement dans lequel il se situe. Ce dernier dépend des conditions de polarisation mais également de la charge provenant du ciel. Il peut donc tout à fait connaître d'importantes variations en fonction des conditions météorologiques par exemple, ou du *pick up* du cryostat. Ajoutons que la réponse, mais également la constante de temps risquent de varier pour des rayonnements incidents trop larges. Il devient donc indispensable de réaliser des sources polarisées dans le millimétrique, permettant l'étalonnage de ces paramètres à tout instant.

Chapitre 13

Conclusion sur le travail de thèse

Les trois dernières années passées dans le laboratoire millimétrique de l'APC auront eu deux axes majeurs de travail.

Le premier est centré sur les détecteurs, leur principe de fonctionnement et leur mise en oeuvre. L'enjeu n'était pas uniquement de les caractériser mais dans un premier temps de savoir comment réaliser cette caractérisation. Nous avons ainsi monté et défini avec l'équipe du laboratoire millimétrique, des procédés de tests permettant de mettre en évidence leur fonctionnement et extraire leurs principaux paramètres. Ces mesures qui nous semblent aujourd'hui routinières ont constitué près de deux ans de mon travail de thèse. J'ai ainsi pu apprécier le gouffre qui sépare la compréhension théorique des TES de celle face à son oscilloscope et ses appareils de mesure.

- les caractérisations IV ont été les premiers résultats obtenus démontrant le fonctionnement effectif d'un supraconducteur comme détecteur bolométrique. Elles ont ainsi validé l'architecture électronique 4 pixels, la réalisation de la polarisation en tension et la contre-réaction électro-thermique du TES.
- Les impédances complexes nous ont aidé à comprendre les aspects dynamiques du bolomètre : comment évoluent sa constante de temps et ses propriétés thermiques en fonction de la tension de polarisation.
- Les mesures de bruit et surtout leur interprétation ont affirmé la cohérence de notre démarche vis à vis des objectifs scientifiques. Les NEP mesurées $\sim 5 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$ pour une température critique de $\sim 570mK$ se rapprochent des

13. CONCLUSION SUR LE TRAVAIL DE THÈSE

niveaux requis par l'expérience QUBIC et sont conformes aux *design* de nos détecteurs..

- Enfin l'étude de la réponse du TES à des particules radioactives s'est révélée être un outil intéressant à l'avenir pour sonder son architecture thermique. Cette dernière mesure ouvre la voie vers les tests optiques qui constitueront la prochaine grande étape de caractérisation des TES.

Le deuxième point concerne le travail d'intégration. Comprendre les rouages de l'ensemble des éléments qui constituent la chaîne de détection, comment chacun d'entre eux interagit et se manifeste, a été peut être l'une des avancées les plus gratifiantes sur le plan personnel. La cryogénie, les problèmes de compatibilité électromagnétique, l'électronique de lecture et les détecteurs sont autant de paramètres qui peuvent interférer entre eux de mille manières différentes. Le travail d'intégration nécessite d'avoir un spectre large de connaissances pour couvrir tous les éléments de la chaîne et se résume dans de nombreux cas à une résolution successive de problèmes. C'est peut être là, à mon avis où se trouve le travail le plus difficile de l'instrumentaliste. Heureusement, l'expérience de mon entourage dont j'ai bénéficié au cours de ma thèse a considérablement réduit le champs des possibles. Un peu d'entêtement et d'intuition ont fait le reste du travail. C'est ainsi que nous sommes arrivés à assembler toutes les pièces et faire fonctionner une architecture 24 canaux couplée à des bolomètres suspendus.

L'expérimentateur est bien souvent soumis à des contraintes externes à sa personne. Un échec peut survenir après un travail minutieux, comme une réussite se présenter de manière inattendue. N'allons pas croire pour autant que la recherche en instrumentation serait subordonnée aux caprices du hasard. L'exemple du travail de George Smoot et John Mather en est pour moi une belle illustration. Le succès du satellite COBE pour lequel ils ont obtenu le prix Nobel est le fruit d'un travail expérimental qu'ils ont débuté presque 15 ans plus tôt.

Si la présence du hasard ou de la chance est indéniable, la persévérance et l'expérience permettent de les courber dans la direction voulue.

References

- [1] QUIET COLLABORATION, D. ARAUJO, C. BISCHOFF, A. BRIZIUS, I. BUDER, Y. CHINONE, K. CLEARY, R. N. DUMOULIN, A. KUSAKA, R. MONSALVE, S. K. NÆSS, L. B. NEWBURGH, R. REEVES, I. K. WEHUS, J. T. L. ZWART, L. BRONFMAN, R. BUSTOS, S. E. CHURCH, C. DICKINSON, H. K. ERIKSEN, T. GAIER, J. O. GUNDERSEN, M. HASEGAWA, M. HAZUMI, K. M. HUFFENBERGER, K. ISHIDOSHIRO, M. E. JONES, P. KANGASLAHTI, D. J. KAPNER, D. KUBIK, C. R. LAWRENCE, M. LIMON, J. J. MCMAHON, A. D. MILLER, M. NAGAI, H. NGUYEN, G. NIXON, T. J. PEARSON, L. PICCIRILLO, S. J. E. RADFORD, A. C. S. READHEAD, J. L. RICHARDS, D. SAMTLEBEN, M. SEIFFERT, M. C. SHEPHERD, K. M. SMITH, S. T. STAGGS, O. TAJIMA, K. L. THOMPSON, K. VANDERLINDE, AND R. WILLIAMSON. **Second Season QUIET Observations : Measurements of the CMB Polarization Power Spectrum at 95 GHz**. *ArXiv e-prints*, July 2012. vii, 39, 185
- [2] W. HU AND M. WHITE. **A CMB polarization primer**. *New Astronomy*, **2** :323–344, October 1997. vii, 40
- [3] IRWIN, K. D. AND HILTON, G. C., J. MOREAU, AND G. VALENSI. *Transition-Edge Sensors*. Springer, 2005. viii, 58, 59, 67, 131
- [4] TOBIAS A. MARRIAGE. *Detectors for the Atacama Cosmology Telescope*. PhD thesis. viii, 66
- [5] STEFANOS MARNIEROS. *Couches minces d’isolant d’Anderson. Application à la bolométrie à très basse température*. PhD thesis. viii, 92, 95

REFERENCES

- [6] OLIVIER CRAUSTE. *Étude des transitions de phases quantiques supraconducteur — isolant, métal — isolant dans des matériaux amorphes désordonnés proches de la dimension 2*. PhD thesis. viii, 93
- [7] M. COLLESS. **First results from the 2dF Galaxy Redshift Survey**. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, **357** :105, January 1999. 8
- [8] ET AL. ABAZAJIAN. **The First Data Release of the Sloan Digital Sky Survey**. *The Astronomical Journal*, **126** :2081–2086, October 2003. 8
- [9] E. HUBBLE. **A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae**. *Proceedings of the National Academy of Science*, **15** :168–173, March 1929. 10
- [10] P. J. E. PEEBLES. **Non-Thermal Primeval Fireball?** *Astrophysics and Space Science*, **10** :280–290, February 1971. 24
- [11] D. P. WOODY AND P. L. RICHARDS. **Spectrum of the cosmic background radiation**. *Physical Review Letters*, **42** :925–929, April 1979. 24
- [12] G. DALL’OGLIO, B. MELCHIORRI, F. MELCHIORRI, V. NATALE, AND P. LOMBARDINI. **Measurements of Cosmic Background Radiation**. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, **22** :1036, January 1974. 24, 29
- [13] D. MUEHLNER AND R. WEISS. **Measurement of the Isotropic Background Radiation in the Far Infrared**. *Physical Review Letters*, **24** :742–746, March 1970. 24
- [14] E. I. ROBSON, D. G. VICKERS, J. S. HUIZINGA, J. E. BECKMAN, AND P. E. CLEGG. **Spectrum of the cosmic background radiation between 3 MM and 800 microns**. *nature*, **251** :591, October 1974. 25, 29
- [15] J. C. MATHER, E. S. CHENG, R. E. EPLEE, JR., R. B. ISAACMAN, S. S. MEYER, R. A. SHAFER, R. WEISS, E. L. WRIGHT, C. L. BENNETT, N. W. BOGGESS, E. DWEK, S. GULKIS, M. G. HAUSER, M. JANSSEN, T. KELSALL, P. M. LUBIN, S. H. MOSELEY, JR., T. L. MURDOCK, R. F. SILVERBERG, G. F. SMOOT, AND D. T. WILKINSON. **A preliminary measurement of the cosmic**

-
- microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite. *Astrophysical Journal*, **354** :L37–L40, May 1990. 25
- [16] J. CHLUBA AND R. A. SUNYAEV. **The evolution of CMB spectral distortions in the early Universe.** *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **419** :1294–1314, January 2012. 25
- [17] A. KOGUT, D. J. FIXSEN, D. T. CHUSS, J. DOTSON, E. DWEK, M. HALPERN, G. F. HINSHAW, S. M. MEYER, S. H. MOSELEY, M. D. SEIFFERT, D. N. SPERGEL, AND E. J. WOLLACK. **The Primordial Inflation Explorer (PIXIE) : a nulling polarimeter for cosmic microwave background observations.** *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, **7** :25, July 2011. 25
- [18] P. J. PEEBLES AND D. T. WILKINSON. **Comment on the Anisotropy of the Primeval Fireball.** *Physical Review*, **174** :2168–2168, October 1968. 26
- [19] G. F. SMOOT, M. V. GORENSTEIN, AND R. A. MULLER. **Detection of anisotropy in the cosmic blackbody radiation.** *Physical Review Letters*, **39** :898–901, October 1977. 28
- [20] F. MELCHIORRI, B. OLIVO-MELCHIORRI, AND M. SIGNORE. **The discovery of the cosmic background radiation : The European contribution.** In F. MELCHIORRI AND Y. REPHAELI, editors, *Background Microwave Radiation and Intracluster Cosmology*, page 413, 2005. 28
- [21] G. CHANIN AND J. P. TORRE. **A portable He-3 cryostat for space applications.** In K. MENDELSSOHN, editor, *6th International Cryogenic Engineering Conference*, pages 96–98, 1976. 28
- [22] M. G. BALDECCHI, G. DALLOGLIO, B. MELCHIORRI, F. MELCHIORRI, AND V. NATALE. **Narrow band filters for astronomical applications in the far infrared.** *Infrared Physics*, **14** :343–345, November 1974. 28
- [23] D. H. MARTIN AND E. PUPLETT. **Polarised interferometric spectrometry for the millimeter and submillimeter spectrum.** *Infrared Physics*, **10** :105–109, 1970. 28

REFERENCES

- [24] J. E. BECKMAN, G. CHANIN, J.-P. TORRE, F. MELCHIORRI, J. LIZON-TATI, H. OLTJOF, AND D. WYN-ROBERTS. **CIRBS : a satellite to measure the spectrum and the anisotropy of the cosmic background radiation.** In F. MELCHIORRI AND R. RUFFINI, editors, *Gamow Cosmology*, pages 192–230, 1986. 28
- [25] R. COURTIN, N. CORON, R. GISPERT, J. M. LAMARRE, J. LEBLANC, AND J. HARO. **Millimetric Photometry of Planets on La-Silla.** *The Messenger*, **18** :17, September 1979. 29
- [26] F. PAJOT, R. GISPERT, J. M. LAMARRE, R. PEYTURAUX, AND J. L. PUGET. **Submillimetric photometry of the integrated galactic emission.** *Astronomy and Astrophysics*, **154** :55–60, January 1986. 29
- [27] J. M. LAMARRE. **Photon noise in photometric instruments at far-infrared and submillimeter wavelengths.** *Applied Optics*, **25** :870–876, March 1986. 29
- [28] J. M. LAMARRE, N. CORON, R. COURTIN, G. DAMBIER, AND M. CHARRA. **Metallic mesh properties and design of submillimeter filters.** *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **2** :273–292, March 1981. 29
- [29] G. SERRA, G. BELLAICHE, P. ENCRENAZ, AND J. M. LAMARRE. **PRONAOS : A submillimeter facility.** In T. D. GUYENNE AND J. J. HUNT, editors, *European Rocket & Balloon Programmes and Related Research*, **270** of *ESA Special Publication*, pages 333–336, August 1987. 29
- [30] R. FABBRI, I. GUIDI, F. MELCHIORRI, AND V. NATALE. **Measurement of the cosmic-background large-scale anisotropy in the millimetric region.** *Physical Review Letters*, **44** :1563–1566, June 1980. 29
- [31] S. HANANY, P. ADE, A. BALBI, J. BOCK, J. BORRILL, A. BOSCALERI, P. DE BERNARDIS, P. G. FERREIRA, V. V. HRISTOV, A. H. JAFFE, A. E. LANGE, A. T. LEE, P. D. MAUSKOPF, C. B. NETTERFIELD, S. OH, E. PASCALE, B. RABII, P. L. RICHARDS, G. F. SMOOT, R. STOMPOR, C. D. WINANT, AND J. H. P. WU. **MAXIMA-1 : A Measurement of the Cosmic Microwave Background Anisotropy on Angular Scales of 10’-5deg.** *The Astrophysical Journal*, **545** :L5–L9, December 2000. 32

-
- [32] P. DE BERNARDIS, P. A. R. ADE, R. ARTUSA, J. J. BOCK, A. BOSCALERI, B. P. CRILL, G. DE TROIA, P. C. FARESE, M. GIACOMETTI, V. V. HRISTOV, A. IACOANGELI, A. E. LANGE, A. T. LEE, S. MASI, L. MARTINIS, P. V. MASON, P. D. MAUSKOPF, F. MELCHIORRI, L. MIGLIO, T. MONTROY, C. B. NETTERFIELD, E. PASCALE, F. PIACENTINI, P. L. RICHARDS, J. E. RUHL, AND F. SCARAMUZZI. **Mapping the CMB sky : THE BOOMERanG experiment.** *New Astronomy Reviews*, **43** :289–296, July 1999. 32
- [33] R. KEISLER, C. L. REICHARDT, K. A. AIRD, B. A. BENSON, L. E. BLEEM, J. E. CARLSTROM, C. L. CHANG, H. M. CHO, T. M. CRAWFORD, A. T. CRITES, T. DE HAAN, M. A. DOBBS, J. DUDLEY, E. M. GEORGE, N. W. HALVERSON, G. P. HOLDER, W. L. HOLZAPFEL, S. HOOVER, Z. HOU, J. D. HRUBES, M. JOY, L. KNOX, A. T. LEE, E. M. LEITCH, M. LUEKER, D. LUONG-VAN, J. J. McMAHON, J. MEHL, S. S. MEYER, M. MILLEA, J. J. MOHR, T. E. MONTROY, T. NATOLI, S. PADIN, T. PLAGGE, C. PRYKE, J. E. RUHL, K. K. SCHAFER, L. SHAW, E. SHIROKOFF, H. G. SPIELER, Z. STANISZEWSKI, A. A. STARK, K. STORY, A. VAN ENGELEN, K. VANDERLINDE, J. D. VIEIRA, R. WILLIAMSON, AND O. ZAHN. **A Measurement of the Damping Tail of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum with the South Pole Telescope.** *The Astrophysical Journal*, **743** :28, December 2011. 35, 44, 186
- [34] J. M. KOVAC, E. M. LEITCH, C. PRYKE, J. E. CARLSTROM, N. W. HALVERSON, AND W. L. HOLZAPFEL. **Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASI.** *nature*, **420** :772–787, December 2002. 37
- [35] J. K. CARTWRIGHT, S. PADIN, T. J. PEARSON, A. C. S. READHEAD, M. C. SHEPHERD, AND G. B. TAYLOR. **Polarization Observations with the Cosmic Background Imager.** In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #198*, **33** of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 816, May 2001. 37
- [36] C. CHIANG, P. A. R. ADE, D. BARKATS, J. O. BATTLE, E. M. BIERMAN, J. J. BOCK, C. D. DOWELL, L. DUBAND, E. F. HIVON, W. L. HOLZAPFEL, V. V. HRISTOV, W. C. JONES, B. G. KEATING, J. M. KOVAC, C. KUO, A. E. LANGE, E. M. LEITCH, P. V. MASON, T. MATSUMURA, H. T. NGUYEN, N. PONTHEIU,

REFERENCES

- C. PRYKE, S. RICHTER, G. M. ROCHA, C. SHEEHY, Y. D. TAKAHASHI, J. E. TOLAN, AND K. W. YOON. **Measurement of CMB Polarization Power Spectra from Two Years of BICEP Data.** In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, **214** of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, May 2009. 45
- [37] M. PIAT, E. BATTISTELLI, A. BAÙ, D. BENNETT, L. BERGÉ, J.-P. BERNARD, P. DE BERNARDIS, M.-A. BIGOT-SAZY, G. BORDIER, A. BOUNAB, E. BRÉELLE, E. F. BUNN, M. CALVO, R. CHARLASSIER, S. COLLIN, A. CRUCIANI, G. CURRAN, L. DUMOULIN, A. GAULT, M. GERVASI, A. GHRIBI, M. GIARD, C. GIORDANO, Y. GIRAUD-HÉRAUD, M. GRADZIEL, L. GUGLIELMI, J.-C. HAMILTON, V. HAYNES, J. KAPLAN, A. KOROTKOV, J. LANDÉ, B. MAFEI, M. MAIELLO, S. MALU, S. MARNIEROS, J. MARTINO, S. MASI, L. MONTIER, A. MURPHY, F. NATI, C. O’SULLIVAN, F. PAJOT, C. PARISEL, A. PASSE-RINI, S. PETERZEN, F. PIACENTINI, L. PICCIRILLO, G. PISANO, G. POLENTA, D. PRÊLE, D. ROMANO, C. ROSSET, M. SALATINO, A. SCHILLACI, G. SIRONI, R. SORDINI, S. SPINELLI, A. TARTARI, P. TIMBIE, G. TUCKER, L. VIBERT, F. VOISIN, R. A. WATSON, AND M. ZANNONI. **QUBIC : the Q&U Bolometric Interferometer for Cosmology.** *Journal of Low Temperature Physics*, **167** :872–878, June 2012. From the issue entitled "Low Temperature Detectors (LTD-14) : Part II". 45
- [38] M.-A. BIGOT-SAZY, R. CHARLASSIER, J.-C. HAMILTON, J. KAPLAN, AND G. ZAHARIADE. **Self-calibration : an efficient method to control systematic effects in bolometric interferometry.** *ArXiv e-prints*, September 2012. 47
- [39] J. GLENN, G. CHATTOPADHYAY, S. F. EDGINGTON, A. E. LANGE, J. J. BOCK, P. D. MAUSKOPF, AND A. T. LEE. **Numerical optimization of integrating cavities for diffraction-limited millimeter-wave bolometer arrays.** *Applied Optics*, **41** :136–142, January 2002. 52
- [40] W. HERSCHEL. **Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun.** by William Herschel, LL. D. F. R. S. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, **90** :284–292, 1800. 53

-
- [41] S. P. LANGLEY. **The Bolometer**. *Nature*, **57** :620–622, April 1898. 53
- [42] F. J. LOW. **Low-Temperature Germanium Bolometer**. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, **51** :1300–1304, November 1961. 54
- [43] J. CLARKE, G. I. HOFFER, P. L. RICHARDS, AND N.-H. YEH. **Superconductive bolometers for submillimeter wavelengths**. *Journal of Applied Physics*, **48** :4865–4879, December 1977. 54
- [44] P. L. RICHARDS, A. T. LEE, J. GILDEMEISTER, AND S.-F. LEE. **A Superconducting Bolometer with Strong Electrothermal Feedback**. In E. J. ROLFE & G. PILBRATT, editor, *Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation*, **388** of *ESA Special Publication*, pages 123–+, December 1996. 54
- [45] R. D. BRITT AND P. L. RICHARDS. **An adiabatic demagnetization refrigerator for infrared bolometers**. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **2** :1083–1096, November 1981. 54
- [46] J. ZMUIDZINAS. **Thermal noise and correlations in photon detection**. *Applied Optics*, **42** :4989–5008, September 2003. 71
- [47] THE QUBIC COLLABORATION. **QUBIC : The QU bolometric interferometer for cosmology**. *Astroparticle Physics*, **34** :705–716, April 2011. 73, 83
- [48] THE CORE COLLABORATION, C. ARMITAGE-CAPLAN, M. AVILLETZ, D. BARBOSA, A. BANDAY, N. BARTOLO, R. BATTYE, J. BERNARD, P. DE BERNARDIS, S. BASAK, M. BERSANELLI, P. BIELEWICZ, A. BONALDI, M. BUCHER, F. BOUCHET, F. BOULANGER, C. BURIGANA, P. CAMUS, A. CHALLINOR, S. CHONGCHITNAN, D. CLEMENTS, S. COLAFRANCESCO, J. DELABROUILLE, M. DE PETRIS, G. DE ZOTTI, C. DICKINSON, J. DUNKLEY, T. ENSSLIN, J. FERGUSON, P. FERREIRA, K. FERRIERE, F. FINELLI, S. GALLI, J. GARCIA-BELLIDO, C. GAUTHIER, M. HAVERKORN, M. HINDMARSH, A. JAFFE, M. KUNZ, J. LESGOURGUES, A. LIDDLE, M. LIGUORI, M. LOPEZ-CANIEGO, B. MAFFEI, P. MARCHEGANI, E. MARTINEZ-GONZALEZ, S. MASI, P. MAUSKOPF, S. MATARRESE, A. MELCHIORRI, P. MUKHERJEE, F. NATI, P. NATOLI, M. NEGRELLO, L. PAGANO, D. PAOLETTI, T. PEACOCKE, H. PEIRIS, L. PERROTO, F. PIACENTINI, M. PIAT, L. PICCIRILLO, G. PISANO, N. PONTHEIU, C. RATH, S. RICCIARDI,

REFERENCES

- J. RUBINO MARTIN, M. SALATINO, P. SHELLARD, R. STOMPOR, L. T. J. URRESTILLA, B. VAN TENT, L. VERDE, B. WANDELT, AND S. WITHINGTON. **COrE (Cosmic Origins Explorer) A White Paper**. *ArXiv e-prints*, February 2011. 73, 187
- [49] PUBLISHER = MANDL, FRANZ. *Statistical Physics*. 74
- [50] J. C. MATHER. **Bolometer noise : nonequilibrium thoery**. *Applied Optics*, **21** :1125–1129, March 1982. 75
- [51] **Site internet STARCRYO** – <http://www.starcryo.com/>. 79
- [52] M. D. NIEMACK, Y. ZHAO, E. WOLLACK, R. THORNTON, E. R. SWITZER, D. S. SWETZ, S. T. STAGGS, L. PAGE, O. STRYZAK, H. MOSELEY, T. A. MARRIAGE, M. LIMON, J. M. LAU, J. KLEIN, M. KAUL, N. JAROSIK, K. D. IRWIN, A. D. HINCKS, G. C. HILTON, M. HALPERN, J. W. FOWLER, R. P. FISHER, R. DÜNNER, W. B. DORIESE, S. R. DICKER, M. J. DEVLIN, J. CHERVENAK, B. BURGER, E. S. BATTISTELLI, J. APPEL, M. AMIRI, C. ALLEN, AND A. M. ABOOBAKER. **A Kilopixel Array of TES Bolometers for ACT : Development, Testing, and First Light**. *Journal of Low Temperature Physics*, **151** :690–696, May 2008. 80, 131
- [53] K.S. ARNOLD. *Design and Deployment of the Polarbear Cosmic Microwave Background Polarization Experiment*. PhD thesis. 85
- [54] M. A. LINDEMAN, P. KHOSROPANAH, R. A. HIJMERING, M. RIDDER, L. GOTTARDI, M. BRUIJN, J. KUUR, P. A. J. KORTE, J. R. GAO, AND H. HOEVERS. **Complex Impedance and Equivalent Bolometer Analysis of a Low Noise Bolometer for SAFARI**. *Journal of Low Temperature Physics*, **167** :96–101, May 2012. 89, 168
- [55] I. J. MAASILTA. **Complex impedance, responsivity and noise of transition-edge sensors : analytical solutions for two- and three-block thermal models**. *ArXiv e-prints*, May 2012. 89
- [56] J. M. GILDEMEISTER, A. T. LEE, AND P. L. RICHARDS. **A fully lithographed voltage-biased superconducting spiderweb bolometer**. *Applied Physics Letters*, **74** :868, February 1999. 91

-
- [57] J. A. CHERVENAK, F. M. FINKBEINER, T. R. STEVENSON, D. J. TALLEY, R. P. BREKOSKY, S. R. BANDLER, E. FIGUEROA-FELICIANO, M. A. LINDEMAN, R. L. KELLEY, T. SAAB, AND C. K. STAHL. **Fabrication of transition edge sensor X-ray microcalorimeters for Constellation-X.** *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **520** :460–462, March 2004. 91
- [58] O. CRAUSTE, C. A. MARRACHE-KIKUCHI, L. BERGÉ, S. COLLIN, Y. DOLGOROUKY, S. MARNIEROS, C. NONES, AND L. DUMOULIN. **Tunable Superconducting Properties of a-NbSi Thin Films and Application to Detection in Astrophysics.** *Journal of Low Temperature Physics*, **163** :60–66, April 2011. 91, 93
- [59] S. W. DEIKER, W. DORIESE, G. C. HILTON, K. D. IRWIN, W. H. RIPPARD, J. N. ULLOM, L. R. VALE, S. T. RUGGIERO, A. WILLIAMS, AND B. A. YOUNG. **Superconducting transition edge sensor using dilute AlMn alloys.** *Applied Physics Letters*, **85** :2137, September 2004. 91
- [60] P. D. MAUSKOPF, J. J. BOCK, H. DEL CASTILLO, W. L. HOLZAPFEL, AND A. E. LANGE. **Composite infrared bolometers with Si₃N₄ micromesh absorbers.** *Appl. Opt.*, **36** :765–771, February 1997. 98
- [61] PUBLISHER = CAMUS, PH. AND HOFFMANN, CH. AND MONFARDINI, A. *Rapport de synthèse DCMB.* 99
- [62] T. RYHÄNEN, H. SEPPÄ, R. ILMONIEMI, AND J. KNUUTILA. **SQUID magnetometers for low-frequency applications.** *Journal of Low Temperature Physics*, **76** :287–386, September 1989. 115
- [63] BONNIEUX SÉBASTIEN TRAVAUX FAIT EN COLLABORATION AVEC JOHAN PANH DU CNES. **Simulation et étude de compatibilité électromagnétique d’une chaîne de détection multiplexée bas niveau.** *STAGE DE M2P AEII*, 2011. 123, 149
- [64] P. A. J. DE KORTE, J. BEYER, S. DEIKER, G. C. HILTON, K. D. IRWIN, M. MACINTOSH, S. W. NAM, C. D. REINTSEMA, L. R. VALE, AND M. E. HUBER. **Time-division superconducting quantum interference device multi-**

REFERENCES

- plexer for transition-edge sensors.** *Review of Scientific Instruments*, **74** :3807–3815, August 2003. 127
- [65] M. A. DOBBS, M. LUEKER, K. A. AIRD, A. N. BENDER, B. A. BENSON, L. E. BLEEM, J. E. CARLSTROM, C. L. CHANG, H.-M. CHO, J. CLARKE, T. M. CRAWFORD, A. T. CRITES, D. I. FLANIGAN, T. DE HAAN, E. M. GEORGE, N. W. HALVERSON, W. L. HOLZAPFEL, J. D. HRUBES, B. R. JOHNSON, J. JOSEPH, R. KEISLER, J. KENNEDY, Z. KERMISH, T. M. LANTING, A. T. LEE, E. M. LEITCH, D. LUONG-VAN, J. J. MCMAHON, J. MEHL, S. S. MEYER, T. E. MONTROY, S. PADIN, T. PLAGGE, C. PRYKE, P. L. RICHARDS, J. E. RUHL, K. K. SCHAFFER, D. SCHWAN, E. SHIROKOFF, H. G. SPIELER, Z. STANISZEWSKI, A. A. STARK, K. VANDERLINDE, J. D. VIEIRA, C. VU, B. WESTBROOK, AND R. WILLIAMSON. **Frequency Multiplexed SQUID Readout of Large Bolometer Arrays for Cosmic Microwave Background Measurements.** *ArXiv e-prints*, December 2011. 127
- [66] R. DEN HARTOG, D. BOERSMA, M. BRUIJN, B. DIRKS, L. GOTTARDI, H. HOEVERS, R. HOU, M. KIVIRANTA, P. DE KORTE, J. VAN DER KUR, B.-J. VAN LEEUWEN, A. NIEUWENHUIZEN, AND M. POPESCU. **Baseband Feedback for Frequency-Domain-Multiplexed Readout of TES X-ray Detectors.** In B. YOUNG, B. CABRERA, AND A. MILLER, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, **1185** of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 261–264, December 2009. 128
- [67] G. M. STIEHL, W. B. DORIESE, J. W. FOWLER, G. C. HILTON, K. D. IRWIN, C. D. REINTSEMA, D. R. SCHMIDT, D. S. SWETZ, J. N. ULLOM, AND L. R. VALE. **Code-division multiplexing for x-ray microcalorimeters.** *Applied Physics Letters*, **100**(7) :072601, February 2012. 128
- [68] J. W. FOWLER, W. B. DORIESE, G. HILTON, K. IRWIN, D. SCHMIDT, G. STIEHL, D. SWETZ, J. N. ULLOM, AND L. VALE. **Optimization and Analysis of Code-Division Multiplexed TES Microcalorimeters.** *Journal of Low Temperature Physics*, **167** :713–720, June 2012. 128

-
- [69] FATIMA KHALED. **Optimisation de la chaine de lecture de l'instrument QUBIC**. *Rapport de stage de deuxième année d'école d'ingénieur EIDD*, 2011. 129
- [70] D. PRÊLE, F. VOISIN, R. OGER, C. CHAPRON, E. BRÉELLE, AND M. PIAT. **SiGe Integrated Circuit/SQUID Hybrid Cryogenic Multiplexer for Superconducting Bolometer Array**. In B. YOUNG, B. CABRERA, AND A. MILLER, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, **1185** of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 534–537, December 2009. 132
- [71] D. PRÊLE, F. VOISIN, J. MARTINO, E. BRÉELLE, G. BORDIER, AND M. PIAT. **Cryogenic Integrated Offset Compensation for Time Domain SQUID Multiplexing**. *Journal of Low Temperature Physics*, **167** :726–731, June 2012. 134
- [72] D. PRELE, F. VOISIN, J. MARTINO, M. PIAT, AND E. BREELLE. **Nondissipative Addressing for Time-Division SQUID Multiplexing**. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, December 2011. 135, 144
- [73] D. PRELE, M. R. PIAT, E. L. BREELLE, F. VOISIN, M. PAIRAT, Y. ATIK, B. BELIER, L. DUMOULIN, C. EVESQUE, G. KLISNICK, S. MARNIEROS, F. PAJOT, M. REDON, AND G. SOU. **Development of Superconducting NbSi TES Array and Associated Readout With SQUIDS and Integrated Circuit Operating at 2 K**. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **19** :501–504, June 2009. 154, 155
- [74] D. PRÊLE, M. PIAT, E. BRÉELLE, F. VOISIN, H. GEOFFRAY, S. MARNIEROS, L. DUMOULIN, D. STANESCU, Y. ATIK, C. EVESQUE, B. LERICHE, F. PAJOT, AND B. BÉLIER. **Superconducting Niobium/Silicon Bolometer Developments in the DCMB French Collaboration**. In *EAS Publications Series*, **37**, pages 107–117, Nice, France, 2009. CSNSM PS1. 162
- [75] D. T. O'DEA, C. N. CLARK, C. R. CONTALDI, AND C. J. MACTAVISH. **A model for polarized microwave foreground emission from interstellar dust**. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **419** :1795–1803, January 2012. 182

REFERENCES

- [76] P. L. RICHARDS. **Bolometers for infrared and millimeter waves.** *Journal of Applied Physics*, **76** :1–24, July 1994. 185
- [77] J. DUNKLEY, R. HLOZEK, J. SIEVERS, V. ACQUAVIVA, P. A. R. ADE, P. AGUIRRE, M. AMIRI, J. W. APPEL, L. F. BARRIENTOS, E. S. BATTISTELLI, J. R. BOND, B. BROWN, B. BURGER, J. CHERVENAK, S. DAS, M. J. DEVLIN, S. R. DICKER, W. BERTRAND DORIESE, R. DÜNNER, T. ESSINGER-HILEMAN, R. P. FISHER, J. W. FOWLER, A. HAJIAN, M. HALPERN, M. HASSELFIELD, C. HERNÁNDEZ-MONTEAGUDO, G. C. HILTON, M. HILTON, A. D. HINCKS, K. M. HUFFENBERGER, D. H. HUGHES, J. P. HUGHES, L. INFANTE, K. D. IRWIN, J. B. JUIN, M. KAUL, J. KLEIN, A. KOSOWSKY, J. M. LAU, M. LIMON, Y.-T. LIN, R. H. LUPTON, T. A. MARRIAGE, D. MARSDEN, P. MAUSKOPF, F. MENANTEAU, K. MOODLEY, H. MOSELEY, C. B. NETTERFIELD, M. D. NIEMACK, M. R. NOLTA, L. A. PAGE, L. PARKER, B. PARTRIDGE, B. REID, N. SEHGAL, B. SHERWIN, D. N. SPERGEL, S. T. STAGGS, D. S. SWETZ, E. R. SWITZER, R. THORNTON, H. TRAC, C. TUCKER, R. WARNE, E. WOLLACK, AND Y. ZHAO. **The Atacama Cosmology Telescope : Cosmological Parameters from the 2008 Power Spectrum.** *The Astrophysical Journal*, **739** :52, September 2011. 186
- [78] D. J. BENFORD, D. T. CHUSS, G. C. HILTON, K. D. IRWIN, N. S. JETHAVA, C. A. JHABVALA, A. J. KOGUT, T. M. MILLER, P. MIREL, S. H. MOSELEY, K. ROSTEM, E. H. SHARP, J. G. STAGUHN, G. M. STIEHL, G. M. VOELLMER, AND E. J. WOLLACK. **5,120 superconducting bolometers for the PIPER balloon-borne CMB polarization experiment.** In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, **7741** of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010. 186
- [79] R. O'BRIENT, P. ADE, K. ARNOLD, J. EDWARDS, G. ENGARGIOLA, W. HOLZAPFEL, A. T. LEE, X.-F. MENG, M. MYERS, G. REBEIZ, P. RICHARDS, H. SPIELER, A. SUZUKI, AND H. T. TRAN. **Sinuous-Antenna coupled TES bolometers for Cosmic Microwave Background Polarimetry.** In B. YOUNG, B. CABRERA, AND A. MILLER, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, **1185** of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 502–505, December 2009. 186

- [80] A. SUZUKI, K. ARNOLD, J. EDWARDS, G. ENGARGIOLA, A. GHRIBI, W. HOLZAPFEL, A. LEE, X. MENG, M. MYERS, R. O'BRIENT, E. QUEALY, G. REBEIZ, AND P. RICHARDS. **Multi-chroic Dual-Polarization Bolometric Focal Plane for Studies of the Cosmic Microwave Background.** *Journal of Low Temperature Physics*, **167** :852–858, June 2012. 187
- [81] J. ZHANG, P. A. R. ADE, P. MAUSKOPF, G. SAVINI, L. MONCELSI, AND N. WHITEHOUSE. **Polypropylene embedded metal mesh broadband achromatic half-wave plate for millimeter wavelengths.** *Applied Optics*, **50** :3750–3757, July 2011. 187