Matrices de bolomètres supraconducteurs pour la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique : application à l'expérience QUBIC

Camille Perbost

▶ **To cite this version:**

Camille Perbost. Matrices de bolomètres supraconducteurs pour la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique : application à l'expérience QUBIC. Astrophysique [astro-ph]. Université Sorbonne Paris Cité, 2016. Français. NNT : 2016USPCC283 . tel-01909133

HAL Id: tel-01909133
https://theses.hal.science/tel-01909133

Submitted on 30 Oct 2018

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.

UNIVERSITÉ SORBONNE PARIS CITÉ

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT
École doctorale des Sciences de la Terre et de l'Environnement et Physique de l'Univers, Paris - ED 560
Laboratoire Astroparticule et Cosmologie (APC)

Matrices de bolomètres supraconducteurs pour la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique : application à l'expérience QUBIC

Camille PERBOST

Thèse de doctorat de Physique de l'Univers
dirigée par Michel Piat

présentée et soutenue publiquement le 16 décembre 2016
devant un jury composé de :

Cécile Ferrari (AIM)	*Présidente du jury*
Elia Battistelli (Université Sapienza)	*Rapporteur*
Bruno Maffei (IAS)	*Rapporteur*
Vincent Revéret (Irfu/SAp)	*Examinateur*
Hervé Geoffray (CNES)	*Examinateur*
Damien Prêle (APC)	*Co-encadrant*
Michel Piat (APC)	*Directeur de thèse*

Résumé

Le fond diffus cosmologique (CMB) est la première lumière libérée par l'Univers. À ce titre, elle constitue la photographie la plus ancienne à laquelle nous ayons accès. Ces photons recèlent des trésors d'informations capables de nous renseigner tant sur le contenu énergétique de l'Univers que sur son histoire. En retraçant son évolution jusqu'aujourd'hui, on est capable d'établir des scénarios quant à la période qui a précédé l'émission du CMB, inaccessible aux observations. Plus particulièrement, la plupart des modèles s'accordent à dire que l'Univers aurait connu juste après le Big Bang une période d'expansion exponentielle qualifiée d'inflation. L'un des défis majeurs de la cosmologie consiste à confirmer et contraindre ces modèles en cherchant sur le CMB les empreintes théoriques laissées par l'inflation : un motif de polarisation qualifié de mode B. Cependant, ce signal est attendu à un niveau très faible, sa détection requiert donc la mise en place d'instruments extrêmement sensibles. Cette thèse s'inscrit dans l'effort technologique mené au sein du projet QUBIC pour cette quête. Dans cette optique on s'est intéressé aux détecteurs, des matrices de plusieurs centaines de bolomètres supraconducteurs. Dans un premier temps, on a défini une méthode permettant de dimensionner les détecteurs et la matrice pour répondre au mieux à nos attentes à travers l'ajustement de paramètres pertinents. Puis on a mené pour la première fois dans la collaboration toute la réalisation d'une matrice de 256 détecteurs sur laquelle on a par la suite effectué et exposé des tests préliminaires prometteurs pour la future implémentation du plan focal de QUBIC.

Abstract

The cosmic microwave background (CMB) is the very first light of the Universe and thus constitutes the oldest picture of its initial state. These photons carry valuable information constraining both the energy content and the history of the Universe. CMB observations allow us to reconstruct what occurred before the CMB anisotropies were imprinted. The most promising theoretical models all postulate an epoch of exponential expansion known as inflation just after the Big Bang. One of the major challenges of observational cosmology is hence to confirm or falsify inflation as well as to discover how inflation was realized in a particular model by searching for its imprint on the CMB polarization B-mode. This signal is however expected to be extremely weak and its detection requires a very sensitive experiment. This thesis reports on contributions to the technology development for the innovative QUBIC instrument, focusing on the perfection of an array of several hundreds of superconducting bolometric detectors. A method was defined to design the detector array through tuning the relevant parameters to best meet our requirements. Then a 256-detector prototype array was fully manufactured and characterized. The preliminary characterization gave promising results for the forthcoming implementation of the QUBIC focal plane.

Remerciements

À Michel et Damien pour avoir encadré mon travail pendant ces trois ans. Je les remercie pour tout ce qu'ils m'ont appris et fait apprendre.

Aux membres de mon jury pour leurs commentaires constructifs, dont Bruno Maffei et Elia Battistelli qui ont accepté d'être mes rapporteurs et de lire mon manuscrit en un temps record.

À tous les membres du laboratoire millimétrique dont les compétences s'étendent de la physique la plus délicate à la dégustation du café en passant bien sûr par un talent certain pour le langage imagé. Merci à la collaboration QUBIC et à l'APC, à Yannick pour mettre les points sur les i, à Ken pour savoir exiger avec bonne humeur.

La réalisation physique des matrices de bolomètres est un travail de longue haleine particulièrement exigeant. Mes chaleureux remerciements à Stefanos Marnieros et à Benoît Bélier pour leur expertise et leur persévérance en dépit des difficultés, et plus largement à toutes les personnes du CSNSM et de l'IEF y ayant participé. À Delphine et à Davide pour m'avoir initiée avec pédagogie aux mystères des salles blanches et au tiramisu.

À tous les thésards que j'ai pu croiser au ministère et dans la tour de Babel qu'est le bureau 427 B. En particulier, merci à Eleonora, Pierros, Cyrille, Mikhail, Tuan, Thuong, Alessandro, Ranajoy et la team QPUC étendue pour avoir su créer une atmosphère chaleureuse et conviviale où les conversations vont bon train, des plus sérieuses aux plus farfelues.

Aux personnes formidables que j'ai la chance de compter comme amis. Une pensée spéciale à ceux qui, indépendamment de toute distance géographique, étaient notablement présents durant cette thèse et dont le soutien a été inestimable. Merci à chacun de vous pour vos traits uniques, à Nathalie pour son grain de folie, à Céline pour sa combativité, à Salma pour sa gentillesse, à Mathias pour son éternel optimisme, à Jérôme pour son esprit, à Virgile pour son culot, à Thanh-Quy pour son humour fin et sophistiqué.

Je ne serais pas arrivée jusque là sans l'aide de ma famille, et pour cela je la remercie de tout cœur. Merci à mes grands-parents, Monique, Louis, Roland et Nicole pour leur bienveillance à mon égard et la curiosité qu'ils ont toujours partagée. Merci à mes parents de m'avoir transmis, eux aussi, le désir d'explorer des disciplines hors norme et le goût d'apprendre. Leur affection dans les périodes difficiles m'a été d'un

grand secours. À mes deux sœurs qui sont pour moi sources d'inspiration et à mes trois nièces pour leur fraîcheur et leurs réactions déconcertantes.

Enfin et surtout, je remercie les étoiles qui devaient veiller sur Guillaume et sur moi pendant nos observations nocturnes respectives et qui, grâce à cette thèse, nous ont mis sur le même chemin.

Table des matières

Résumé **i**

Abstract **iii**

Remerciements **v**

Table des figures **xiii**

Liste des tableaux **xix**

Introduction **5**

1 Du Big Bang à la quête des modes B : contexte cosmologique et expérimental **9**

1.1 Contexte scientifique et cosmologique 9

1.1.1 Des cosmogonies vers un modèle cosmologique 10

1.1.1.1 Le principe cosmologique 10

1.1.1.2 Le modèle du Big Bang 12

L'Univers en expansion 13

La nucléosynthèse primordiale 15

Le rayonnement fossile 16

1.1.2 La turbulente histoire de l'Univers 18

1.1.2.1 Nécessité d'un modèle incluant l'inflation 18

Homogénéité du fond diffus cosmologique 18

Platitude de l'Univers 19

Absence de défauts topologiques primordiaux 20

Proposition d'une période d'inflation 21

1.1.2.2 Le scénario de la plus vieille histoire de tous les temps 21

1.1.3 Le rayonnement fossile et ses perturbations 25

1.1.3.1 Anisotropies de température 25

Modèle naïf 26

Spectre de puissance angulaire des anisotropies de température 28

1.1.3.2 De la polarisation dans le fond diffus cosmologique . 30

Diffusion Thomson et polarisation 31
Génération de polarisation par les perturbations 33
Paramètres de Stokes 38
1.2 La quête des modes B primordiaux : où en sommes-nous ? 40
1.2.1 Récapitulatif des motivations 40
1.2.2 Contraintes actuelles sur r 41
1.2.3 Tour d'horizon des expériences visant les modes B 41
1.2.3.1 Le spatial 41
1.2.3.2 Les expériences terrestres 43
1.2.4 Un concept instrumental original : le projet QUBIC 45
1.2.4.1 Origine de la collaboration 45
1.2.4.2 L'interférométrie bolométrique 45
Principe 46
L'auto-étalonnage 47
1.2.4.3 Vue d'ensemble de l'instrument 48

2 Fondements et théorie du bolomètre supraconducteur 53
2.1 Le bolomètre : anatomie et principe 53
2.1.1 Composition élémentaire 53
2.1.2 Fonctionnement général 55
2.2 Chronique d'un détecteur d'invisible 56
2.2.1 Premiers pas de la bolométrie 56
2.2.2 Vers le détecteur d'aujourd'hui 58
2.3 Comment lire un bolomètre ? 60
2.3.1 La contre-réaction électro-thermique 60
2.3.2 La chaîne de lecture 62
2.3.3 Refroidir 64
2.4 Modèle du bolomètre supraconducteur 64
2.4.1 Un système électrothermique 64
2.4.2 Comportement aux petits ordres 66
2.4.2.1 Résistance du bolomètre 66
2.4.2.2 Puissance de polarisation 67
2.4.2.3 Puissance de fuite et conductance thermique 68
2.4.3 Réponse du bolomètre 69
2.4.3.1 Expression dans le domaine fréquentiel 69
2.4.3.2 Représentation en schéma-bloc 70
2.4.3.3 Calcul de la réponse du détecteur 72
2.4.4 Critères de stabilité 74
2.4.5 Impédance complexe 78
2.4.6 Bruits intrinsèques associés au détecteur 79
2.4.6.1 Bruit de fluctuation thermique 80

2.4.6.2 Bruit Johnson de la résistance de charge 83
2.4.6.3 Bruit Johnson du détecteur 85

3 Des contraintes observationnelles à l'ébauche du détecteur 87
3.1 Estimer les paramètres d'observation 87
3.1.1 La charge optique 87
3.1.2 Le bruit de photons 91
3.1.3 La constante de temps 93
3.1.3.1 Stratégie d'observation et échantillonnage 93
3.1.3.2 Cas particulier : les *glitches* 95
3.2 Contraintes sur les performances du détecteur 97
3.2.1 Sensibilité 98
3.2.2 Non-saturation 99
3.2.3 Rapidité 101
3.3 Dimensionnement théorique du détecteur idéal 102
3.3.1 Température de bain 102
3.3.2 Conductance thermique et température critique 103
3.3.3 Capacité calorifique 107
3.3.4 Récapitulatif 109

4 Le détecteur en pratique : mise en œuvre et ajustement expérimental des paramètres 111
4.1 Couplage avec l'onde électromagnétique 111
4.1.1 Échantillonnage du plan focal 111
4.1.2 Absorption de la radiation 114
4.1.2.1 Résistance par carré 115
4.1.2.2 Maximum d'absorption 116
4.1.2.3 La cavité réfléchissante 117
4.1.2.4 Structuration de l'absorbeur 119
4.1.2.5 Choix du matériau 122
4.1.2.6 Capacité calorifique du pixel 124
4.2 Le thermomètre 126
4.2.1 Une température critique sur mesure 126
4.2.1.1 Méthodes d'ajustement 126
4.2.1.2 L'alliage Nb_xSi_{1-x} 127
4.2.1.3 Dépôt par co-évaporation et par co-pulvérisation . . 130
4.2.1.4 Température critique des échantillons testés 133
4.2.2 Résistance normale 134
4.3 Le découplage thermique 137
4.4 Récapitulatif 140

5 La microfabrication, ou comment forger des matrices de centaines de pixels 143

5.1 Quelques bases en microfabrication 143
5.1.1 La photolithographie, un pochoir de photons 144
5.1.1.1 Généralités 144
5.1.1.2 Déroulement 144
5.1.1.3 Les résines 148
5.1.2 Ajouter de la matière : les dépôts 152
5.1.2.1 LPCVD 152
5.1.2.2 Évaporation 153
5.1.2.3 Pulvérisation cathodique 155
5.1.2.4 Pulvérisation et évaporation 156
5.1.3 Retirer de la matière : les gravures 156
5.1.3.1 Isotropie et anisotropie de gravure 157
5.1.3.2 Gravure humide 157
5.1.3.3 La gravure RIE 158
5.1.3.4 La gravure ICP-RIE 159
5.1.3.5 Le XeF_2 161
5.2 Réalisation des matrices de 248 pixels 161
5.3 Défauts et adaptations 166
5.3.1 Tests à la volée 166
5.3.2 Points critiques 168
5.3.2.1 Le wafer 168
5.3.2.2 Le routage 169
Observations 169
Hypothèses 170
Améliorations 170
5.3.2.3 Le contact électrodes/thermomètre 173
5.3.2.4 La libération des membranes 174
5.3.2.5 Constat général 177

6 Intégration et fonctionnement d'un quart de plan focal 181

6.1 De la matrice de détecteurs au signal scientifique : lire les TESs . . . 181
6.1.1 L'inséparable du TES : le SQUID 181
6.1.1.1 Lire les TESs 181
6.1.1.2 Description générale du SQUID 183
Du flux magnétique dans une boucle supraconductrice 183
De la jonction Josephson 184
De la construction d'un SQUID 185
6.1.1.3 Intégration des SQUIDs 188
Un amplificateur au service du TES 188

La boucle à verrouillage de flux 189
Morphologie et gradiométrie 194
6.1.2 La lecture par multiplexage 196
6.1.2.1 Le multiplexage temporel 196
6.1.2.2 Le multiplexage fréquentiel 198
6.1.2.3 Discussion 199
6.2 Mise en œuvre du quart de plan focal 200
6.2.1 Le cryostat 200
6.2.1.1 Structure 200
6.2.1.2 Blindage magnétique 201
6.2.1.3 Pré-refroidissement 202
6.2.1.4 Dilution de l'^{3}He dans l'^{4}He 203
6.2.2 Présentation de la chaîne de lecture du quart de plan focal . . 206
6.2.2.1 La matrice de détecteurs et les connecteurs 206
6.2.2.2 L'étage des SQUIDs 208
6.2.2.3 L'étage des ASICs 209
6.2.2.4 L'électronique chaude 210
6.2.3 Un multiplexeur temporel à SQUIDs 128 : 1 pour QUBIC . . 211
6.2.3.1 Topologie 211
6.2.3.2 Adressage capacitif 213
6.2.3.3 Contraintes sur la FLL 213
6.2.3.4 Compensation d'*offset* 214
6.3 Caractérisation préliminaire d'une matrice de 256 pixels 215
6.3.1 Principe sur un pixel de démonstration 216
6.3.1.1 La mesure I(V) 216
Test en dynamique réduite sur la FLL 217
Test en pleine dynamique sur la FLL 219
6.3.1.2 Évaluation des paramètres du pixel 222
6.3.2 Caractérisation générale d'une matrice 223
6.3.2.1 Mesures I(V) 224
6.3.2.2 Homogénéité des pixels 226
6.3.2.3 Dimensionnement 228

Conclusion et perspectives **233**

Publication **239**

Bibliographie **245**

Table des figures

1.1 Conception des cieux concentriques au Moyen-Âge 10
1.2 Premières mesures conduisant à la loi de Hubble 14
1.3 Loi de corps noir à 2,725 K suivie par le CMB observé aujourd'hui . 17
1.4 Problème de l'horizon 19
1.5 Les trois différents types de courbure possible décrivant la géométrie de l'Univers 20
1.6 Frise chronologique de l'histoire de l'Univers 22
1.7 Carte des anisotropies de température du CMB 25
1.8 Modèle naïf de prédiction du spectre de puissance de la température du CMB 27
1.9 Spectre de puissance angulaire des anisotropies de température du CMB 30
1.10 Résultats de la diffusion Thomson sur la polarisation d'un rayonnement 32
1.11 Génération de polarisation au voisinage d'une surdensité 34
1.12 Génération de polarisation au voisinage d'une sous-densité 35
1.13 Spectre de puissance angulaire caractérisant la polarisation selon les modes E du CMB 36
1.14 Effets des perturbations tensorielles primordiales sur la polarisation du CMB 37
1.15 Spectre de puissance angulaire caractérisant la polarisation selon les modes B du CMB 38
1.16 Spectre d'avant-plans polarisés 43
1.17 Schéma de principe de l'interféromètre de Fizeau 46
1.18 Image synthétique pour un interféromètre additif à plusieurs ouvertures 47
1.19 Illustration de la redondance des lignes de base 48
1.20 Schéma de principe de QUBIC 49
1.21 Design de l'instrument final QUBIC 50

2.1 Photographies des bolomètres de QUBIC et de *Planck* HFI 54
2.2 Modèle thermique d'un bolomètre en fonctionnement 55
2.3 Expérience de 1800 d'Herschel 57
2.4 Le premier bolomètre supraconducteur (D. H. Andrews, 1942) 58
2.5 La caméra infrarouge d'Andrews, 1946 59

2.6 Comportement R(T) d'un bolomètre semiconducteur 60
2.7 Circuit de lecture d'un bolomètre supraconducteur 62
2.8 Équivalent de Thévenin du circuit de lecture du TES 65
2.9 Boucle de rétro-action électrothermique du bolomètre 70
2.10 Réponse linéaire d'un TES polarisé en tension 73

3.1 Transmission de l'atmosphère au Dôme C 88
3.2 Contributions à la puissance optique reçue par un détecteur au sol . 89
3.3 Les trois familles de *glitches* observées dans les données de *Planck* HFI 95
3.4 Bilan de puissance et saturation d'un bolomètre 99
3.5 Température de bain optimale théorique (expérience au sol et spatiale) 104
3.6 Espace des paramètres G et T_c compatibles à la température de bain optimale théorique (expérience au sol et spatiale) 106
3.7 Contrainte de rapidité et capacité calorifique maximale théorique (expérience au sol et spatiale) 108

4.1 Rendu d'un plan focal de QUBIC à partir de quatre matrices de 256 pixels 112
4.2 Répartition des 248 TESs effectifs sur le support de silicium servant à la réalisation d'un quart de plan focal 112
4.3 Résistance par carré d'une couche mince métallique soumise à un champ électrique 116
4.4 Simulation de l'absorption d'une onde plane micro-onde par une couche mince métallique 117
4.5 Simulation de l'absorption d'une onde par une couche mince métallique en fonction de sa distance à un *backshort* 120
4.6 Simulation de la distance optimale entre l'absorbeur et le *backshort* pour les canaux à 150 et 200 GHz de QUBIC 120
4.7 Absorbeur structuré sous forme de grille 121
4.8 Photographie d'un détail d'un pixel (matrice P42) 126
4.9 Comportement du Nb_xSi_{1-x} en fonction du pourcentage de niobium x (co-évaporation) 128
4.10 Influence de l'épaisseur sur la température critique du Nb_xSi_{1-x} . . . 128
4.11 Influence de la température de recuit sur la $R_\square$ et la T_c du Nb_xSi_{1-x} 129
4.12 Comportement et température critique du Nb_xSi_{1-x} en fonction du pourcentage de niobium x (co-pulvérisation) 131
4.13 Répartition des sous-échantillons pour les tests d'homogénéité du Nb_xSi_{1-x} pleine plaque en co-pulvérisation 132
4.14 R(T) de huit TESs répartis sur la matrice P57 133
4.15 Photographie au MEB d'un thermomètre et des électrodes associées (matrice P16) 135

4.16 Principe de diminution de la résistance du thermomètre à l'aide d'électrodes en peignes interdigités . . . 136
4.17 Photos des poutres assurant le découplage thermique des TESs (matrice P17) . . . 137

5.1 Principe de la photolithographie . . . 145
5.2 Dispositif d'enduction centrifuge et aligneur de masques . . . 146
5.3 Résultats de lithographie à partir d'une résine positive ou négative, après un dépôt ou une gravure . . . 149
5.4 *Lift-off* après lithographie à l'aide d'une résine positive ou négative . 150
5.5 Méthodes pour faciliter le *lift-off* par adjonction d'une sous-couche ou par inversion d'une résine positive . . . 151
5.6 Photographie d'un motif lithographié par technique de sous-couche . 152
5.7 Dépôt par évaporation (PVD) et co-évaporation . . . 154
5.8 Dépôt par pulvérisation cathodique . . . 155
5.9 Gravure isotrope et anisotrope . . . 157
5.10 Gravure par RIE . . . 159
5.11 Gravure par D-RIE . . . 160
5.12 Étapes de fabrication d'un pixel . . . 162
5.13 Photographie de la matrice P41 entièrement terminée . . . 165
5.14 Routage, plots de contact et pixel aveugle d'une matrice . . . 167
5.15 Exemple de défauts de routage en cours de fabrication de matrices . 171
5.16 Réalisation d'un routage à partir de *lift-off* ou de gravure . . . 172
5.17 Problèmes consécutifs à l'ordre des dépôts des électrodes et des thermomètres lors de la fabrication des pixels . . . 173
5.18 Photographies de dépôts résiduels sous la membrane après gravure au XeF_2 . . . 175
5.19 Photographies des poutres de suspension de pixels centraux et périphériques (matrice P42) . . . 176
5.20 Dégradation de l'état de la matrice terminée P41 dans le temps . . . 177
5.21 Cartographie à température ambiante du routage de matrices avant (P20) et après (P42) gravure profonde et libération des membranes . 178

6.1 Schéma de la continuité de phase de la fonctione d'onde décrivant les paires de Cooper d'une boucle supraconductrice . . . 183
6.2 Schéma d'une jonction Josephson . . . 185
6.3 Répartition du courant dans un SQUID en fonction du flux magnétique appliqué ϕ_{in} . . . 186
6.4 Allure du courant d'écrantage I_s qui se crée dans un SQUID lorsqu'il est polarisé par un courant I_{sq} et soumis à un flux extérieur ϕ_{in} . . . 187
6.5 Caractéristique de tension d'un SQUID V_{SQUID} en fonction d'un flux magnétique extérieur ϕ_{in} . . . 187

6.6 Le SQUID comme amplificateur transimpédance au service du TES . 189
6.7 Le SQUID intégré à sa boucle à verrouillage de flux (FLL) visant à rendre sa réponse linéaire 190
6.8 Points de fonctionnements stables et instables d'un SQUID en FLL . 191
6.9 Représentation en schéma-blocs de la boucle de contre-réaction du SQUID 191
6.10 Schéma de sauts de flux entre les points de fonctionnements stables du SQUID en FLL, et réponse du SQUID en FLL à un signal d'entrée triangulaire 193
6.11 Schéma structuel d'un SQUID 194
6.12 Schéma et photographie d'un SQUID SQ600S réalisé en gradiomètre 195
6.13 Représentation de multiplexage 4 : 1 temporel 197
6.14 Représentation de multiplexage 4 : 1 fréquentiel 198
6.15 Configuration de lecture de 4 TESs par multiplexage temporel et par multiplexage fréquentiel 199
6.16 Photographie du cryostat à dilution de l'APC utilisé pour le banc de tests des matrices à 248 TESs 201
6.17 Diagramme de phase du mélange ^{3}He/^{4}He à pression de vapeur saturante en fonction de la concentration en ^{3}He 203
6.18 Schéma de principe du dispositif à dilution 204
6.19 Schéma général de la chaîne de lecture pour un quart de plan focal de l'instrument final QUBIC 206
6.20 Photographies de la matrice P41 achevée et intégrée à son support thermo-mécanique 207
6.21 Photographies de l'étage à SQUIDs de la chaîne de lecture 208
6.22 Photographies de l'étage des ASICs de la chaîne de lecture 210
6.23 Configuration de la lecture par multiplexage temporel de 128 SQUIDs pour QUBIC 212
6.24 Signal de sortie multiplexé temporellement à partir des signaux issus de 128 TESs/SQUIDs 213
6.25 Chaîne de lecture d'un bolomètre supraconducteur dans une configuration multiplexée avec suivi du point de fonctionnement de la FLL . 214
6.26 Signal multiplexé avec et sans compensation d'*offset* 215
6.27 R(T) de quatre pixels de la matrice P41 après les différentes étapes de dépôts 217
6.28 Recouvrement d'une I(V) par morceaux d'un pixel avec une FLL en dynamique réduite 218
6.29 I(V), R(V) et P(V) d'un pixel de la matrice P41 à différentes températures de bain (TES 60 de l'ASIC 2 sur P41) 220
6.30 Apparition d'instabilités dans les I(V) d'un pixel de la matrice P41 à différentes températures de bain (TES 16 de l'ASIC 1 sur P41) . . . 221

6.31 $P_{bath_0}(T_{bath})$ d'un pixel permettant d'en déduire G (TES 60 de l'ASIC 2 sur P41) 223
6.32 Mesures I(V) et P(V) à 350 mK d'une vingtaine de pixels sur la matrice P41 225
6.33 Distribution des valeurs de P_{bath_0} à 350 mK et de G prises par les bolomètres intacts de la matrice P41 226
6.34 Distribution des valeurs de la puissance équivalente de bruit de phonons à 350 et 400 mK prises par les bolomètres intacts de la matrice P41 227
6.35 État du dimensionnement des pixels de P41 229

Liste des tableaux

1.1 Avantages et inconvénients de missions au sol, ballon ou spatiales . . 41
1.2 Tableau récapitulatif des principales expériences terrestres visant les modes B de polarisation du CMB 42

2.1 Conditions de stabilité du bolomètre contre-réactionné 77

3.1 Charge optique par détecteur (expérience au sol et spatiale) 91
3.2 Contributions à la charge optique reçue par un pixel à 150 GHz (expérience au sol et spatiale) 91
3.3 Bruit de photons par détecteur (expérience au sol et spatiale) 93
3.4 Contrainte sur la constante de temps des détecteurs du fait de la stratégie d'observation (expérience au sol et spatiale) 94
3.5 Contrainte sur la constante de temps des détecteurs dans une expérience spatiale du fait des rayons cosmiques 97
3.6 Récapitulatif des valeurs théoriques optimales pour le dimensionnement des détecteurs (expérience au sol et spatiale) 110

4.1 Caractéristiques des absorbeurs utilisés pour les différentes générations de matrices QUBIC 123
4.2 Capacité calorifique évaluée d'un TES et de ses différents éléments . 125
4.3 Dimension des poutres assurant le découplage thermique des pixels (matrice à 23 et à 248 pixels) 139
4.4 Plage de valeurs théoriques des caractéristiques principales des pixels du design actuel avec absorbeur en palladium 141

6.1 Caractéristiques moyennes des pixels fonctionnels sur la matrice P41 à partir de l'ensemble des mesures I(V) réalisées à différentes températures de bain 228

À la mémoire de Dr. Huang-De « Hennessy » Lin,
pour ses encouragements et son amitié sans faille.
1970 - 2015

When I heard the learn'd astronomer,
When the proofs, the figures, were ranged in columns before me,
When I was shown the charts and the diagrams, to add, divide, and measure them,
When I, sitting, heard the astronomer, where he lectured with much applause in the lecture-room,
How soon, unaccountable, I became tired and sick,
Till rising and gliding out, I wander'd off by myself,
In the mystical moist night-air, and from time to time,
Look'd up in perfect silence at the stars.

— Walt Whitman (1819–1892). *Leaves of Grass*

Introduction

Si la contemplation du ciel nocturne et les questionnements de l'Homme quant à la place qu'il occupe dans le monde qui l'entoure ont donné naissance à des préceptes des plus imaginatifs depuis les premiers âges de la civilisation, il faudra néanmoins plusieurs siècles de cheminement pour qu'observations, postulats et philosophies convergent finalement vers une explication de l'Univers qui deviendra le fondement de la cosmologie moderne. L'idée d'un univers homogène, dépourvu de bord et de centre avait dores et déjà vu le jour au XVI^{e} siècle en Italie [1], mais ce n'est qu'au début du XX^{e} siècle que les connaissances scientifiques sont suffisamment mûres pour fournir un cadre mathématique solide à la théorie grâce à la publication en 1915 des équations de la relativité générale d'Einstein qui fournissent alors une réinterprétation novatrice de la gravitation.

Il faudra pourtant patienter encore plusieurs années avant de pouvoir affiner la théorie, la confronter aux observations et faire de la cosmologie une discipline scientifique à part entière. En effet, comment imaginer des expériences à échelle humaine prenant pour objet d'étude rien de moins que l'Univers lui-même ? Pour cette raison, différents courants d'idées s'affrontent pendant des décennies. En 1929, Hubble observe pour la première fois une vitesse de fuite des galaxies proportionnelle à leur distance par rapport à la nôtre, fournissant ainsi la preuve d'un univers dynamique et non statique comme avait décidé de l'interpréter Einstein. Cette hypothèse suscite longtemps perplexité et scepticisme, mais elle est corroborée en 1965 par la fameuse détection du fond diffus cosmologique par les radio-astronomes Penzias et Wilson comme un bruit résiduel après l'étalonnage d'une antenne. Ce fond diffus cosmologique ou « rayonnement fossile », émis peu de temps après le début du big bang, constitue le rayonnement électromagnétique observable le plus ancien. Prédit par la théorie pour la première fois en 1948 par Gamow, Alpher et Herman, la détection de ce rayonnement instaure définitivement le cadre de leur modèle de big bang, mettant

1. Notamment dans les travaux de Giordano Bruno (1548-1600) poursuivant ceux de Nicolas Copernic et de Nicolas de Cues et dont le contenu, très peu au goût de l'Inquisition, lui valut le bûcher au terme de huit années de procès.
« Il n'y a aucun astre au milieu de l'univers, parce que celui-ci s'étend également dans toutes ses directions. /.../ Il est donc d'innombrables soleils et un nombre infini de terres tournant autour de ces soleils, à l'instar des sept « terres » que nous voyons tourner autour du Soleil qui nous est proche. »
(Giordano Bruno, *L'Infini, l'Univers et les Mondes*, 1584).

un terme à celui d'un univers statique.

Ces 25 dernières années ont justement vu l'avènement de l'intérêt porté à la caractérisation de ce rayonnement – le CMB [2] – avec des missions spatiales dédiées comme COBE dans les années 90, WMAP dans les années 2000 et enfin *Planck* en 2009. Les résultats tirés de ces expériences ont permis d'appuyer conséquemment la théorie du big bang, mais plus encore de développer un modèle standard de la cosmologie communément appelé modèle ΛCDM [3]. Ce modèle décrit la structure de l'Univers comme statistiquement homogène et isotrope, de courbure géométrique nulle et détaille sa composition comme proche de 68 % d'énergie dite noire, 27 % de matière sombre, c'est-à-dire inaccessible à nos observations actuelles et seulement 5 % de matière baryonique connue (au sens étendu, c'est-à-dire toute la matière constituée des particules élémentaires classiques). C'est l'étude du CMB, notamment au travers de la mesure de ses anisotropies de température qui rend possible la contrainte très précieuse de certains paramètres cosmologiques et donc des modèles qui en découlent.

En outre, ces modèles prévoient aux premiers instants du big bang une période d'inflation où l'Univers aurait subi une expansion exponentielle. Les ondes gravitationnelles générées durant cette période auraient laissé leur empreinte sur les photons du CMB en les polarisant selon une configuration particulière qualifiée de mode B. La détection et l'étude de ces modes joueraient le rôle important de sonde quant aux conditions régnant à cette époque, plus particulièrement à propos de l'échelle d'énergie mise en jeu, ce qui permettrait de contraindre les modèles d'inflation.

La recherche internationale se concentre donc depuis ces dernières années sur la quête des modes B dont l'amplitude des variations est prévue nettement en dessous du niveau des anisotropies de température. En mars 2014, la communauté des cosmologistes du monde entier retenait son souffle après que l'équipe de l'expérience au sol BICEP2 ait annoncé la détection de cette empreinte tant attendue. Quelques mois plus tard, les résultats issus de la collaboration *Planck* à propos du spectre de puissance angulaire de l'émission polarisée des poussières de notre galaxie délivrent un coup de théâtre : même aux latitudes galactiques les moins polluées par l'émission de ces poussières, il ne peut y avoir de détection des modes B sans soustraction et donc caractérisation bien précise de ces avant-plans, ce qui remet complètement en cause les résultats de BICEP2. Cela souligne plus que jamais l'importance de la polyvalence des expériences et la nécessité d'instruments extrêmement sensibles dans différentes longueurs d'onde avec des effets systématiques bien caractérisés. L'instrument au sol QUBIC qui sera implanté en Argentine cherche à remplir ces objectifs grâce à un concept original : l'interférométrie bolométrique. Il consiste à conjuguer les avantages de l'interférométrie en terme de contrôle des effets systématiques à la sensibilité des imageurs adoptant la stratégie d'accumuler de nombreux détecteurs sous forme de

2. CMB pour *Cosmic Microwave Background*, l'équivalent anglais du fond diffus cosmologique, terme largement adopté par la communauté scientifique francophone et qu'on se permettra d'utiliser par la suite.

3. Λ faisant référence à la constante cosmologique, et CDM pour *Cold Dark Matter*.

matrices. Le premier module prévoit deux plans focaux distincts de 1024 détecteurs chacun à 150 et 220 GHz.

Ce travail de thèse s'inscrit dans ce contexte du point de vue du développement instrumental des plans focaux de QUBIC. La technologie des bolomètres supraconducteurs ou TESs (*Transition Edge Sensors*) refroidis aux très basses températures est à même de répondre aux exigences rigoureuses de sensibilité que requiert la détection des modes B avec la possibilité d'une utilisation dans un régime permettant de limiter les sources d'erreurs systématiques. La problématique est alors de déterminer comment dimensionner de telles matrices pour répondre à ces contraintes, vérifier la faisabilité technologique de la réalisation d'éléments comptant plusieurs centaines de détecteurs et le cas échéant, pratiquer des tests pour valider leur utilisation.

À mon arrivée dans la collaboration, un important travail de développement avait déjà été réalisé à l'APC sur des démonstrateurs comptant 23 TESs, en particulier durant la thèse de Joseph Martino [1]. Ces recherches avaient permis, grâce au concours du CSNSM et du C2N (ex-IEF) pour la réalisation de ces matrices, de démontrer les bonnes performances de ce type de bolomètres supraconducteurs et de leur chaîne de lecture. Puis à l'issue de cette phase prototype, un nouveau design adapté à l'architecture de l'instrument QUBIC final avait été élaboré au CSNSM et les premiers masques avaient été dessinés en vue de la fabrication des matrices à 256 pixels. Toutefois, aucune matrice de ce type n'avait encore vu le jour. Mon rôle a alors été de construire un modèle du bolomètre idéal à partir du design permettant d'évaluer la gamme des grandeurs caractéristiques optimales, tout en m'impliquant en parallèle dans la fabrication des premières matrices. Lorsque ces dernières ont commencé à être produites, j'ai pu grâce à mon modèle mettre en place des tests permettant de comparer les grandeurs effectives aux valeurs attendues de manière à contrôler le bon dimensionnement des pixels et participer à la caractérisation préliminaire des performances des TESs intégrés à leur chaîne de lecture.

La restitution de ce travail de thèse s'organise de la manière suivante : je situe au chapitre 1 le sujet dans son contexte général en rappelant les bases de la démarche du cosmologiste et l'état de l'art instrumental du paysage scientifique actuel. Au chapitre 2, je resserre le cadre sur le type de détecteurs qui nous occupe en exposant la théorie du bolomètre supraconducteur. Puis au chapitre 3, je dessine l'ébauche générale d'un détecteur idéal capable de répondre aux contraintes spécifiques associées à une observation depuis une expérience au sol ou une expérience spatiale. Au chapitre 4, je montre l'influence de la configuration de certains paramètres expérimentaux pour que le détecteur concret réponde au mieux au design préétabli de QUBIC. Je me consacre ensuite au chapitre 5 aux méthodes conduisant à la réalisation physique des matrices de 256 pixels et aux difficultés associées. Enfin, je détaille au chapitre 6 comment une matrice prend finalement ses fonctions lors de son intégration à une chaîne de lecture qui nous permet de réaliser des premiers tests de validation et de caractérisation des performances.

CHAPITRE 1

Du Big Bang à la quête des modes B : contexte cosmologique et expérimental

Dans ce premier chapitre, on s'attache à définir le cadre général dans lequel s'inscrit l'ensemble de ce travail de thèse. On aborde dans un premier temps le contexte scientifique qui, depuis un questionnement métaphysique sur l'origine, l'évolution et la nature de notre Univers nous a finalement engagé dans une voie où le plus ténu des indices pouvant contribuer à y répondre est avidement pisté, comme aujourd'hui les célèbres modes B primordiaux de polarisation du fond diffus cosmologique. Puis dans la seconde partie, on donne un bref aperçu des moyens expérimentaux mis en œuvre par la communauté scientifique internationale pour mettre la main sur ces fameuses empreintes. On verra que la traque de ce signal donne lieu à un effort important de développement technologique au travers d'instruments à la pointe de l'innovation parmi lesquels figure l'expérience QUBIC.

1.1 Contexte scientifique et cosmologique

Cette partie a pour vocation de rendre compte du cheminement idéologique et scientifique qu'il a fallu parcourir pour en arriver à la quête bien précise des modes B primordiaux de polarisation du fond diffus cosmologique et de leur signification. Cet objectif à large échelle peut facilement avoir tendance à être perdu de vue au cours d'une thèse dont le travail quotidien est assez éloigné. Aussi l'accent sera mis de manière qualitative sur l'état des connaissances actuelles du domaine afin d'avoir une vue globale du champ dans lequel ce travail apporte sa contribution. À ce titre, cette section ne prétend nullement s'apparenter à un cours de cosmologie à propos de laquelle le lecteur n'aura aucun mal à trouver des références rigoureuses, par exemple [2] [3] [4].

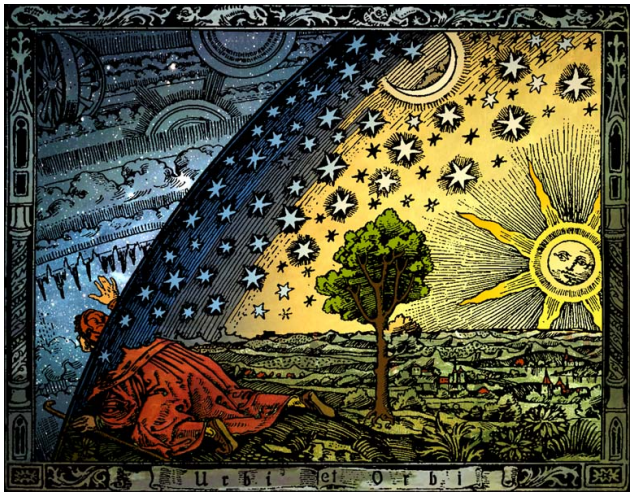


FIGURE 1.1 – « Un missionnaire du Moyen-Âge raconte qu'il avait trouvé le point où le ciel et la Terre se touchent. » Gravure originale apparaissant dans *L'Atmosphère : Météorologie Populaire* (Paris, 1888), p. 163 de Camille Flammarion et coloriée par Blandine Lemoine, 1993, original au Deutsches Museum, Munich coll. Carmen.

1.1.1 Des cosmogonies vers un modèle cosmologique

1.1.1.1 Le principe cosmologique

Jusqu'à il y a près d'un siècle, aucune expérience n'était capable d'apporter d'éléments convaincants relatifs à la nature de l'Univers qui nous entoure. Il n'était pas encore possible d'envoyer de sondes dans l'espace et les relevés réalisés à l'aide des instruments terrestres de l'époque restaient incomplets. L'idée que nous évoluons dans un Univers dépourvu de bords et en constante évolution était alors bien loin d'être tenue pour acquise, et les hypothèses quant au monde existant au-delà des limites visibles du territoire des hommes étaient purement spéculatives.

L'Homme, animal en quête de sens, a toujours cherché une explication et une origine au monde qui l'entoure, tout en éprouvant la plus grande difficulté à concevoir ses limites. On trouve dans toutes les civilisations des récits écrits ou transmis oralement décrivant un système à l'origine de la formation de l'Univers assimilé au monde. On parle alors de cosmogonies. Ces récits se situent souvent à la mince frontière qui sépare le mythe de la religion et de la philosophie. Chez les Hindous par exemple, la naissance de l'Univers n'est pas réellement un début mais se rapproche de la mise en ordre d'un chaos préexistant et de la création des êtres à partir de la division d'une seule entité. Cette croyance existe sous différentes formes mais la plus populaire provient des textes sacrés du Rig-Véda dont la composition en sanskrit védique est datée entre 1500 et 900 av. J.-C. Il y est fait mention du mythe de Purusha, un homme géant qui ne serait « autre que l'Univers tel qu'il existe » et dont le démembrement consécutif à son sacrifice aux dieux aurait donné naissance au monde et à tous les êtres vivants. Ce récit est toujours transmis oralement de nos

jours, de brahmane à brahmane, car une croyance répandue est que son interruption risquerait de briser l'équilibre-même de l'Univers [1].

Comment donner alors naissance à la cosmologie, c'est-à-dire quitter le domaine du spirituel pour faire de l'Univers un sujet d'étude scientifique à part entière ? La difficulté tient à la nécessité du dépassement des limites du monde accessible à nos sens. Archytas de Tarente, scientifique et homme politique grec du V^{e} siècle av. J.-C. exprime très bien cet obstacle [5] : « Si je me situe à l'extrémité du "ciel des étoiles fixes", puis-je allonger la main ou un bâton ? Il est absurde de penser que je ne le peux pas ; et si je le peux, ce qui se trouve au-delà est soit un corps, soit l'espace. » Autrement dit, si l'on arrive à atteindre la limite palpable d'un univers observable, ce dernier devrait toujours être inclus dans un contenant plus large qui présenterait lui-même un nouveau bord et ainsi de suite dans un emboîtement sans fin, comme illustré dans la figure 1.1. La notion même d'un monde infini, sans bords, nous échappe.

En Occident, il faut attendre le XIX^{e} siècle pour que l'abstraction triomphe des limites du monde sensible et qu'émergent alors les notions de géométries non euclidiennes, dont nous n'avons usuellement pas l'expérience. Dans le cadre de ces géométries, les espaces peuvent être d'extension finie sans pour autant être pourvus de bord. Il est souvent d'usage pour en saisir la notion d'utiliser l'analogie de la surface d'une sphère qui est un objet à deux dimensions, fini mais sans bord. Ces avancées en mathématiques génèrent un terrain fertile à la conception d'outils facilitant l'émergence de modèles visant à décrire la nature de l'Univers. En 1916, le physicien Albert Einstein publie ses travaux sur la relativité générale [6], onze ans après avoir introduit la notion d'un objet unifié d'espace et de temps, l'espace-temps, au sein de sa théorie de la relativité restreinte. Dans la théorie de la relativité générale, ce sont cette fois les propriétés géométriques globales de l'espace-temps qu'il relie à son contenu énergétique. Il s'agit de l'introduction dans la relativité restreinte de la matière d'un point de vue gravitationnel. La révolution de pensée scientifique de cette théorie tient dans l'interprétation de la gravitation qui, contrairement au modèle newtonien qui l'assimile à une force, lui attribue ici un effet géométrique.

C'est cette théorie de la relativité générale qui pose le cadre dans lequel toute la cosmologie a pu naître en tant que science. Au moment de son développement, le problème conceptuel rencontré par Einstein pour la résolution de ses équations est le fait qu'elles n'admettent pas un Univers statique comme solution. Comme l'idée d'un Univers dynamique en constante évolution était contraire à ses convictions personnelles, il décida d'ajouter une constante, la « constante cosmologique », la modification mathématique la plus simple à ces équations autorisant l'Univers statique comme solution. On voit toute la difficulté en sciences de s'affranchir de

1. Parallèlement, ce mythe est également en partie à l'origine du système de castes opérant dans la société indienne. En effet après le sacrifice de Purusha, les dieux auraient distribué ses différents membres : sa bouche serait devenue les brahmanes, ses bras les guerriers, ses cuisses les artisans et ses pieds les serviteurs.

tout biais personnel, même parmi les plus savants. Comme on le verra plus loin, les observations montrèrent très peu de temps après que l'Univers n'était pas statique comme le pensait Einstein, ce qui amena au retrait de cette constante. Ce n'est que très récemment, en 1999, avec l'observation de l'*accélération* de l'expansion de l'Univers que cette constante a été réintroduite sous le nom d'énergie noire, faute de connaissance sur sa nature [7] [8]. Elle a le but de rendre compte d'un effet tout à fait opposé à celui qu'avait escompté Einstein, mais elle repose sur la même motivation mathématique : la solution la plus simple permettant de modéliser l'Univers.

En outre, ces équations générales ne sont pas facilement utilisables sous cette forme. En 1917, Einstein introduit pour la première fois une hypothèse qu'il qualifie de « principe cosmologique » et qui simplifie considérablement les équations. Ce principe s'énonce simplement mais ses conséquences en sont très fortes : l'Univers est tenu comme statistiquement homogène et isotrope. L'isotropie résulte du principe copernicien généralisé : quitte à s'infliger une nouvelle blessure narcissique, nous ne semblons pas occuper de place privilégiée dans l'Univers. De plus, autour de chaque point, l'Univers semble uniforme. Par propagation, l'Univers apparait statistiquement identique à tous les observateurs quelle que soit la direction dans laquelle ils regardent. Si l'on considère notre univers observable comme une représentation possible parmi un ensemble plus grand d'univers observables, cela signifie qu'en moyenne, sur cet ensemble, la densité d'énergie (et donc le type d'objet) présent dans une boîte de volume fini est la même en tout point de l'espace pour un temps fixé, elle ne dépend donc pas de sa position. Cela implique également que les propriétés statistiques de l'Univers ne dépendent pas de l'orientation de ses objets, seule la distance qui les sépare a de l'importance.

Les relevés des télescopes au sol 2dF en 1999 [9] et SDSS en 2003 [10] qui répertorient la répartition de plusieurs centaines de milliers de galaxies et de quasars ont manifestement confirmé ce principe d'homogénéité et d'isotropie, bien entendu en moyenne et à condition de choisir des « boîtes » suffisamment grandes. Le principe cosmologique est finalement assez bien résumé par la formulation du penseur allemand Nicolas de Cuse dans son traité de 1440 *De la Docte ignorance* et reprise par Pascal dans ses *Pensées* : « La fabrique du monde a son centre partout et sa circonférence nulle part. »

1.1.1.2 Le modèle du Big Bang

Le principe cosmologique selon lequel l'Univers est statistiquement homogène et isotrope constitue la première brique de notre modèle cosmologique. La seconde brique repose sur le concept de Big Bang dont la dénomination abusive a connu un tel succès qu'elle a finalement et définitivement été adoptée par tous, y compris les physiciens. Ce concept peut s'énoncer presque aussi simplement que celui du principe cosmologique mais recèle tout autant de bouleversements dans les courants de pensées

et ne manque pas de créer des discordes dans la communauté scientifique au moment de son apparition : l'Univers n'aurait pas toujours été tel qu'on le connait aujourd'hui mais, si l'on déplace le curseur temporel sur une frise chronologique imaginaire vers le passé aussi loin que l'on peut, il aurait connu un état antérieur démesurément plus dense et plus chaud. Cette hypothèse aujourd'hui largement acceptée est étayée par trois découvertes qu'on qualifie traditionnellement de piliers observationnels et qu'on présente ci-dessous.

L'Univers en expansion

L'idée que nous vivons dans un Univers en constante évolution et surtout en expansion a eu bien du mal à faire son chemin parmi les esprits, même dans celui d'Einstein. Elle prend ses racines lors de premières découvertes effectuées en 1912 par l'astronome américain Vesto Slipher, lors de ses observations de nébuleuses spirales [11]. Celui-ci entreprend de relever leur vitesse radiale, dans la ligne de visée du télescope. Pour cela, il utilise la méthode de comparaison des spectres : la décomposition spectrale de la lumière provenant des objets célestes arrivant jusqu'à nous présente des raies d'émission caractéristiques des transitions électroniques dans les atomes qui les composent. En comparant ces spectres avec ceux obtenus sur Terre pour ces mêmes éléments, on peut remarquer un décalage en fréquence de la position de toutes ces raies caractéristiques. Cet effet permet de déterminer la vitesse relative de l'objet par rapport à un observateur terrestre. Si les raies sont décalées vers le bleu, l'objet se rapproche de nous, tandis que si elles le sont vers le rouge, l'objet s'éloigne.

Slipher applique cette méthode à ses observations avec un prisme au travers duquel la lumière reçue par le télescope est diffractée puis imprimée sur une plaque photographique, tandis que des éléments sont vaporisés face au spectromètre en guise de référence. Il constate alors que sur les 41 nébuleuses observées, 36 présentent un décalage de fréquence vers le rouge et une vitesse de *fuite* de l'ordre de 600 km/s. Mais ce décalage vers le rouge est alors expliqué comme un effet Doppler caractérisant la vitesse propre des galaxies et non comme un éloignement dû à l'expansion de l'Univers lui même. Cette interprétation n'apparaît pour la première fois que dans l'article de 1927 du physicien belge Georges Lemaître, pour proposer des solutions dynamiques à l'équation d'Einstein. Selon Lemaître, l'espace tout entier se dilate au cours du temps, il est en expansion et y entraîne toutes les galaxies, elles-mêmes au repos. Mais la portée de ces résultats reste assez limitée au sein de la communauté scientifique. Il faut attendre encore deux ans pour qu'Edwin Hubble poursuive les travaux de Slipher en les combinant avec ses propres mesures de distance des céphéïdes, ces étoiles dont la variation périodique de l'éclat permet de déterminer leur distance à la Terre et donc celle de la galaxie qui les abrite (voir figure 1.2). Hubble trouve l'élément essentiel qui manquait jusqu'alors : il montre en effet qu'il existe une relation de proportionnalité

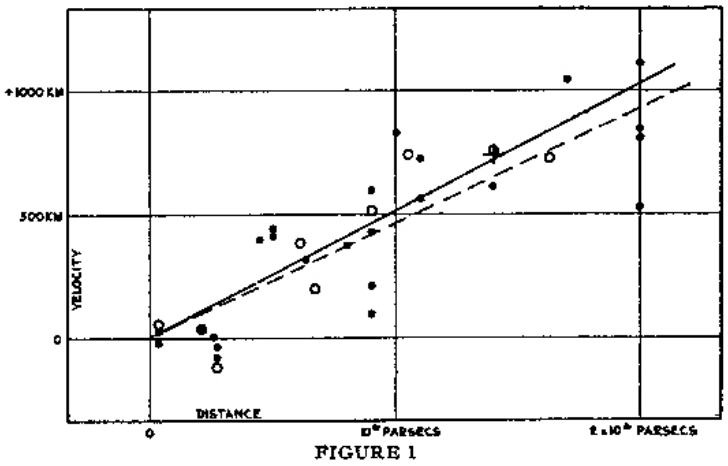


FIGURE 1.2 – Diagramme montrant la relation de proportionnalité existant entre la vitesse d'éloignement mesurée sur 22 galaxies et leur distance par rapport à un observateur terrestre. « Les points noirs et la ligne droite continue représentent la solution tenant compte du mouvement solaire et des galaxies individuelles ; les cercles et la ligne pointillée représentent la solution combinant les galaxies en groupes. » [12]

entre la vitesse radiale des galaxies et leur distance [12] [13]. Plus une galaxie est éloignée de la nôtre et plus sa vitesse de fuite apparaît grande. Cette relation simple est connue aujourd'hui sous le nom de « loi de Hubble » et s'exprime :

$$\mathbf{v} = H_0 \mathbf{r} \tag{1.1}$$

avec $\mathbf{v}$ la vitesse des galaxies dans la ligne de visée (vitesse radiale), H_0 la constante de Hubble et $\mathbf{r}$ la position de l'objet par rapport à l'observateur [2].

Les observations de Hubble révèlent donc la nature évolutive et non statique de l'Univers. Dans le cadre de la relativité générale, cela se traduit par l'introduction dans les équations d'un facteur d'échelle a qui agit comme un multiplicateur sur les dimensions d'espace et par conséquent sur les volumes associés. Comme l'Univers évolue dans le temps, ce facteur d'échelle sert en quelque sorte de règle, de référence dont la valeur mesure le taux d'expansion pour pouvoir comparer les séparations physiques entre deux objets. Et comme le principe cosmologique stipule que l'Univers est homogène et isotrope, alors l'observation de la fuite des objets éloignés n'est pas spécifique à la Terre, mais chaque observateur quelle que soit sa position dans l'espace voit lui aussi les galaxies s'éloigner de la même façon, quelle que soit la direction. Ainsi le facteur d'échelle est le même dans tout l'Univers et ne dépend que du temps, il est noté $a(t)$.

2. La valeur de H_0 est aujourd'hui estimée proche de 70 (km/s)/Mpc [14], ce qui signifie qu'une galaxie située à un mégaparsec d'un observateur s'éloigne de lui à une vitesse de 70 km/s du fait de l'expansion seule de l'Univers. Cette constante a la dimension de l'inverse d'un temps et l'échelle caractéristique de temps associée $t_h = H_0^{-1}$ donne un ordre de grandeur de l'âge de l'Univers.

Dans le cadre de la relativité générale, les suppositions quant à un Univers homogène, isotrope et non statique conduisent finalement à se munir de la métrique – l'objet qui définit la variation entre deux événements infiniment proches – de Robertson-Walker [15] [16] :

$$ds^2 = c^2dt^2 - a^2(t)\left(\frac{dr^2}{1-\kappa r^2} + r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\varphi^2)\right) \tag{1.2}$$

La notion d'événement regroupe au sein du même élément la position d'un objet dans l'espace définie dans un repère sphérique par r, θ et φ et son temps indissociable t. Le facteur κ rend compte de la courbure de l'Univers sur lequel on reviendra un peu plus loin.

Mais les implications qui résultent des découvertes de Hubble ne s'arrêtent pas là, elles débouchent également sur une hypothèse quant à la densité du contenu énergétique de l'Univers. En effet si l'on considère que l'Univers conserve son énergie mais que l'on modifie son volume du fait de l'expansion, cela signifie que l'on modifie la densité d'énergie de ce dernier. Autrement dit, si l'Univers a toujours été en expansion et que l'on remonte dans le passé aussi loin que possible, il a atteint dans un état antérieur une densité et une température infiniment grandes dans un volume infiniment petit. C'est cette réflexion qui est à l'origine des modèles de Big Bang dont le nom, un « grand boum », fut ironiquement donné par Fred Hoyle dans les années 1940 pour ces modèles qui semblent donner un instant initial à l'Univers.

La nucléosynthèse primordiale

Un second indice confondant en faveur d'un état primitif de l'Univers extrêmement dense et chaud réside dans l'abondance en hélium observée dans toutes les étoiles et ce, quelle que soit la région étudiée. En effet, on vient de voir que l'Univers est en expansion, ce qui suggère que par le passé, les objets comme les galaxies étaient plus proches les uns des autres. Mais cette hypothèse n'est valable que si l'Univers n'a connu aucune autre phase que l'expansion. Rien ne nous empêche d'imaginer qu'il ait pu d'abord passer par une phase de contraction avant l'expansion et que les galaxies n'aient jamais été proches les unes des autres. En revanche, si cette supposition était vraie, on ne serait pas capable de fournir d'explication quant à cette abondance d'éléments légers dans les objets qui nous entourent.

L'Univers apparaît à notre époque comme composé en ce qui concerne la matière ordinaire de 90% d'hydrogène, 9% d'hélium et seulement 1% d'éléments lourds parmi lesquels figurent les éléments entrant dans la composition de la matière organique qui nous compose : le carbone, l'azote ou l'oxygène. On sait maintenant que ces éléments lourds peuvent être synthétisés dans le cœur des étoiles au cours du processus de nucléosynthèse stellaire, car les étoiles réunissent les conditions de pression et de température extrêmes nécessaires à ces phénomènes de fusion nucléaire. En revanche,

l'abondance en hélium observée notamment dans le plasma environnant les étoiles reste sans explication, à part si l'on imagine un état primitif de l'Univers plus dense, mais également plus chaud. C'est la solution que proposent en 1948 le physicien russe George Gamow et son étudiant en doctorat américain Ralph Alpher [17] [3].

Contrairement au noyau d'hydrogène qui n'est constitué que d'un simple proton, celui de l'hélium en comporte deux ainsi que deux neutrons, il ne peut donc être né que d'une fusion de protons et de neutrons. Imaginons une période passée où l'Univers possédait une température et une densité telles que les particules élémentaires ne formaient pas encore des noyaux mais une soupe brûlante de protons et de neutrons libres, à la manière d'un plasma. En prenant en compte l'expansion de l'Univers et son refroidissement inexorable, l'interaction nucléaire forte aurait fini par surpasser l'agitation thermique régnante pour regrouper protons et neutrons et former des noyaux d'hélium. Outre ces derniers, cette fusion et leurs produits auraient également donné naissance en faible quantité à d'autres noyaux comme le deutérium, le lithium, le béryllium et le bore. Cette réaction qu'on qualifie de nucléosynthèse primordiale se serait rapidement achevée lorsque la matière serait devenue trop froide et trop ténue pour permettre la fusion des éléments légers, fixant ainsi leurs proportions. Selon cette hypothèse, on aurait abouti à une proportion d'un noyau d'hélium pour dix noyaux d'hydrogène (c'est-à-dire les protons non appariés restants, les neutrons libres se désintégrant rapidement avec un proton comme l'un des produits). Cette proportion est proche de celle que l'on observe aujourd'hui car les nouveaux noyaux d'hélium produits par les étoiles sont en quantité négligeable devant ceux issus des conditions primordiales.

Ce scénario d'un état antérieur extrêmement dense et chaud fixe ainsi les proportions d'éléments légers observés aujourd'hui d'une part, et il ne contredit pas celui selon lequel les éléments plus lourds sont engendrés beaucoup plus tard par les étoiles d'autre part. Combiné à l'observation de l'expansion de l'Univers, cela plaide fortement en faveur des modèles de Big Bang.

Le rayonnement fossile

En poursuivant ce raisonnement, l'équipe d'Alpher, Herman et Gamow prédit que cet état primordial dense et chaud aurait formé un plasma opaque rayonnant comme un corps noir [18] [19]. Cependant, ce rayonnement aurait été piégé pendant un temps car les photons auraient diffusé sur les électrons libres du plasma. Mais, du fait de l'expansion de l'Univers, ce plasma aurait refroidi jusqu'à ce que les électrons soient capables de s'assembler aux noyaux en formant des atomes neutres et que les

3. On donne fréquemment le nom d'« $\alpha\beta\gamma$ » à cet article en raison du nom des deux auteurs principaux et de l'ajout à cette intention de celui de Hans Bethe qui avait beaucoup œuvré sur la nucléosynthèse stellaire avant Fred Hoyle qui poursuivit ses travaux et montra plus tard que les éléments lourds n'étaient pas issus de la nucléosynthèse primordiale. De plus, l'article a été publié dans l'édition du 1^{er} avril de la *Physical Review*.

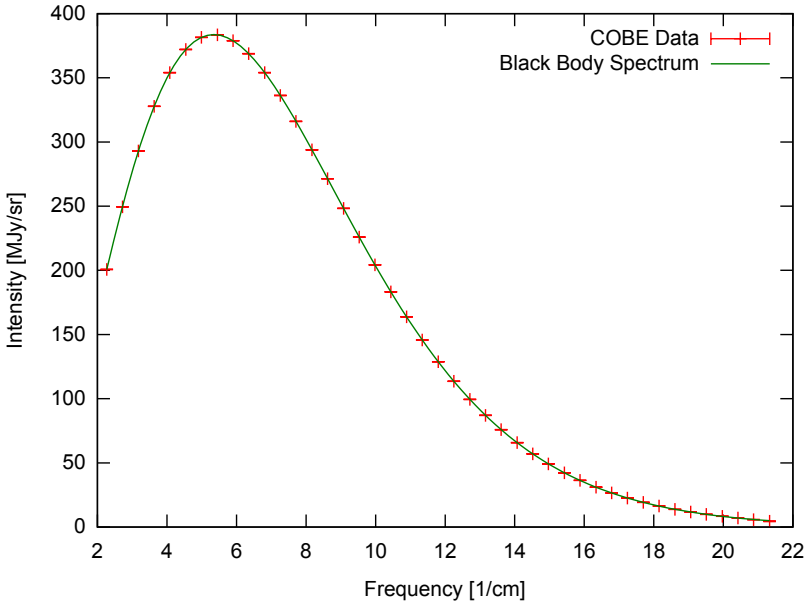


FIGURE 1.3 – Spectre d'intensité du CMB observé aujourd'hui. Mesures réalisées par l'instrument FIRAS du satellite COBE. Le spectre montre un pic d'intensité autour de 150 GHz soit 2 mm et suit parfaitement la courbe théorique d'un corps noir à $2,725 \pm 0,001$ K si bien que les barres d'erreur ne seraient pas visibles sur cette figure.

photons soient libres de voyager en ligne droite. Après plusieurs estimations, l'équipe calcula plus tard que la radiation de corps noir correspondant à l'émission de cette toute première lumière devait atteindre aujourd'hui une température proche de 5 K du fait de l'expansion de l'Univers. Cela correspond au domaine micro-onde et donne l'origine à son nom anglais de *Cosmic Microwave Background* ou CMB. Du fait de la valeur finie de la vitesse de la lumière, plus on regarde loin dans l'espace et plus l'information qui nous atteint correspond à un événement passé. Ce rayonnement le plus ancien accessible doit baigner tout l'Univers et apparaître derrière toutes les étoiles, galaxies et autres objets qui nous entourent, d'où son nom français de fond diffus cosmologique.

Après la prédiction de l'équipe de Gamow, plusieurs expériences tentent de détecter ce signal mais les importantes erreurs systématiques sur les mesures ne permettent pas de confirmer l'existence de ce rayonnement jusqu'en 1965 où les deux radio-astronomes américains Arno Penzias et Robert Wilson font état d'un bruit en excès significatif de $3,5$ K $\pm$ 1 K lors de l'étalonnage de leur antenne-cornet à une longueur d'onde de 7,5 cm [20]. Ce « bruit » est immédiatement interprété par l'équipe de Dicke, Peebles, Roll et Wilkinson comme la première détection du rayonnement fossile [21]. Cette mesure a cela de remarquable qu'elle est la première a mettre en évidence une source de « bruit » ne provenant ni de l'instrument, de l'atmosphère, de notre galaxie ou de tout autre objet mais des photons libres les plus anciens

de l'Univers...et elle souligne également toute l'importance du bon étalonnage d'un instrument.

C'est finalement en 1994 que l'instrument FIRAS embarqué à bord du satellite COBE lancé par la NASA en 1989 et entièrement dédié à l'étude du CMB dévoile le spectre de ce rayonnement (figure 1.3) [22]. Les résultats ne sont pas sans déconcerter les physiciens : son spectre suit scrupuleusement la loi d'un corps noir à 2,725 K avec une précision hors pair – c'en est en fait la représentation la plus parfaite. Son maximum d'intensité se situe autour de 150 GHz, soit une longueur d'onde de 2 mm. Bien que du fait de l'expansion de l'Univers, il apparaisse aujourd'hui à une température très froide et dans le domaine millimétrique, le modèle prédit qu'il a été émis à une température de 3000 K, dans le visible. En connaissant sa température au moment de son émission (ou plus exactement, de sa libération) et sa température pour un observateur d'aujourd'hui, on peut en déduire qu'il a été émis près de 380 000 ans après le Big Bang, soit un temps infime comparé à l'âge total estimé de l'Univers d'environ 13,8 milliards d'années.

1.1.2 La turbulente histoire de l'Univers

1.1.2.1 Nécessité d'un modèle incluant l'inflation

Le principe cosmologique qui définit l'Univers comme statistiquement homogène et isotrope, l'observation d'un Univers en expansion, de l'abondance des éléments légers tels que l'hélium dans les étoiles et enfin du fond diffus cosmologique plaident en faveur d'un modèle de Big Bang où l'Univers aurait connu par le passé une période extrêmement dense et chaude. Cependant, ce scénario n'est pas suffisamment complet pour expliquer certains phénomènes. Un ingrédient supplémentaire a été incorporé à la théorie pour proposer une solution à ces constats : une période initiale d'inflation, c'est-à-dire d'expansion *exponentielle* de l'Univers au cours des premiers instants du Big Bang. Voyons les éléments qui motivent ce postulat.

Homogénéité du fond diffus cosmologique

On vient de le voir, le rayonnement de fond cosmologique qui nous parvient de toutes les directions suit une loi de corps noir parfaite à une température de 2,725 K. Cette température est en fait extrêmement uniforme sur tout l'ensemble de cette coquille : elle est exactement la même au dessus de 10^{-5} K (hors dipôle) quelle que soit la direction considérée. Or, en connaissant l'âge que doit avoir l'Univers au moment du rayonnement du CMB, on est capable de définir l'horizon cosmologique, c'est-à-dire la distance maximale pour laquelle deux objets ont pu avoir une influence l'un sur l'autre depuis le Big Bang. Pour un photon du CMB observé aujourd'hui, la zone causale est proche de 1°. Cela signifie que deux photons séparés de plus de cet angle n'ont pas pu échanger d'information depuis le Big Bang. Comment expliquer

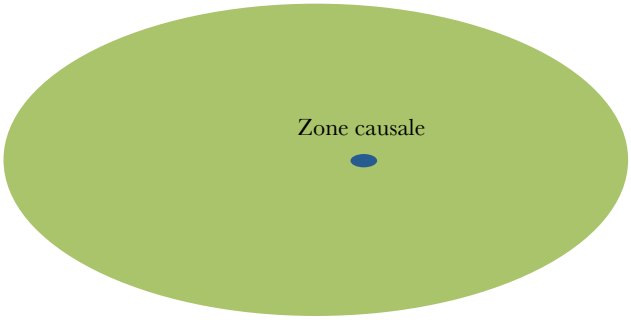


FIGURE 1.4 – Représentation schématique de la carte de température de l'ensemble du CMB avec une résolution de l'ordre du kelvin. Elle apparaît rigoureusement identique en tout point à 2,725 K (il s'agit d'une projection de la sphère d'observation sur un plan à la manière d'un planisphère sauf qu'ici nous en occupons le centre). La zone bleue représente la zone causale d'un photon au moment de l'émission du rayonnement. Cela veut dire que deux zones séparées de plus de cet écart sur la carte ne peuvent pas avoir échangé d'information depuis le Big Bang. Pourquoi alors deux zones qui n'ont pas pu être en contact causal et tout l'ensemble de la carte apparaissent-ils à la même température ?

alors que tout l'univers observable présente des propriétés statistiques quasiment identiques ? On appelle généralement ce questionnement le « problème de l'horizon », illustré dans la figure 1.4.

Dans un modèle de Big-Bang sans inflation, deux régions éloignées de l'univers observable a l'état primordial n'ont pas pu s'équilibrer thermiquement car elles se sont constamment éloignées l'une de l'autre et ne sont donc jamais entrées en contact causal. Pour expliquer cet équilibre thermique généralisé, on a donc deux solutions : soit les fluctuations qui se sont produites dans l'Univers primordial se sont comportées exactement de la même façon partout dans l'Univers, ce qui semble peu probable, soit il existe durant cette période un processus qui a permis de mettre toutes les régions du ciel en contact causal.

Platitude de l'Univers

Revenons sur le terme de courbure κ de l'équation 1.2. Il est normal que la notion de distance qui sépare deux événements de l'espace-temps dépende de la courbure et donc du type de géométrie de l'Univers. Pour une courbe, on a l'habitude de définir la courbure κ en un point comme l'inverse du rayon du cercle tangent en ce point. Dans un espace à trois dimensions, la courbure s'exprime comme l'inverse du produit des rayons des cercles tangents dans deux plans perpendiculaires. D'après le principe cosmologique, ces deux rayons sont de même module $|R|$ mais peuvent être de signe différent. Le signe de κ définit le type de géométrie de l'Univers (voir figure 1.5) :

— si $\kappa = 0$: la courbure est nulle, c'est-à-dire que les rayons des cercles tangents sont infinis. Cela définit un Univers plat où la géométrie à grande échelle est

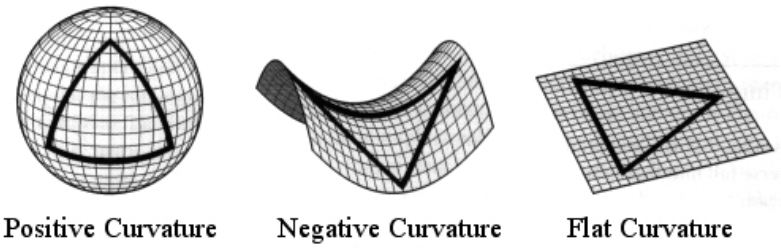


FIGURE 1.5 – Les trois différents types de courbure possible décrivant la géométrie de l'Univers (courbure positive, négative ou plate). *Crédit : http ://abyss.uoregon.edu/˜js/*

euclidienne : par exemple, la somme des trois angles d'un triangle est égale à 180° et le chemin le plus court entre deux points est une droite.

— si $\kappa > 0$: les deux rayons des cercles tangents sont dans le même sens, ce qui se traduit par un Univers sphérique et donc fermé.

— si $\kappa < 0$: les deux rayons des cercles tangents sont opposés, ce qui se traduit par une géométrie hyperbolique en « selle de cheval » et un Univers ouvert.

À partir du spectre de puissance de la température du CMB dont on parlera plus loin, on peut en déduire la valeur de κ. Les résultats les plus récents issus des données *Planck* trouvent une valeur de κ proche de zéro à moins de 1 % près [14] ce qui corrobore l'hypothèse d'un Univers plat [4]. Pourquoi observe-t-on cette solution si particulière ? Pour obtenir un Univers plat, il faut en effet que du point de vue des paramètres cosmologiques, la somme des densités d'énergies soit exactement égale à la densité critique de l'Univers lors des conditions initiales, ce qui encore une fois semble pouvoir difficilement être le fruit du hasard.

Absence de défauts topologiques primordiaux

Au-delà d'un seuil colossal d'énergie (de l'ordre de 10^{15} - 10^{19} GeV), la théorie prévoit une grande unification des quatre interactions fondamentales, c'est-à-dire que les interactions forte, faible, électromagnétique et la gravitation seraient condensées en une seule sous forme d'un champ quantique. Dans un modèle de Big Bang simple, l'Univers est initialement dans un état de densité d'énergie qui dépasse l'énergie de grande unification et est dominé par le rayonnement. De ce fait, le facteur d'échelle $a(t)$ évolue très rapidement avec le temps et, l'énergie thermique décroissant avec le cube de ce facteur, elle passe rapidement en dessous du seuil d'unification des interactions. Il se produit alors un découplage entre l'interaction forte et l'interaction

4. Strictement parlant, on ne pourra jamais exactement prouver que l'Univers est plat car on ne peut mesurer une courbure absolument nulle ou un rayon infini. On peut simplement prouver que la courbure tend vers zéro – ou qu'elle n'est pas nulle du tout. De plus, la courbure n'est pas suffisante pour en déduire la topologie de l'Univers. Une courbure nulle est par exemple compatible avec la description d'un plan infini ou d'un tore, fini.

électro-faible. Cette phase occasionne au champ d'interaction forte d'avoir une valeur fixée par un processus aléatoire. Dans un raisonnement analogue à celui du problème de l'horizon, cette valeur devrait être la même dans une zone causalement liée mais a une probabilité quasiment nulle d'être la même en dehors de l'horizon causal. Comme ce processus intervient tôt dans l'histoire de l'Univers, les zones causalement liées sont petites et on devrait trouver de nombreux domaines où la valeur de l'état fondamental d'interaction forte est différente, ce qui provoquerait à la frontière entre ces zones des défauts topologiques (comme par exemple les monopôles magnétiques, des particules stables portant comme leur nom l'indique une charge magnétique). À ce jour, aucun défaut de ce type n'a été mis en évidence.

Proposition d'une période d'inflation

Pour résumer, on ne peut imaginer avoir un univers observable aujourd'hui uniformément thermalisé sur des tailles supérieures aux zones causalement liées sans l'intervention d'un mécanisme qui serait parti d'une zone thermalisée et qui l'aurait tellement agrandie qu'elle aurait fini par englober l'ensemble de notre univers observable. De manière similaire, si par ce processus on atteint très tôt le découplage entre l'interaction forte et électro-faible, cela expliquerait l'absence de détection de frontières entre des zones où la valeur du champ fondamental d'interaction forte différerait. Le processus pouvant l'expliquer se traduirait par une phase primitive d'expansion exponentielle de l'Univers que l'on qualifie d'inflation. Cette période permettrait aussi d'expliquer la nature très particulière de la courbure de l'Univers constatée aujourd'hui. En effet, si l'on débute avec un Univers fermé ou à géométrie sphérique et qu'on l'agrandit très fortement en l'observant sur une petite portion devant son rayon de courbure, il peut nous apparaitre comme très proche de plat, de la même manière que l'horizon de la Terre nous apparaît plat à notre échelle.

Cette théorie inflationnaire donne lieu à de nombreux modèles que nous n'aborderons pas ici. Elle est en tout cas acceptée par la majorité de la communauté scientifique et a valu à ses initiateurs les physiciens Alan Guth, Andrei Linde et Paul Steinhardt le prix Dirac en 2002 pour leur « développement du concept d'inflation en cosmologie ». Pour parfaire ce tableau et raffiner les modèles, il ne manquerait plus qu'une détection indirecte de son existence.

1.1.2.2 Le scénario de la plus vieille histoire de tous les temps

Nous nous trouvons dans un Univers statistiquement homogène et isotrope, en expansion, ayant connu par le passé un état infiniment dense et chaud suivi d'une période d'expansion exponentielle. À ce stade de nos connaissances, certaines zones du passé sont loin d'avoir livré tous leurs secrets, ce qui donne bien du grain à moudre aux théoriciens. Ce cheminement permet néanmoins d'élaborer un scénario probable quant à l'histoire de notre Univers.

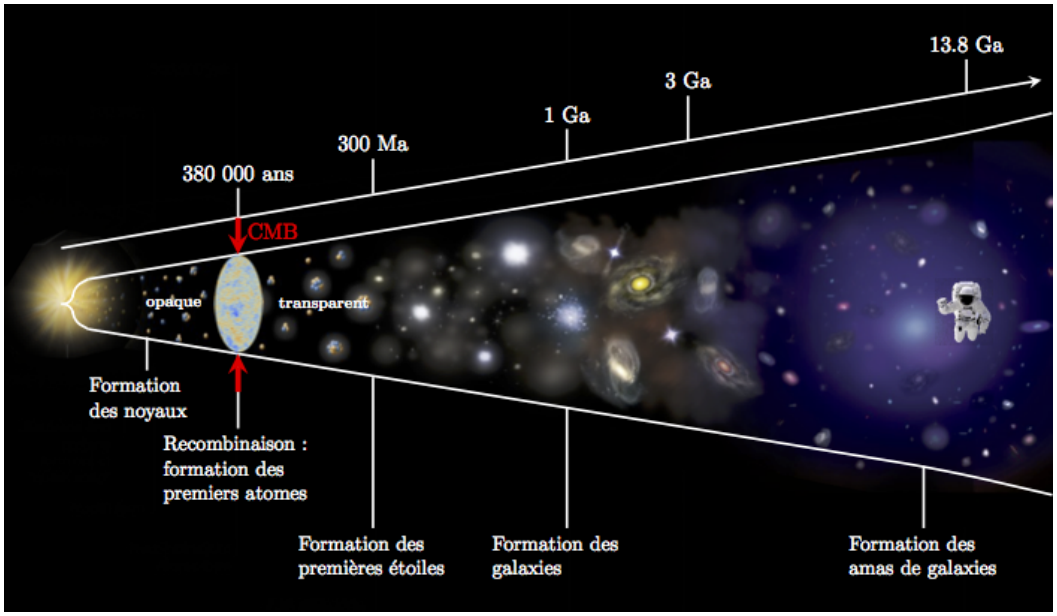


FIGURE 1.6 – Frise chronologique retraçant l'histoire de l'Univers en l'état actuel des connaissances, pour un astronaute terrien situé à droite (aujourd'hui). Plus on observe loin dans l'espace et plus l'information qui nous parvient correspond à un événement ancien. Voir le texte pour les explications des différentes phases.

Remontons dans le temps à près de 13,8 milliards d'aujourd'hui (figure 1.6). Notre modèle cosmologique actuel arrive à une singularité non pas d'espace mais de temps et de densité d'énergie, c'est-à-dire qu'on ne connait pas de physique capable de décrire un moment antérieur ni même si la notion de temps aurait un sens plus en amont, mais cela ne signifie pas qu'il n'y ait rien eu auparavant ou qu'on parle d'un « instant zéro ».

En s'approchant autant que l'on peut de cette singularité en temps, on arrive à ce qu'on appelle **l'ère de Planck**, ou les théories sont purement spéculatives. Dans ces conditions présumées de température et de densité extrêmes, on pense que les quatre interactions fondamentales étaient peut-être unifiées en une seule interaction. Pour décrire cette interaction primordiale dont les effets découplés à plus basse énergie sont définis à des échelles opposées de la physique, il faudrait bâtir une théorie unifiant à la fois celle de la gravitation et celle de la physique quantique, ce que les théoriciens ne sont pas encore parvenus à faire. Une hypothèse est qu'au fur et à mesure de l'expansion et du refroidissement de l'Univers, on assisterait à une différenciation progressive des interactions : d'abord la gravitation, puis l'interaction forte et enfin l'interaction électrofaible dont les expériences dans les grands accélérateurs de particule ont démontré l'unification à une température supérieure à 10^{13} K. C'est cette transition de phase où l'interaction forte se serait découplée de l'interaction électrofaible qui aurait engendré l'inflation.

Cette **période d'inflation** est à ce jour le plus souvent modélisée par l'évolution

d'(au moins) un champ scalaire d'origine quantique nommé « inflaton » selon deux phases : une phase extrêmement courte d'expansion exponentielle de l'Univers au cours de laquelle les dimensions spatiales auraient été démesurément étirées, puis une phase où l'expansion se serait poursuivie mais avec une évolution beaucoup plus lente. L'inflation aurait alors pris fin lorsque l'inflaton se serait désintégré en fournissant de l'énergie sous forme d'un plasma chaud donnant naissance à des particules relativistes, on parle de **réchauffement**.

Après l'inflation, l'Univers continue de se dilater et de se refroidir jusqu'à une température inférieure à 10^{12} K où les interactions faible et électromagnétique se découplent. Après cette transition, l'Univers est composé de protons, neutrons, photons, neutrinos, électrons, positrons et probablement de matière noire. Dans les objets qui nous entourent, on n'observe aujourd'hui que des baryons (des protons et des neutrons) mais pas leurs homologues d'antibaryons qui auraient dû être fabriqués dans les mêmes proportions. S'il existait des zones d'antimatière, elles n'auraient pas manqué de rencontrer de la matière ordinaire et les deux se seraient annihilées en émettant un flash de rayonnement γ que nous aurions détecté. L'antimatière n'a été observée que de manière rare et éphémère lors d'expériences dans les collisionneurs. La raison exacte de cette prépondérance de la matière sur l'antimatière dans l'Univers reste inconnue, mais on l'impute selon certaines théories à une très légère asymétrie dans le processus de fabrication de ces dernières : ce processus pourrait fabriquer un excès d'une particule de matière pour 10^9 paires de particules et d'antiparticules créées. Ces particules en excès n'auraient pas trouvé de partenaire pour se désintégrer et seraient à l'origine de toute la matière contenue aujourd'hui dans l'Univers [5].

Quoi qu'il en soit, au bout d'environ une seule seconde après la singularité de Big Bang, les neutrinos présents se découplent des autres éléments et forment un rayonnement de fond. Les électrons et les positons s'annihilent, ne laissant qu'un résidu d'électrons dans une soupe de protons, neutrons, photons et probablement de matière noire, à l'équilibre thermique.

Comme on l'a vu précédemment, l'Univers se refroidit ensuite suffisamment pour que les neutrons et les protons puissent s'assembler et former pendant trois minutes les premiers noyaux d'éléments légers lors de la **nucléosynthèse primordiale**. Au bout de ces trois minutes, la température de l'Univers n'est plus assez haute pour continuer les réactions à l'origine de la formation de ces noyaux et encore moins pour la création de noyaux plus lourds. Pour ces derniers, il faudra attendre, bien plus tard, les conditions réunies dans le cœur des premières générations d'étoiles pour fabriquer des éléments allant jusqu'au fer (nucléosynthèse stellaire) puis l'explosion de ces étoiles en supernovæ pour les éléments chimiques plus lourds (nucléosynthèse explosive).

5. Pour une explication des processus possibles à l'origine de cette asymétrie matière-antimatière, voir la thèse de Mikhail Stolpovskiy dont les trois années passées en France lui ont inspiré une analogie illustrée par la production de vin rouge et de vin blanc [23].

À la fin de la nucléosynthèse primordiale, la température est de l'ordre de 100 keV et l'Univers sous forme d'un plasma de noyaux (principalement d'hydrogène donc), d'électrons et de photons. Les photons interagissent avec tous les électrons libres par diffusion Thomson tandis que l'interaction électromagnétique couple les électrons aux baryons. Comme les photons diffusent sur les électrons, ils changent constamment de direction. Un observateur au milieu de ce plasma n'arriverait pas à en extraire d'information car les photons arrivant dans sa ligne de visée auraient été émis en moyenne depuis toutes les directions. De la même manière, quand on se trouve pris dans du brouillard, on ne peut en déduire la position du Soleil car les photons du visible qui parviennent à notre œil ont diffusé de multiples fois sur les gouttes d'eau en suspension tout autour, en mélangeant les informations. Pour cette raison, on qualifie parfois l'Univers de cette période comme **opaque**.

L'expansion poursuit son œuvre et l'Univers continue à s'agrandir et à se refroidir jusqu'à atteindre 10 000 K, ce qui correspond à une énergie de 13,6 eV soit l'énergie nécessaire à l'ionisation de l'état fondamental électronique de l'atome d'hydrogène. On pourrait donc penser qu'à partir de cet instant les électrons puissent commencer à s'apparier aux protons pour former les premiers atomes d'hydrogène. Mais comme on l'a vu, l'Univers forme un corps noir parfait, ce qui signifie qu'à cette température il existe encore beaucoup de photons d'énergie supérieure à 13,6 eV et de plus on compte bien davantage de photons que d'électrons. Il faut donc attendre une température de 3000 K soit 0,3 eV pour atteindre un équilibre statistique entre le nombre d'électrons et le nombre de photons ionisants. Les électrons peuvent alors se fixer autour des protons libres pour former les premiers atomes d'hydrogène, c'est la **recombinaison**. De leur côté, les photons peuvent commencer à se propager librement, on parle de **découplage rayonnement-matière**. Le rayonnement ne rencontre plus d'obstacle pour poursuivre son voyage tout en renfermant des informations sur l'état de l'Univers à cet instant.

Ce sont ces photons émis ou plus exactement libérés près de 380 000 ans après le Big Bang qui forment le fond diffus cosmologique ou CMB. Il s'agit en quelque sorte de la photographie la plus ancienne de l'Univers à laquelle nous ayons accès. L'évolution thermique de l'Univers ne dépend que du facteur d'échelle qui, du fait du principe cosmologique, évolue de la même manière en tout point. Cela signifie que le découplage rayonnement-matière a eu lieu au même instant partout dans l'univers observable. On peut par conséquent l'observer à toute époque postérieure à son émission mais plus l'époque d'observation est éloignée de l'émission et plus le CMB apparaît refroidi par l'expansion de l'Univers.

L'histoire de l'Univers ne s'arrête évidemment pas là. Notre existence est le fruit même d'inhomogénéités. En effet le CMB apparaît aujourd'hui à une température extrêmement uniforme proche de 3 K, mais en regardant ces photons plus en détail on peut détecter d'infimes variations de température, à partir de 10^{-5} K. Cela peut s'expliquer par de légères irrégularités de densité de matière occasionnant des

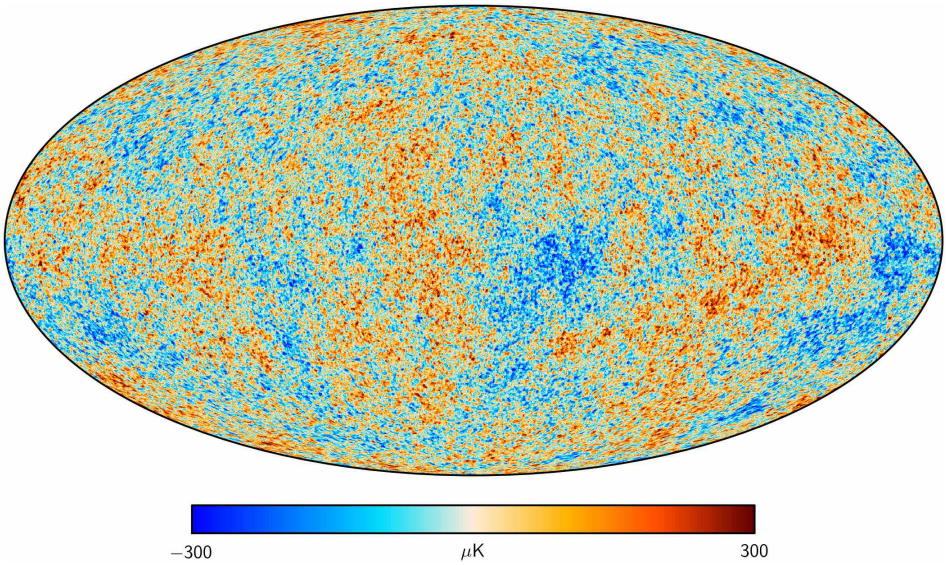


FIGURE 1.7 – Carte de la température du CMB pour des variations de $\pm 300\ \mu$K par rapport à la température moyenne de 2,725 K. Ces anisotropies de température sont les empreintes laissées par les zones de sous et de surdensités (en rouge et en bleu respectivement) au moment du découplage rayonnement-matière. *Crédit : Planck/ESA, Février 2015*

variations de pression et donc de température au moment du découplage, mais ces irrégularités ne peuvent avoir eu lieu que sous l'action de perturbations primordiales, avant l'émission du CMB.

Après la recombinaison, la matière domine sur le rayonnement et la gravitation reprend ses droits. Les minuscules anisotropies de température du CMB n'ont rien d'anodin puisqu'elles forment une carte des surdensités locales ayant laissé leur trace au moment du découplage. La gravitation accentue les infimes puits de potentiel dans lesquels la matière générée pendant l'inflation s'accumule puis s'effondre, rendant ces régions de plus en plus denses. Elles deviennent progressivement les premières grandes structures qui donneront plus tard naissance aux étoiles, galaxies etc. desquelles nous sommes tous issus.

1.1.3 Le rayonnement fossile et ses perturbations

1.1.3.1 Anisotropies de température

Les faibles anisotropies de température du CMB d'origine quantique recèlent de très riches informations. On a deux moyens de les présenter et de les exploiter : soit sous forme de carte (voir figure 1.7), soit sous forme d'un spectre de puissance. Si comme on le pense ces anisotropies résultent de processus aléatoires, alors le signal reçu est gaussien et il est entièrement décrit par son spectre de puissance, sans perte d'information. L'ajustement de la courbe obtenue par les mesures se fait à l'aide de

modèles ne comprenant que 6 paramètres pour les plus simples. Une fois contraints par les données, ces paramètres cosmologiques nous fournissent tous les ingrédients nécessaires pour en déduire des propriétés sur l'Univers d'aujourd'hui et du passé comme sa géométrie ou sa composition. Montrons comment prévoir de manière très qualitative l'allure de ce spectre.

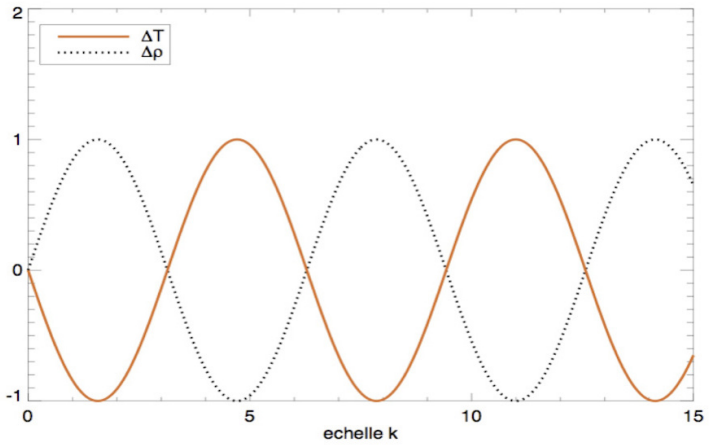
Modèle naïf

Remontons au début de la période d'inflation. À ce stade, le champ qu'on qualifie d'inflaton a pu présenter des fluctuations d'ordre quantique dont la moyenne est nulle. Ces fluctuations auraient dû disparaître mais du fait de l'expansion exponentielle de cette période, ces perturbations sont brusquement transposées à l'échelle macroscopiques. À mesure que l'Univers grandit, il peut se générer par la suite d'autres perturbations mais qui s'ajoutent aux perturbations initiales et qui sont donc caractérisées par des échelles angulaires plus petites. À l'issue de la période d'inflation et de la nucléosynthèse primordiale, l'ensemble des perturbations créées à grande échelle sont gelées dans leur état initial au sein du plasma primordial constitué de noyaux légers, d'électrons, de photons et de matière noire.

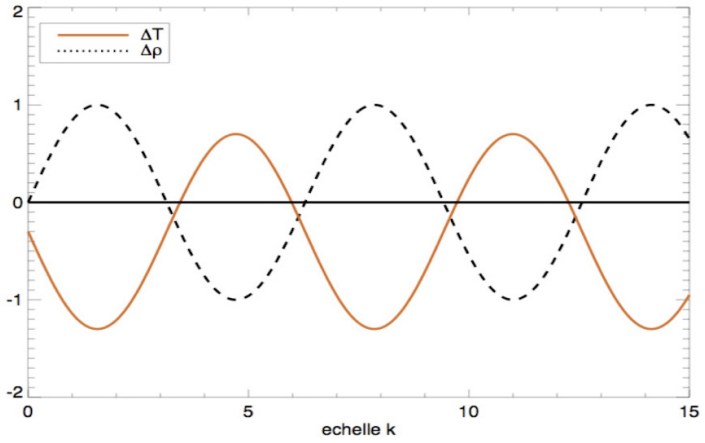
Tant que le rayonnement domine, les fluctuations n'évoluent pas. Mais à partir de et après l'égalité rayonnement-matière (à ne pas confondre avec le découplage rayonnement-matière qui a lieu plus tard), l'expansion est gouvernée par la matière qui peut commencer à s'effondrer par instabilité gravitationnelle dans ses puits de potentiel. Dans ces zones, la matière (baryonique et noire) tombe ainsi que les photons avec lesquels les électrons sont encore très couplés. En s'effondrant, la densité totale ainsi que la pression de radiation augmentent. Cette dernière s'oppose à la gravité et exerce une force de rappel qui provoque une dilatation locale dans la zone auparavant comprimée. Matière et lumière connaissent donc une période d'oscillations qualifiées d'acoustiques.

Ces oscillations durent tant que la matière baryonique est couplée à la lumière. Lorsque les deux se séparent, le plasma devient neutre, le CMB est émis et l'état des perturbations y est cristallisé. C'est ce qui est matérialisé par la carte de température de la figure 1.7. Toutes les perturbations de même taille ont commencé à osciller en même temps et ont eu le même temps pour évoluer. Cela signifie qu'au moment de l'émission du CMB et donc dans ses empreintes, si sur une taille donnée on sait qu'on se trouve dans un état de compression maximale, alors toutes les perturbations de la même taille sont aussi dans leur état de compression et donc de température maximale.

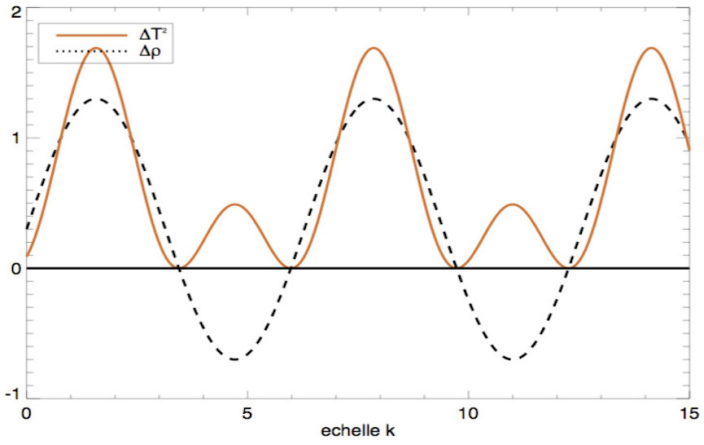
Si on regarde la carte des anisotropies de température du CMB, on s'attend donc à trouver un pic de température pour une taille angulaire donnée. Dans un modèle très naïf, cela implique par conséquent de trouver dans l'espace des k (le nombre d'onde relié à la taille des perturbations) une sinusoïde pour la température



(a) Correspondance entre l'état d'oscillation $\Delta\rho$ et de température ΔT à l'émission du CMB



(b) Effet potentiel de la matière noire



(c) Spectre de puissance $\propto \Delta T^2$

FIGURE 1.8 – Modèle qualitatif de prédiction du spectre de puissance de la température du CMB dont le raisonnement et les graphes proviennent de [24].

et l'état de compression. Une surdensité provoque une surpression et ainsi un excès de température, ce qui signifie qu'une perturbation comprimée est plus chaude qu'une perturbation dilatée. Mais il faut prendre en compte le fait que pour s'échapper du potentiel gravitationnel d'une zone plus dense, un photon a dû dépenser davantage d'énergie que pour une zone moins dense, ce qui a pour effet de faire apparaître les zones surdenses plus froides que les zones moins denses. Sur le CMB, les zones de compression *apparaissent* donc plus froides que les zones de dilatation bien qu'elles soient réellement plus chaude. Ce processus s'appelle l'effet Sachs-Wolfe [25]. Pour cette raison, on s'attend à observer sur le CMB la variation de température par rapport à la température moyenne (voir figure 1.8 (a)) :

$$\frac{\Delta T}{T} \propto -\frac{\Delta \rho}{\rho} \tag{1.3}$$

Cependant on a parlé jusqu'ici de matière ordinaire et pas de matière noire. Cette dernière n'interagit pas avec les photons mais répond à l'interaction gravitationnelle. Ainsi elle aurait creusé les puits de potentiel gravitationnel dans lesquels la matière ordinaire se serait engouffrée, mais elle n'aurait pas subit la force de rappel due à la pression de radiation des photons. On devrait donc assister à une accentuation des creux dans les puits de potentiel lors des compressions et une diminution de l'effet de la matière lors des dilatations, ce qui se traduit finalement par un décalage de la fonction (figure 1.8 (b)).

Enfin pour étudier la statistique du signal issu des anisotropies de température du CMB, on calcule son spectre de puissance pour lequel on a besoin d'évaluer sa valeur quadratique moyenne. On doit donc mesurer une fonction $\propto \Delta T^2$ (voir figure 1.8 (c)). Les pics impairs correspondent aux perturbations en phase compressée et les pics pairs aux phases dilatées, d'où l'importance de l'amplitude relative du deuxième pic (premier pic de dilatation) par rapport à celle du troisième pic (deuxième pic de compression). Si ce dernier est plus grand que le deuxième pic, cela est dû à l'existence de la matière noire. On s'attend également à un amortissement des oscillations dû au découplage progressif des photons et à l'épaisseur non nulle de la surface de dernière diffusion.

Spectre de puissance angulaire des anisotropies de température

De manière générale, on obtient le spectre de puissance d'un signal en lui appliquant une transformée de Fourier. Mais comme le fond diffus cosmologique nous apparaît comme une sphère dont nous sommes le centre, on a coutume de calculer dans un modèle rigoureux sa distribution de température en terme d'harmoniques sphériques (par transformée projetée sur le repère sphérique) $Y_{\ell m}(\mathbf{n})$, avec $\mathbf{n}$ le vecteur unitaire pointant dans la direction de visée. Le spectre de puissance ne se décompose alors pas dans l'espace des k mais selon le multipôle ℓ qui est son analogue sur une

base sphérique, avec l'approximation $\ell \sim \pi/\theta$ et θ en radians. Observer les anisotropies de température à grand multipôle ℓ revient donc à le faire à petite échelle angulaire θ et inversement.

On caractérise d'abord les anisotropies en mesurant l'écart de la température mesurée par rapport à une température donnée T_0 dans une direction de visée $\mathbf{n}$ selon :

$$\frac{\Delta T}{T_0}(\mathbf{n}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\mathbf{n}) \tag{1.4}$$

Le coefficient m représente la phase et les $a_{\ell m}$ traduisent donc l'amplitude des perturbations à une taille (θ, ϕ) donnée. La théorie de l'inflation prédit que les $a_{\ell m}$ sont des variables aléatoires gaussiennes, toute l'information est alors contenue dans la moyenne et la variance du signal. Dans le cas des $a_{\ell m}$, la moyenne est nulle. On définit alors le spectre de puissance angulaire correspondant $\{C_\ell\}_{\ell=0,\infty}$ à partir de la variance :

$$\langle a_{\ell m} \cdot a^*_{\ell' m'} \rangle = C_\ell \delta_{\ell \ell'} \delta_{m m'} \tag{1.5}$$

Les C_ℓ peuvent servir comme valeur caractéristique des anisotropies du CMB. Cependant les C_ℓ prédits par un modèle vont donner lieu à une réalisation des $a_{\ell m}$ pour un seul univers. Moyenner les $a_{\ell m}$ pour remonter aux C_ℓ suppose de pouvoir effectuer la mesure sur plusieurs univers, ce qui n'est bien sûr pas possible puisque nous n'avons accès qu'à une seule réalisation de ces processus aléatoires initiaux qui forment la surface du CMB. De la même manière, un autre observateur situé à des milliards d'années-lumière de la Terre observerait sa propre surface de dernière diffusion, différente de la nôtre. On construit donc l'estimateur C_ℓ à partir de l'échantillon des seuls $2\ell + 1$ modes m indépendants disponibles pour chaque ℓ de la façon suivante :

$$C_\ell = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2 \tag{1.6}$$

La variance de cet estimateur correspond à l'incertitude inhérente à notre observation et s'appelle la variance cosmique :

$$\mathrm{Var}(C_\ell) = \frac{2}{2\ell + 1} C_\ell^2 \tag{1.7}$$

On voit tout de suite que pour les petits ℓ, c'est-à-dire les très grandes échelles angulaires, l'incertitude sur la mesure devient très grande car on dispose d'un faible nombre de modes sur lesquels moyenner le signal. À grand ℓ, c'est la sensibilité des détecteurs qui détermine la précision de la mesure. En pratique, le spectre de puissance des anisotropies du CMB est souvent calculé comme (voir figure 1.9) :

$$\mathcal{D}_\ell = \frac{\ell(\ell + 1)}{2\pi} C_\ell \quad [\mu \mathrm{K}^2] \tag{1.8}$$

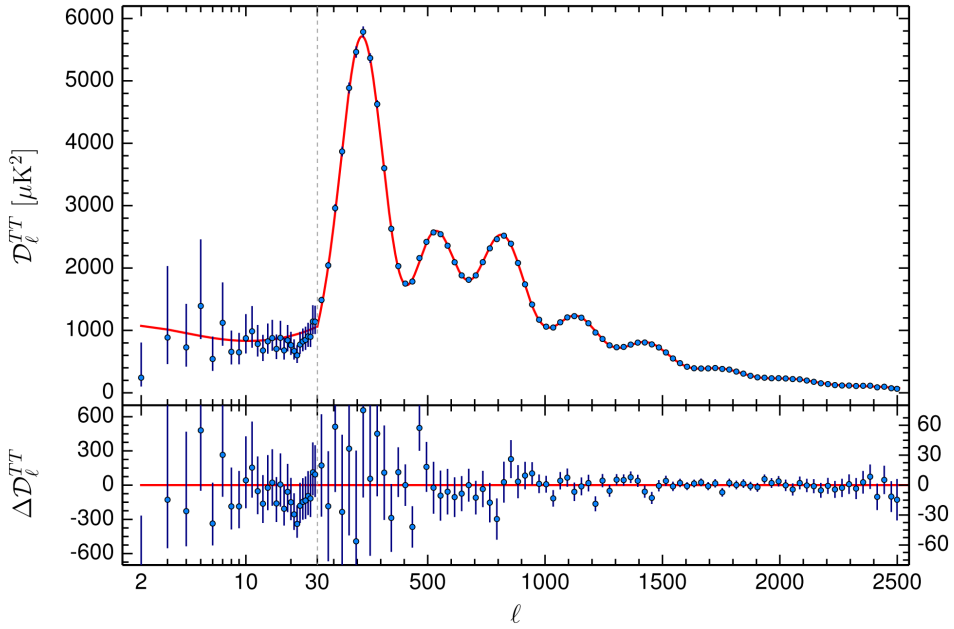


FIGURE 1.9 – Spectre de puissance angulaire des anisotropies de température du CMB. On remarque le pic de température qu'on avait prédit dans le modèle qualitatif et le troisième pic (c'est-à-dire le deuxième pic de compression maximale) au moins aussi important que le deuxième (correspondant au premier pic de dilatation) malgré l'amortissement. *Crédit : Planck/ESA, Février 2015*

Cette courbe montre la distribution spectrale de l'intensité des photons et l'on reconnaît les analogies avec le modèle simple expliqué plus haut. Sur ce spectre de puissance, c'est la concordance entre les points issus des données de la carte de température du CMB (figure 1.8) et un modèle à au moins 6 paramètres cosmologiques qui va contraindre ces derniers, nous donnant par exemple des informations telles que le contenu énergétique de l'Univers, son âge ou l'amplitude des perturbations initiales. Mais il est également possible de mesurer la polarisation de ces photons particuliers et de réaliser un travail identique sur cette quantité, nous apportant des informations supplémentaires.

1.1.3.2 De la polarisation dans le fond diffus cosmologique

On s'est jusqu'ici intéressé aux fluctuations d'intensité du rayonnement sans aborder la question de sa polarisation éventuelle. Au moment de son émission, le CMB a été partiellement polarisé selon deux modes, les modes E et les modes B. La mesure de cette polarisation est un défi de taille car sa détection se fait à un niveau au moins 100 fois plus faible que celui des anisotropies de température, mais ce signal recèle une mine d'informations.

Cette polarisation ne peut être générée que par diffusion, elle offre donc un aperçu

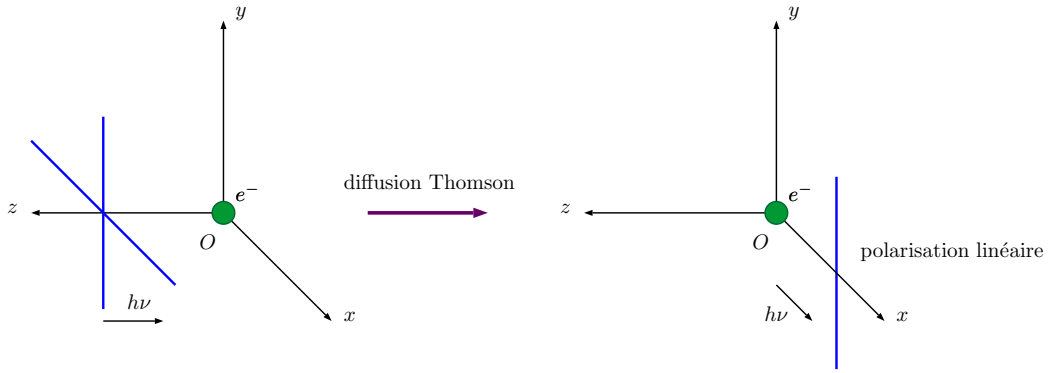
direct de la période de recombinaison. D'après le modèle ΛCDM[6], on peut par exemple prédire la forme du spectre de puissance de polarisation des modes E à partir du spectre de puissance des anisotropies de température seul. La mesure de la polarisation permet donc de vérifier le modèle et de mieux contraindre les paramètres cosmologiques. En arrivant à mesurer le spectre de puissance de polarisation des modes B, on arriverait de plus à sonder la période inflationnaire car le rapport d'amplitude r des deux spectres permettrait de caractériser la forme du potentiel au moment de la génération des perturbations primordiales [26].

Diffusion Thomson et polarisation

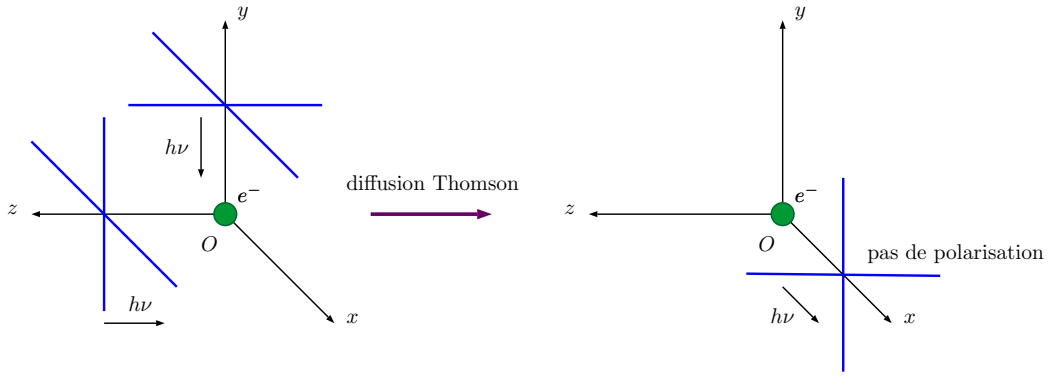
Voyons d'abord comment la diffusion Thomson qui a lieu sur les photons de la surface de dernière diffusion peut générer de la polarisation. On considère un repère orthonormé direct (O, x, y, z). Dans ce repère, un électron est situé à l'origine et un photon non polarisé voyage vers cet électron selon l'axe (O, z) (figure 1.10 (a)). Comme le photon n'est pas polarisé, la projection de son champ électromagnétique sur les axes (x, y) orthogonaux à la direction de propagation est la même : $E_x = E_y$. Lorsque le photon rencontre l'électron, ce dernier oscille dans le plan (O, x, y) et réémet le photon selon une certaine direction. Si cette dernière est différente de la direction incidente, ce qui est le plus probable, la projection des composantes du champ électromagnétique du photon réfléchi sur les axes (x, y) fait que $E'_x \neq E'_y$. Il y a donc polarisation linéaire après diffusion. Dans le cas extrême où le photon est réfléchi selon (O, x) par exemple, on perd toute l'information sur E'_x et on a une polarisation parfaite où $E_x = 0$ et $E'_y = E_y$.

En pratique nous ne sommes pas en présence d'un photon mais de flux de photons. Passons donc directement au cas où deux photons non polarisés portant la même information arrivent sur un électron à l'origine, le photon 1 selon (O, z) et le photon 2 selon (O, y) (figure 1.10 (b)). En suivant un raisonnement analogue à celui adopté pour le photon seul, dans le cas extrême où la diffusion des deux photons se fait vers un observateur selon (O, x), le photon 1 diffusé ne porte plus que sa composante suivant (O, y) et le photon 2 sa composante selon (O, z). L'observateur voit un rayonnement dont les projections du champ électromagnétique sont les mêmes dans les deux directions perpendiculaires à la direction de propagation, il n'y a donc pas de polarisation. Cela reste valable pour tout couple de photons arrivant perpendiculairement l'un par rapport à l'autre. Si l'on considère un flux de photons isotrope et de même intensité, alors par symétrie sphérique chaque photon incident a un complémentaire arrivant perpendiculairement sur l'électron et tous les faisceaux diffusés sont observés sans polarisation.

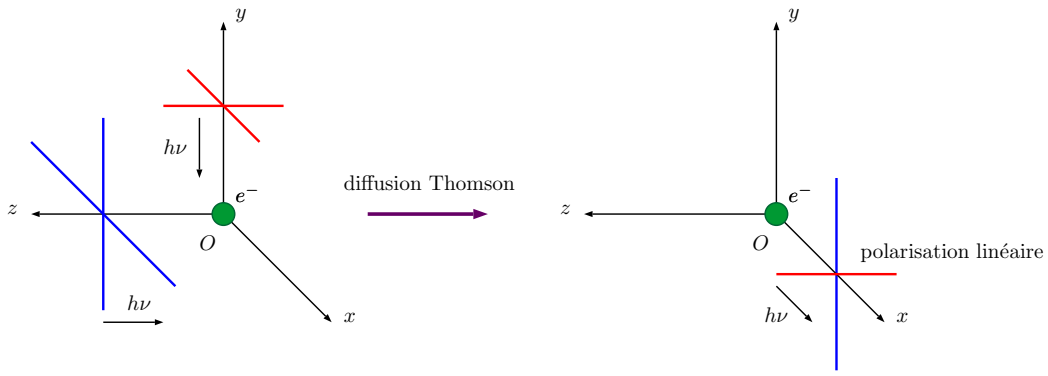
6. Le nom du modèle cosmologique qui à ce jour explique le plus justement et le plus simplement les observations faites sur notre Univers, en prenant en compte une constante cosmologique Λ bâptisée « énergie noire » et l'existence d'une matière noire froide (*Cold Dark Matter - CDM*) c'est-à-dire non relativiste.



(a) Polarisation linéaire d'un photon après diffusion Thomson sur un électron



(b) Absence de polarisation après diffusion Thomson de deux photons identiques



(c) Polarisation linéaire après diffusion Thomson de deux photons portant des informations différentes

FIGURE 1.10 – Résultats de la diffusion Thomson sur la polarisation d'un rayonnement dans différents cas. Raisonnement fortement inspiré du tutoriel du Pr. Wayne Hu. *http ://background.uchicago.edu/˜whu/index.html*

Passons maintenant au cas où il existe des anisotropies dans le flux du rayonnement incident : le photon 1 est identique au cas précédent mais cette fois-ci le photon 2 porte une information différente que le photon 1 (figure 1.10 (c)). Selon le même raisonnement, à la diffusion sur l'électron, seule une composante issue de chaque photon est conservée, mais comme les photons incidents sont d'intensité différente, le rayonnement diffusé résultant montre une différence entre ses deux composantes, il y a polarisation. En remplaçant les deux photons par des flux de photons et en ajoutant un flux identique en intensité mais de sens opposé, on crée un quadrupôle, dont l'effet reste inchangé. Une anisotropie de type quadrupolaire dans un flux de photons diffusant sur un électron produit donc de la polarisation linéaire.

Génération de polarisation par les perturbations

On vient de voir que les conditions pour créer de la diffusion Thomson et donc de la polarisation linéaire dans le fond diffus cosmologique sont d'une part des électrons libres et d'autre part des anisotropies quadrupolaires dans le rayonnement. Il faut donc que les fluctuations de température existent et que les oscillations aient commencé mais qu'il reste encore des électrons non appariés. Ces conditions ne sont réunies qu'à la fin de la recombinaison, c'est pour cette raison que moins de 10 % du rayonnement du CMB est polarisé.

On n'a pas encore abordé les mécanismes physiques à l'origine de la formation de ces quadrupôles. Ils peuvent être soit d'origine scalaire, ce qui s'apparente à la vitesse d'effondrement dans des puits de potentiel créant des perturbations de compression et de dilatation, soit d'origine tensorielle, ce qui correspond à des perturbations dues au passage d'ondes gravitationnelles primordiales [7].

Considérons une fluctuation de densité scalaire dans le plasma primordial avant la fin de la recombinaison. Au niveau d'une zone de compression apparaît une surdensité, l'effet gravitationnel exerce une force d'attraction sur l'ensemble du fluide photons-baryons environnant. La matière s'effondre donc vers le centre de cette surdensité avec une vitesse qui augmente en s'en approchant (voir figure 1.11). Si on se place dans le référentiel d'un électron piégé par l'attraction et qui se dirige vers le puits de potentiel alors que le flux de photons environnant subit également le gradient de vitesse, on constate que :

— dans la direction radiale, l'électron a l'impression de voir les photons s'éloigner (électrons et photons se dirigent tous vers le centre surdense mais à une vitesse accélérée), comme si l'intensité du rayonnement dans cette direction avait diminué.

— dans la direction tangentielle au contraire, l'électron a l'impression de voir les photons se rapprocher au fur et à mesure qu'ils avancent vers le centre comme

7. Il existe également des perturbations d'origine vectorielle correspondant au mouvement de vortex du fluide baryons-photons mais dans un modèle inflationnaire, leur contribution est négligeable.

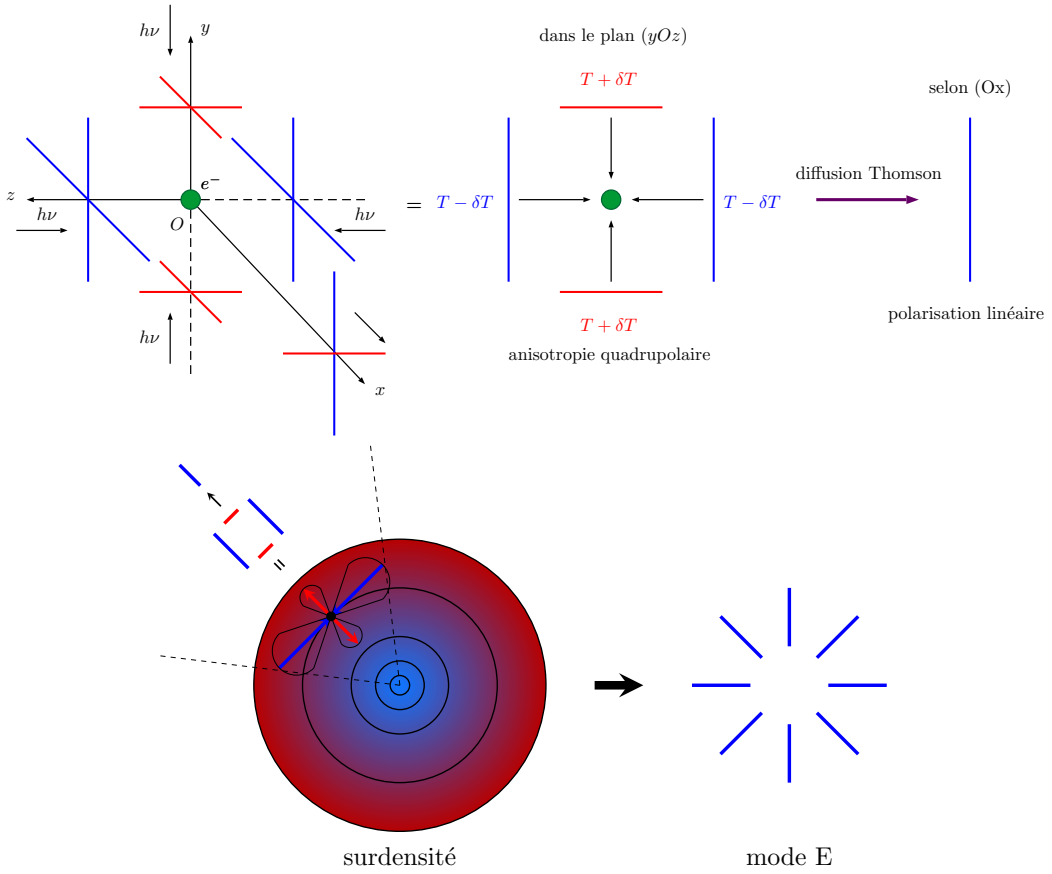


FIGURE 1.11 – *Haut :* On reprend le principe de la figure 1.10 (c). Un flux de photons arrive avec une anisotropie de type quadrupolaire sur un électron, créant de la polarisation linéaire. En restreignant le schéma au plan (yOz), on peut en déduire la composante principale après diffusion Thomson pour un observateur selon (Ox). *Bas :* Considérons maintenant une surdensité correspondant à un point froid sur la carte de température du CMB (figure 1.7). Dans le référentiel d'un électron en train de tomber dans le puits de potentiel gravitationnel, celui-ci subit l'anisotropie quadrupolaire schématisée au-dessus. La polarisation qui en résulte comporte une composante plus importante dans la direction radiale. Ainsi par symétrie sphérique autour du point froid, on en déduit un motif de polarisation représentatif des modes E.

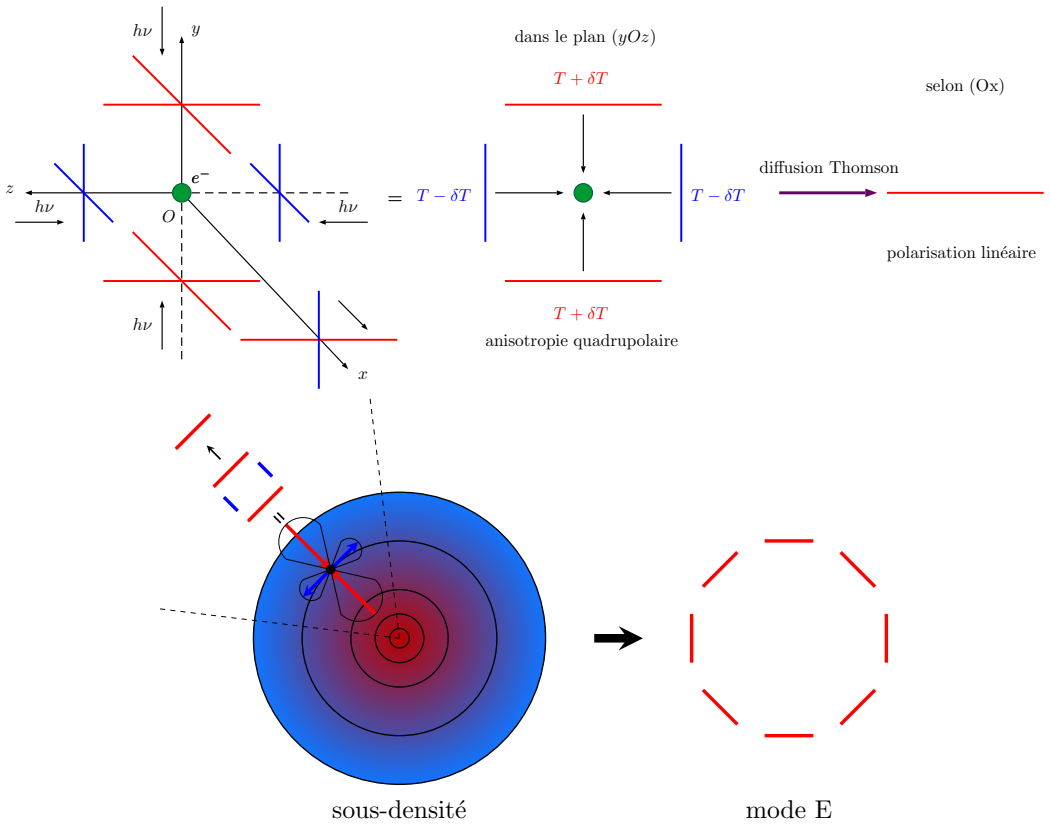


FIGURE 1.12 – Génération de polarisation au voisinage d'une sous-densité (point chaud) par un principe analogue à celui de la figure 1.11. Cette fois-ci, la polarisation qui résulte de l'anisotropie quadrupolaire comporte une composante plus importante dans la direction tangentielle. Ainsi par symétrie sphérique autour du point chaud, on en déduit un autre motif de polarisation représentatif des modes E.

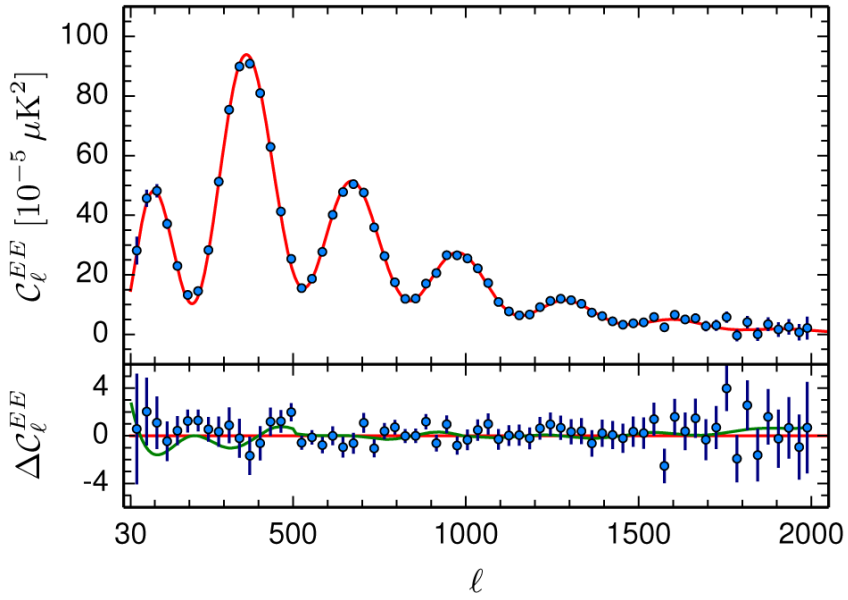


FIGURE 1.13 – Spectre de puissance angulaire caractérisant la polarisation selon les modes E du CMB en 2015. Le modèle des modes E est parfaitement contraint par les données de *Planck*. En rapprochant cette figure du spectre de puissance de température (figure 1.9) on remarque bien l'anti-corrélation entre les deux pour un l donné.

si le flux de photons avait 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 dont l'intensité est plus importante dans la direction radiale.

De manière analogue, on peut conclure qu'en présence d'une sous-densité, la polarisation apparaît avec une composante tangentielle plus importante (figure 1.12). Dans les deux cas, le faisceau polarisé est évalué suivant une ligne de visée perpendiculaire au plan des perturbations. Par symétrie centrale autour des sur et sous-densités, ces perturbations scalaires ne créent que des motifs qu'on apparente à la polarisation de type mode E. En outre, à un maximum ou un minimum de compression, la vitesse d'effondrement est minimale, donc on s'attend à avoir peu de polarisation. A contrario, entre deux extrema, la vitesse de déplacement du fluide et donc la polarisation doit être maximale. Le spectre de puissance des modes E de polarisation devrait donc être anti-corrélé à celui des anisotropies de température (voir figure 1.13).

Dans le cas d'une perturbation tensorielle, les ondes gravitationnelles générées lors de la phase inflationnaire perturbent la métrique de l'espace-temps dans le plan perpendiculaire à leur direction de propagation. Elles produisent un effet de cisaillement qui déforme alors les isocontours de champ gravitationnel au voisinage des sur et sous-densités dont on a parlé, leur donnant ainsi un aspect elliptique (voir figure 1.14). De la même façon que pour les perturbations scalaires, les perturbations

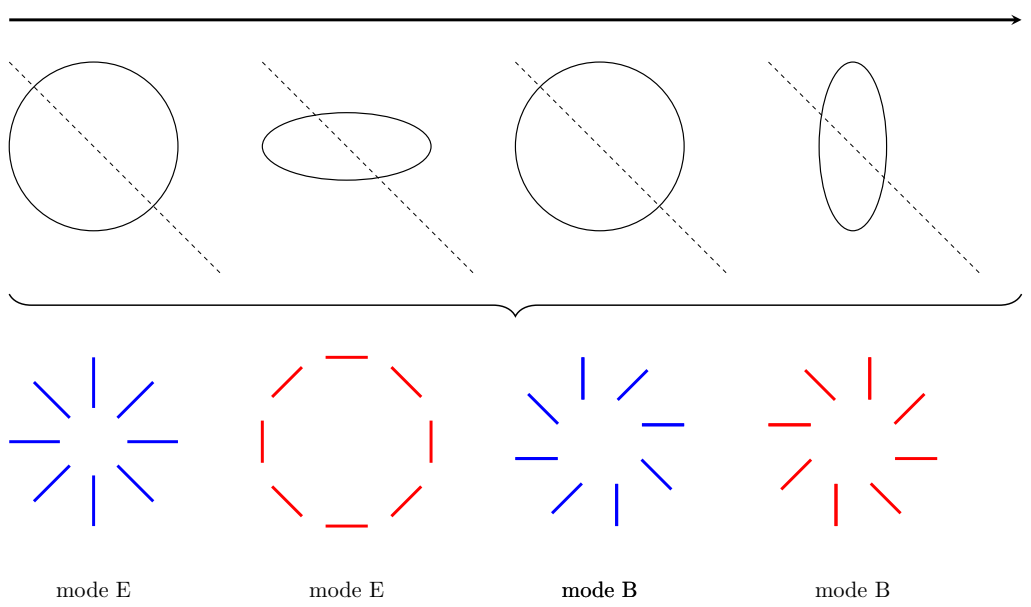


FIGURE 1.14 – L'inflation prévoit la génération de perturbations tensorielles, c'est-à-dire d'ondes gravitationnelles primordiales. Ces dernières font fluctuer la métrique de l'espace-temps, ce qui a pour effet de déformer les isocontours de champ gravitationnel autour des zones de sur et sous-densité du plasma primordial. Au lieu de former des cercles comme pour les figures 1.11 et 1.12 le passage d'ondes gravitationnelles produirait du cisaillement qui les déformeraient selon des ellipses. Il en résulterait toujours de la polarisation mais en quantité beaucoup plus faible et en produisant indifféremment des motifs de type modes E ou modes B.

tensorielles génèrent donc elles-aussi du quadrupôle qui, par diffusion Thomson, permet l'émission d'un rayonnement polarisé. En revanche la composante majoritaire du rayonnement diffusé peut présenter des motifs tant propres aux modes E qu'aux modes B car on ne peut plus invoquer la raison de symétrie centrale qui interdisait aux modes B d'être générés par les perturbations scalaires deux à deux. Les ondes gravitationnelles primordiales pourront indifféremment produire des modes E ou B de polarisation.

Ainsi, si on trouve des motifs propres aux modes B dans la polarisation du fond diffus cosmologique, leur origine ne peut être que tensorielle, même si l'amplitude est attendue à un niveau r 10 à 100 fois inférieur à celle des modes E. Notons toutefois qu'il peut exister des anisotropies secondaires dues à des événements survenus après la recombinaison le long du trajet libre des photons et qui peuvent eux-aussi produire de la polarisation. Citons par exemple un effet radiatif, la réionisation : celle-ci survient lors de l'allumage des premières étoiles et galaxies qui émettent un fort rayonnement UV. Ce rayonnement ionisant crée de nouveaux électrons libres qui autorisent une nouvelle diffusion des photons du CMB. Cette polarisation va donc s'ajouter à celle inhérente au CMB, mais son effet n'est attendu qu'à grande échelle, soit à bas ℓ (~ 7) (voir figure 1.15). Comme cet effet n'a lieu qu'à très grande échelle,

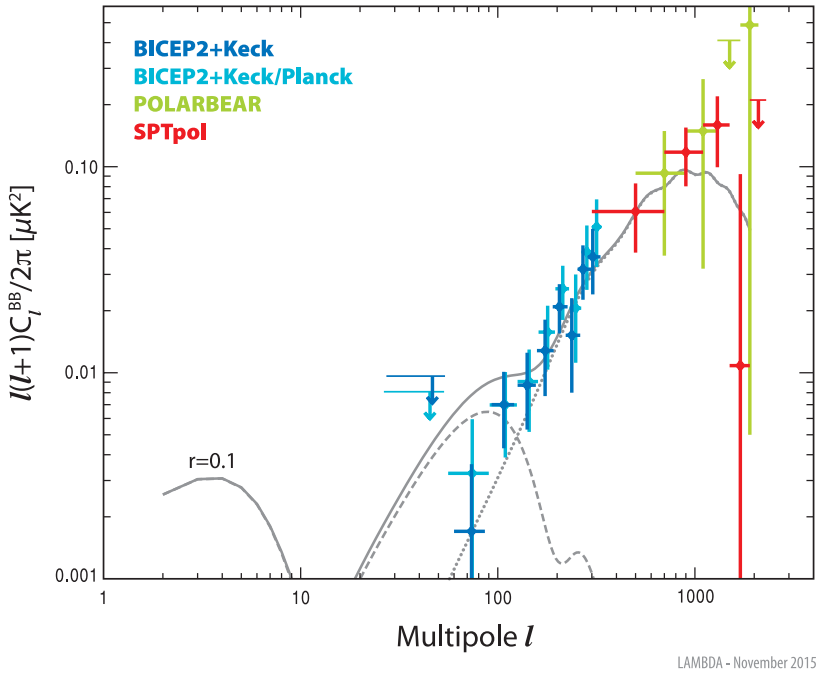


FIGURE 1.15 – Spectre de puissance angulaire caractérisant la polarisation selon les modes B du CMB en 2015. La figure combine les points mesurés à l'heure actuelle. Les traits grisés représentent les courbes théoriques attendues pour un modèle ΛCDM avec un rapport tenseur sur scalaire $r = 0,1$. La composante due au lentillage gravitationnel est en pointillés et la composante inflationnaire incluant la réionisation en traits discontinus, tandis que le total est en trait plein. On s'attend vraisemblablement à un $r < 0,7$ ce qui devrait descendre beaucoup la courbe en traits discontinus (et en trait plein). On voit que la composante primordiale des modes B est attendue piquée autour de $\ell = 100$.

une expérience capable de détecter ce pic devra nécessairement avoir une très large couverture du ciel. À grand ℓ au contraire ($\gtrsim 300$), on s'attend à un effet de lentillage gravitationnel qui correspond à la très légère déflexion des photons au passage à proximité de grandes structures de matière. Pour que cette effet soit détectable, il faut que les structures soient suffisamment imposantes, ce qui implique qu'elles soient relativement récentes ($z \leq 2$). Le spectre de ces modes B lentillés a une forme bien définie et a été détecté récemment par POLARBEAR [27], ACTPol [28] et SPTpol [29]. Le pic du spectre de puissance des modes B d'origine primordiale, appelé pic de recombinaison est quant à lui attendu autour de $\ell = 100$.

Paramètres de Stokes

On a vu que les photons du CMB présentent partiellement de la polarisation. Cet état est caractérisé par les paramètres de Stokes (I, Q, U, V) qui peuvent être déterminés directement lors d'une expérience. Pour rappel, on peut écrire le champ

électrique d'une onde plane quasi monochromatique de pulsation ω et de vecteur d'onde $\mathbf{k}$:

$$\mathbf{E} = \mathrm{Re}[E_x(t)\mathbf{e_x} + E_y(t)\mathbf{e_y}] \tag{1.9}$$

avec les vecteurs unitaires $\mathbf{e}_x$ et $\mathbf{e}_y$ tels que ($\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{k}$) forment un trièdre direct et $E_x(t)$ et $E_y(t)$ les valeurs complexes des champs électriques suivant les axes x et y. L'état de polarisation d'une onde est caractérisé par la corrélation temporelle existant entre ces composantes. Si elles oscillent en phase, la polarisation est linéaire. Le premier paramètre de Stokes est l'intensité totale du rayonnement :

$$I = \left\langle |E_x|^2 \right\rangle + \left\langle |E_y|^2 \right\rangle \tag{1.10}$$

Il peut être mesuré expérimentalement avec un détecteur insensible à la polarisation (par exemple un bolomètre, qui ne mesure aucune information sur la phase). La polarisation linéaire introduit une différence d'intensité entre deux directions de polarisation, ce qui définit le second paramètre de Stokes :

$$Q = \left\langle |E_x|^2 \right\rangle - \left\langle |E_y|^2 \right\rangle \tag{1.11}$$

Mais si la direction de la polarisation linéaire est à 45°des axes x et y, le paramètre Q est nul, ce qui nécessite d'introduire le paramètre Q' mesuré dans un repère $(\mathbf{e'_x}, \mathbf{e'_y})$ tourné de 45°par rapport à $(\mathbf{e_x}, \mathbf{e_y})$. Il est noté $Q' = U$ tel que :

$$U = \left\langle |E_{x'}|^2 \right\rangle - \left\langle |E_{y'}|^2 \right\rangle = \left\langle \mathbf{E_x} \mathbf{E_y^*} \right\rangle + \left\langle \mathbf{E_x^*} \mathbf{E_y} \right\rangle \tag{1.12}$$

Le quatrième paramètre de Stokes intervient dans la caractérisation de la polarisation circulaire uniquement. Dans le modèle standard cosmologique, il n'existe pas de mécanisme pouvant créer de la polarisation circulaire. Toutefois, son évaluation au cours d'une expérience visant la détection des modes B primordiaux peut être un bon moyen de vérifier que l'instrument utilisé sépare bien les deux paramètres de polarisation linéaire : si des fuites apparaissent entre les paramètres Q et U, la polarisation circulaire mesurée ne sera pas nulle. Il s'agit du paramètre V noté :

$$V = \left\langle \mathbf{E_{x'}} \mathbf{E_{y'}^*} \right\rangle + \left\langle \mathbf{E_{x'}^*} \mathbf{E_{y'}} \right\rangle = \mathrm{i} \left(\left\langle \mathbf{E_x} \mathbf{E_y^*} \right\rangle - \left\langle \mathbf{E_x^*} \mathbf{E_y} \right\rangle \right) \tag{1.13}$$

À titre d'exemple, le signal reçu par un détecteur après passage d'une onde plane caractérisée par (I, Q, U, V) à travers un polariseur tourné d'un angle θ et d'une lame demi-onde induisant un déphasage φ sur E_x est donné par la relation :

$$I(\theta\,;\,\varphi) = \frac{1}{2}\left[I + Q\cos 2\theta + (U\cos\varphi + V\sin\varphi)\sin 2\theta\right] \tag{1.14}$$

Les modes E et B sont des champs scalaires finalement reconstruits à partir des paramètres Q et U. Autour d'une direction d'observation $\mathbf{n}$ sur la sphère, on calcule

les paramètres de Stokes Q_{rad} et U_{rad} dans un repère radial. On peut localement définir les champs E et B par :

$$E(\mathbf{n}) = -\int d^2\mathbf{n}' w(\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}')Q_{rad}(\mathbf{n}') \tag{1.15}$$

$$B(\mathbf{n}) = -\int d^2\mathbf{n}' w(\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}')U_{rad}(\mathbf{n}') \tag{1.16}$$

où $w(\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}')$ est une fonction de pondération et $\theta = (\mathbf{n}, \mathbf{n}')$. On a vu que E et B sont invariants par rotation autour de la direction $\mathbf{n}$ (voir figure 1.14). Ils se distinguent en revanche par leur comportement vis-à-vis d'une réflexion : E reste invariant (c'est un scalaire) alors que B change de signe (c'est un pseudo-scalaire). Ils empruntent d'ailleurs leur notation à celle des champs électriques et magnétiques qui sont des champs vectoriels et pseudo-vectoriels respectivement.

1.2 La quête des modes B primordiaux : où en sommes-nous ?

1.2.1 Récapitulatif des motivations

Ces vingt dernières années ont connu un véritable essor concernant l'ensemble des sciences de l'Univers. Notre compréhension de son origine, de son histoire et de ses caractéristiques actuelles a fait des progrès remarquables. Ces progrès se sont appuyés tant sur la théorie que sur l'expérience, se nourrissant l'une l'autre. On ne peut s'empêcher de citer en exemple la première détection directe des ondes gravitationnelles via la fusion d'un trou noir binaire par l'expérience LIGO/Virgo [30] près de 100 ans après la prédiction de leur existence par Albert Einstein en 1916. En se restreignant à la cosmologie, les avancées menées doivent quant à elles beaucoup aux observations du fond diffus cosmologique.

Dans la section précédente, on a montré les motivations qui nous amènent aujourd'hui à la conquête des modes B primordiaux de polarisation du CMB. On a vu que l'homogénéité du fond diffus cosmologique, la platitude apparente de l'Univers et l'absence de défauts topologiques primordiaux plaident en faveur du paradigme d'une période où l'Univers jeune aurait connu une période d'expansion exponentielle appelée inflation. Une des plus importantes prédictions de l'inflation est que, outre les anisotropies de densité qui correspondent à des perturbations scalaire de la métrique, elle produise des ondes gravitationnelles primordiales équivalentes à des perturbations tensorielles de la métrique. On a vu que la polarisation du CMB peut se décomposer selon deux modes de parité opposée : les modes E qui sont pairs, et les modes B impairs. Les fluctuations de densité ne donnent naissance qu'aux modes E tandis que les ondes gravitationnelles primordiales sont une source de modes E ou de modes B. Autrement dit, une observation des modes B primordiaux serait la preuve

	Expérience sol	Expérience ballon	Expérience spatiale
Avantages	Instruments de grande taille (meilleure résolution)	Moins de contamination atmosphérique	Stable, pas d'atmosphère, couverture totale du ciel
Inconvénients	Contamination atmosphérique	Temps d'intégration limité (<20 jours)	Très coûteux

TABLE 1.1 – Avantages et inconvénients principaux de missions au sol, ballon ou spatiales

irréfutable d'une empreinte laissée par des ondes gravitationnelles générées durant l'inflation. Ce signal est caractérisé par le rapport tenseur sur scalaire r dont la valeur est directement proportionnelle à l'énergie de l'inflation, ce qui nous permettrait de contraindre les différents scénarios qui lui sont relatifs [31].

1.2.2 Contraintes actuelles sur r

Actuellement, la limite haute sur la valeur de r est de $r < 0,07$ avec un indice de confiance de 95 % à partir des données combinées de BICEP2, *Keck Array* et *Planck* [32]. Les modèles d'inflation les plus simples prévoient d'autre part $r > 0,01$ car pour un r inférieur, le niveau d'énergie mis en jeu durant l'inflation serait trop faible vis à vis des théories de grande unification. Une telle valeur de r correspond à des fluctuations de polarisation du CMB dont l'intensité ne dépasserait pas quelques nanokelvins, quand les anisotropies de température sont quant à elles autour de 100 μK. Leur détection relèverait donc d'une prouesse technologique. En outre, si r est assez haut, le pic des modes B lentillés vers $\ell \gtrsim 300$ (qui sont en réalité le résultat d'une conversion partielle des modes E vers les modes B du fait du passage des photons au voisinage de grandes structures) ne devrait pas affecter la détectabilité des modes B primordiaux dont le pic de recombinaison est attendu vers $\ell = 100$ (pour rappel voir la figure 1.15). En revanche, il pourrait devenir problématique si r s'avérait inférieur à $\sim 0,01$.

Voyons maintenant les différentes stratégies mises en place par la communauté scientifique pour permettre cette détection en dressant un bref état de l'art des expériences actuelles en compétition, avant de présenter succinctement l'instrument QUBIC qui comporte une architecture originale au sein de laquelle s'inscrit ce travail de thèse.

1.2.3 Tour d'horizon des expériences visant les modes B

1.2.3.1 Le spatial

Pour réaliser une expérience capable de relever ce défi, trois domaines d'application s'offrent à nous : le sol, les ballons ou le spatial. Chacune de ces possibilités

Projet	Type	Lieu	Fréq [GHz]	ℓ visé	$\sigma(r)$
QUBIC	sol	Argentine	150, 220	30-200	0,012
Bicep3/Keck	sol	Antarctique	95, 150, 220	50-250	0,013
CLASS	sol	Atacama	38, 93, 148, 217	2-100	0,003
SPT3G	sol	Antarctique	95, 148, 223	50-3000	0,005
AdvACT	sol	Atacama	90, 150, 230	60-3000	0,004
Simons Array	sol	Atacama	90, 150, 220	30-3000	0,005
LSPE	ballon/sol	Arctique	43, 90, 140, 220, 245	3-150	/
EBEX10K	ballon	Antarctique	150, 220, 280, 350	20-2000	0,007
SPIDER	ballon	Antarctique	90, 150	20-500	0,012
PIPER	ballon	Multiple	200, 270, 350, 600	2-300	0,008

TABLE 1.2 – Tableau récapitulatif des principales expériences terrestres visant les modes B de polarisation du CMB. Tous ces projets sont d'initiative américaine à part LSPE pour l'Italie et QUBIC pour la France. SPIDER et BICEP3/*Keck* sont déjà en fonctionnement et AdvACT est en train de démarrer. Les autres expériences ne sont pas encore opérationnelles, à différents stades d'avancement. La dernière colonne correspond à la valeur de r pour laquelle on aurait une détection théorique en tenant compte des avant-plans. Les références sont respectivement [34][35][36][37][38][39][40][41][42][43].

offre des avantages et des inconvénients principaux récapitulés dans le tableau 1.1. Si le paysage des expériences terrestres peut se transformer relativement rapidement, celui des expériences spatiales évolue à une échelle de temps beaucoup plus lente. Ce défaut est cependant en partie compensé par le fait qu'un satellite peut combiner plusieurs expériences avec l'avantage non négligeable de l'absence d'atmosphère et de la capacité d'observer la totalité du ciel et donc des domaines angulaires très larges. D'un point de vue scientifique, une expérience spatiale serait idéale. Cependant aucune mission visant les modes B primordiaux n'a à ce jour été retenue à court terme par les différentes agences spatiales. L'expérience LiteBIRD a été sélectionnée par la JAXA, l'agence spatiale nippone, parmi trois projets et est actuellement en phase A de développement pour un lancement prévu en 2020 [33]. Celle-ci posséderait une sensibilité sans précédent avec une détection possible pour $r = 0,001$. Cependant il se peut que la priorité soit donnée à l'un des deux autres projets, en particulier SPICA, dont l'objectif est d'étudier dans l'infrarouge moyen et lointain la formation des objets astronomiques dans les régions poussiéreuses de l'espace. L'expérience CORE a également répondu à l'appel de projets de l'ESA, l'agence spatiale européenne, pour le lancement de la mission M5 à l'horizon 2030, n'ayant pas été retenue pour la mission M4. À ce jour, il semble que l'avenir d'une mission spatiale visant les modes B primordiaux soit incertain et dans le meilleur des cas, celle-ci ne donnerait des résultats que dans plusieurs années. Les espoirs dans l'immédiat sont donc placés dans les expériences terrestres dont on montre un panorama dans le tableau 1.2.

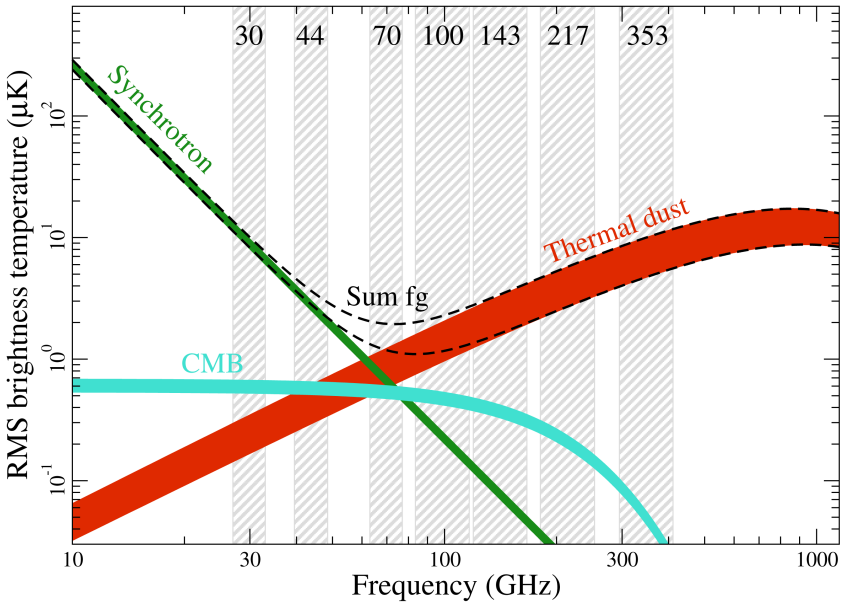


FIGURE 1.16 – Spectre estimé d'avant-plans polarisés. On voit que l'émission polarisée du CMB est dominée quelle que soit la fréquence considérée et que pour caractériser la poussière et pouvoir faire de la séparation de composantes, il faut privilégier les canaux à haute fréquence. *Crédit : Plancl/ESA Février 2015*

1.2.3.2 Les expériences terrestres

On peut tirer du tableau 1.2 certaines tendances générales. Tout d'abord on peut noter la très forte prépondérance des expériences d'initiative américaine dont certaines disposent de moyens semi-industriels (en particulier en ce qui concerne la fabrication des détecteurs), ce qui peut mettre la concurrence internationale à rude épreuve. Ensuite du point de vue des choix communs, on remarque les gammes de fréquences visées, puisque le CMB a son pic d'émission autour de 150 GHz qui coïncide heureusement avec une des fenêtres de transmission de l'atmosphère. On invite le lecteur à se référer à la figure 3.1 pour un aperçu de la transmission de l'atmosphère qui limite le nombre de bandes de fréquences accessibles depuis le sol, avec un effet moindre pour les expériences ballon. Comme à haute fréquence, la transmission de l'atmosphère se dégrade avec l'humidité, il se dégage que les expériences ballon gagnent sur les hautes fréquences tandis que les sites au sol favorisés sont concentrés dans des zones extrêmement arides et/ou de haute altitude comme l'Antarctique et des zones désertiques d'Amérique du Sud.

Depuis la controverse de 2014 autour de la détection présumée des modes B primordiaux par l'expérience BICEP2 plus tard interprétée comme contaminée par l'émission polarisée de la poussière de la Voie Lactée, on connait toute l'importance de la bonne caractérisation des avant-plans polarisés pour pouvoir faire de la séparation de composantes [44]. L'émission thermique des poussières de notre Galaxie est

attendue prédominante au-delà de 150 GHz ce qui motive le choix de canaux supplémentaires autour de 220 GHz (voir figure 1.16). Certaines expériences ajoutent également des canaux à plus basse fréquence pour la caractérisation de l'émission synchrotron des électrons en mouvement hélicoïdal autour des lignes de champ magnétique de notre Galaxie, mais la polarisation qui en résulte n'est pas censée produire de modes B dominants à 150 et à 220 GHz.

Les expériences au sol BICEP3/*Keck* et ballon SPIDER ciblent clairement la détection des modes B primordiaux et sont déjà fonctionnelles, ce qui leur fournit une longueur d'avance sur QUBIC par exemple. Bien que toutes les autres expériences affichent également l'objectif de cette détection, celles qui visent une très haute résolution angulaire (et donc un haut ℓ) sont plus adaptées à la mesure des modes B lentillés. En effet, leur exigence en terme de résolution leur impose généralement une architecture plus imposante et donc moins adaptée aux stratégies de balayage du ciel en va-et-vient qui permettent de limiter le bruit en $1/f$ de l'atmosphère nécessaire au maintient d'un niveau bas de bruit lors de la traque des modes B primordiaux.

Enfin, donnons un mot sur les différents types de détecteurs employés. On se situe aujourd'hui à l'âge d'or des bolomètres qui bénéficient d'une maturité technologique robuste et d'une très bonne sensibilité. Ces dernières années ont vu le nombre de détecteurs exploser au profit des bolomètres supraconducteurs plus adaptés aux méthodes de microfabrication en série que leurs homologues semiconducteurs, ce qui a déclenché en parallèle tout un développement de l'électronique de lecture et de la cryogénie. Un autre type de détecteur prend cependant petit à petit le devant de la scène depuis ces dernières années, les KIDs (pour *Kinetic Inductance Detectors*) et leurs déclinaisons. Tout comme les bolomètres, il s'agit de détecteurs incohérents, mais contrairement à ces derniers, le principe repose sur un phénomène de résonance au sein du détecteur et non sur un effet thermique. Au niveau d'un détecteur, l'onde incidente vient se dissiper dans un circuit résonnant à une fréquence précise grâce à une piste supraconductrice sous forme de méandre et d'une capacité. Ce détecteur est caractérisé par une inductance cinétique proportionnelle à sa densité de paires de Cooper. Lorsqu'une onde est absorbée, elle casse un certain nombre de paires de Cooper, ce qui change l'inductance cinétique et qui a pour effet de décaler la fréquence du circuit LC proportionnellement à l'énergie du rayonnement incident. Chaque détecteur possède sa propre fréquence de résonance et le signal résultant est transporté le long d'une unique ligne de transmission. Les KIDs possèdent donc l'avantage d'être intrinsèquement multiplexés en fréquence, ce qui ne nécessite pas la mise en place d'une chaîne d'amplification à froid. Ils sont de plus relativement simples à fabriquer puisqu'ils ne comptent pas d'éléments suspendus. En revanche une des difficultés réside dans le choix des fréquences de résonance qui doit être étendu dans le cadre de matrices de nombreux détecteurs sans générer de diaphonie et nécessite de trouver un matériau supraconducteur capable d'absorber les photons sur ces fréquences. L'aluminium par exemple, supraconducteur à 1 K, peut absorber une onde pour des

fréquences supérieures à $\sim$ 100 GHz, mais pour des fréquences plus basses, l'onde commence à ne pas être assez énergétique pour casser des paires de Cooper et décaler l'inductance cinétique du résonateur. De plus, les résultats en matière de sensibilité sont à ce jour légèrement inférieurs à ceux des bolomètres supraconducteurs, ce qui explique que pour le moment la grande majorité des expériences soient encore basées sur différents types de bolomètres.

1.2.4 Un concept instrumental original : le projet QUBIC

1.2.4.1 Origine de la collaboration

Pour atteindre les performances nécessaires à la détection des modes B primordiaux, un instrument doit posséder une très grande sensibilité tout en étant en mesure de caractériser parfaitement ses effets systématiques. Le paysage actuel des expériences étudiant le CMB est largement dominé par des instruments de type imageur, bien qu'historiquement des interféromètres aient été utilisés en premier lieu pour les mesures d'anisotropie de température et des modes E de polarisation. Le raison de ce monopole des imageurs aujourd'hui est leur simplicité d'exploitation associée à la très grande sensibilité des détecteurs bolométriques et la possibilité de les réaliser sous forme de matrices de centaines à milliers de détecteurs. Les interféromètres classiques quant à eux ont l'avantage d'un très bon contrôle des effets systématiques mais subissent une dégradation des performances due à la nature hétérodyne de leurs détecteurs nécessitant l'intégration à une architecture complexe comptant des sous-bandes et une chaîne de lecture comportant un bruit irréductible.

Pour tirer parti de ces deux types d'instruments, l'idée de l'interférométrie bolométrique a été proposée en 2001 par Peter Timbie (Univesité du Wisconsin) et Lucio Piccirillo (Université de Manchester). Il s'agit de conjuguer les avantages de la grande sensibilité des matrices de bolomètres supraconducteurs et le contrôle des effets systématiques permis par l'interférométrie. Ce concept s'est concrétisé à travers deux projets initialement distincts : BRAIN [45] du côté européen et MBI [46] du côté américain. En 2008, ces deux collaborations se sont jointes pour donner naissance au projet QUBIC (*Q & U Bolometric Interferometer for Cosmology*). La collaboration s'est depuis étendue et regroupe aujourd'hui de nombreux laboratoires de part le monde avec une contribution principalement française, italienne, britannique, irlandaise, américaine et néerlandaise.

1.2.4.2 L'interférométrie bolométrique

On donne ici un aperçu succinct de l'originalité de fonctionnement de l'instrument. Pour une explication exhaustive et non triviale du principe, on invite le lecteur à se référer à [47] [48] [23].

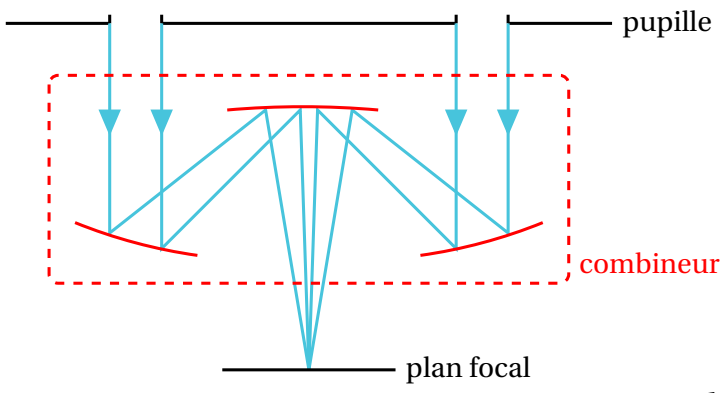


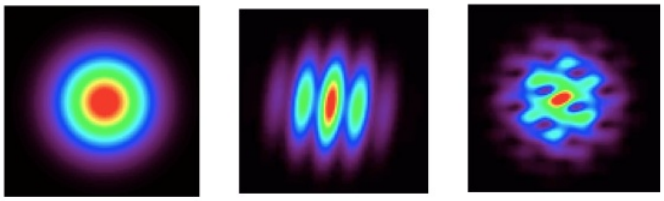
FIGURE 1.17 – Schéma de principe de l'interféromètre additif ou de Fizeau le plus simple qui soit : la pupille d'entrée de l'instrument comporte deux ouvertures [49]. Les deux faisceaux issus de ces ouvertures sont focalisés simultanément sur le même détecteur à l'aide d'un système optique (combineur). Le signal reçu par le détecteur est la somme des intensités des deux faisceaux d'entrée plus un terme d'interférence.

Principe

L'instrument QUBIC est basé sur la technique de l'interférométrie dite additive, ou de Fizeau. L'idée consiste à focaliser sur un même détecteur les faisceaux issus de différentes ouvertures (voir figure 1.17). Dans le cas où ces ouvertures sont données par une matrice d'antennes cornets, le signal reçu par chaque détecteur est le résultat d'une combinaison linéaire des intensités totales collectées simultanément par chaque cornet auxquelles s'ajoutent des termes d'interférence proportionnels aux modes de Fourier sélectionnés par la matrice de cornets (aussi appelés visibilités).

Dans le cas de QUBIC, on observe le ciel à travers une matrice compacte de 400 paires de cornets dos-à-dos. Les cornets dirigés vers le ciel définissent le champ de vue de l'instrument tandis que les cornets tournés vers l'intérieur de l'instrument réémettent le signal reçu (tout en filtrant les modes de Fourier désirés) vers un télescope qui agit comme un combineur optique. L'image créée par ces franges d'interférence est formée sur deux plans focaux distincts, à 150 et à 220 GHz. Ces plans focaux sont formé par une matrice d'un millier de bolomètres supraconducteurs chacun, comme pour un imageur classique.

QUBIC peut finalement être considéré comme un imageur dont la pupille d'entrée, au lieu d'être uniformément éclairée, est échantillonnée selon N ouvertures (N=400 quand tous les cornets sont utilisés) avec un profil gaussien. Chaque paire d'ouverture constitue une ligne de base de l'interféromètre, il y a donc N(N-1)/2 lignes de bases combinées dans l'image synthétique focalisée sur une matrice de détecteurs (voir figure 1.18). Comparée à une image obtenue avec une pupille simple, l'image synthétique contient ici un lobe principal auquel s'ajoutent des pics d'ordre supérieur correspondant aux modes de Fourier spécifiques sélectionnés par la matrice



(a) 1 ouverture (b) 2 ouvertures (c) 4 ouvertures

FIGURE 1.18 – Images synthétiques obtenues pour un interféromètre additif à une ouverture (a), une ligne de base ouverte (2 ouvertures, en (b)) et 4 ouvertures (c) [50]. À partir de deux ouvertures, l'image obtenue est la combinaison des faisceaux d'entrée et fait apparaître des franges d'interférences sombres et claires selon que la combinaison des faisceaux est destructive (sombre) ou constructive (claire). Plus le nombre de lignes de base combinées est important et plus l'image est résolue, en faisant apparaître des pics secondaires.

de cornets.

Tout l'intérêt de cette architecture réside dans l'implémentation d'un commutateur de guide d'onde individuel dans chaque paire de cornets dos-à-dos qui permet de laisser passer ou d'interdire le passage de l'onde à travers chaque ouverture indépendamment des autres. On peut ainsi choisir d'ouvrir ou de fermer les cornets que l'on veut à loisir, ce qui autorise de mettre en place une technique toute originale d'auto-étalonnage.

L'auto-étalonnage

En effet, la configuration de la matrice de cornets offre des lignes de bases redondantes (voir figure 1.19). Grâce aux commutateurs, on peut isoler et caractériser une seule ligne de base indépendamment des autres à l'aide d'une source artificielle de calibration en champ lointain. En utilisant toutes les autres lignes de bases équivalentes (qui réalisent le même mode de Fourier) isolément, on peut obtenir un grand nombre de réalisations pour la mesure de la même source. Dans un cas idéal où l'instrument ne génèrerait pas d'effets systématiques, le signal observé à partir de deux lignes de base redondantes devrait être exactement le même. La différence observée entre les signaux issus de toutes les lignes de bases équivalentes permet alors de caractériser les effets systématiques de l'instrument contenus dans un certain nombre de paramètres inconnus pouvant décrire la polarisation croisée entre deux cornets, des inhomogénéités de transmission dues à des défauts de fabrication etc. Cette technique qualifiée d'auto-étalonnage (ou *self-calibration*) développée et étudiée en détail dans [50] ne permet pas de gagner en sensibilité mais permet en revanche de caractériser extrêmement bien les systématiques et donc de connaître son instrument. La première détection du CMB en est la preuve : du bon étalonnage d'un instrument dépend la précision d'une mesure qui peut faire la différence entre une détection et

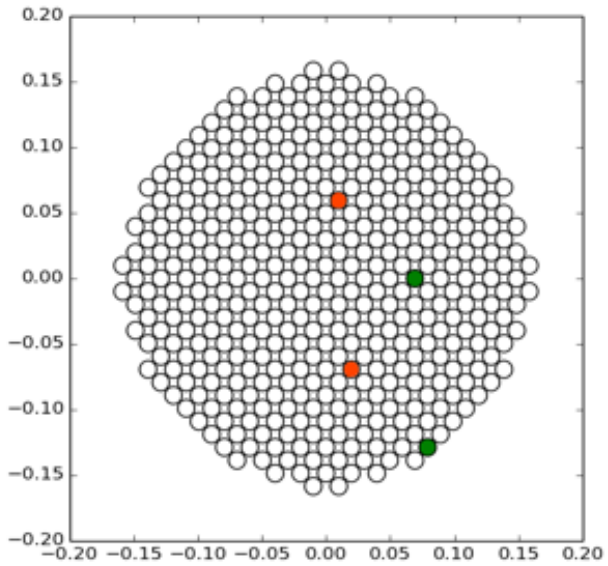


FIGURE 1.19 – Illustration de la redondance des lignes de base sur la matrice de 400 cornets [23]. Tous les cornets sont fermés sauf les verts et les rouges. La paire de cornets verte réalise le même mode de Fourier que la paire rouge. Le signal reçu depuis une source de calibration externe quand seuls les cornets verts sont ouverts devrait être le même que quand seuls les cornets rouges sont ouverts. Une différence entre ces signaux nous permet de connaître et contraindre les effets systématiques de l'instrument.

un artéfact instrumental.

1.2.4.3 Vue d'ensemble de l'instrument

Après avoir vu le principe d'interférométrie bolométrique sur lequel repose le concept du projet au sol QUBIC, donnons une vue d'ensemble de l'instrument. Une description très détaillée de chaque module qui le compose peut être trouvée dans [34].

Un schéma de principe est donné en figure 1.20 pour comprendre le fonctionnement de l'instrument. Le signal provenant du ciel observé traverse une fenêtre de 45 cm de diamètre pour pénétrer à l'intérieur d'un cryostat refroidi à 4 K à l'aide de tubes pulsés. Le rayonnement passe ensuite à travers des filtres permettant de limiter la charge thermique dans le cryostat en coupant la partie infrarouge du spectre. La lumière rencontre ensuite une lame demi-onde rotative (*half-wave plate*). Après passage dans cette dernière, les photons qui comportent une polarisation linéaire voient leur polarisation modulée d'un angle φ. La lumière passe ensuite dans une grille polarisante qui sélectionne une des composantes de la polarisation linéaire et supprime l'autre (qui lui est perpendiculaire). À cette étape, le signal S s'écrit comme une combinaison linéaire des paramètres de Stokes I, Q et U dont les coefficients ne

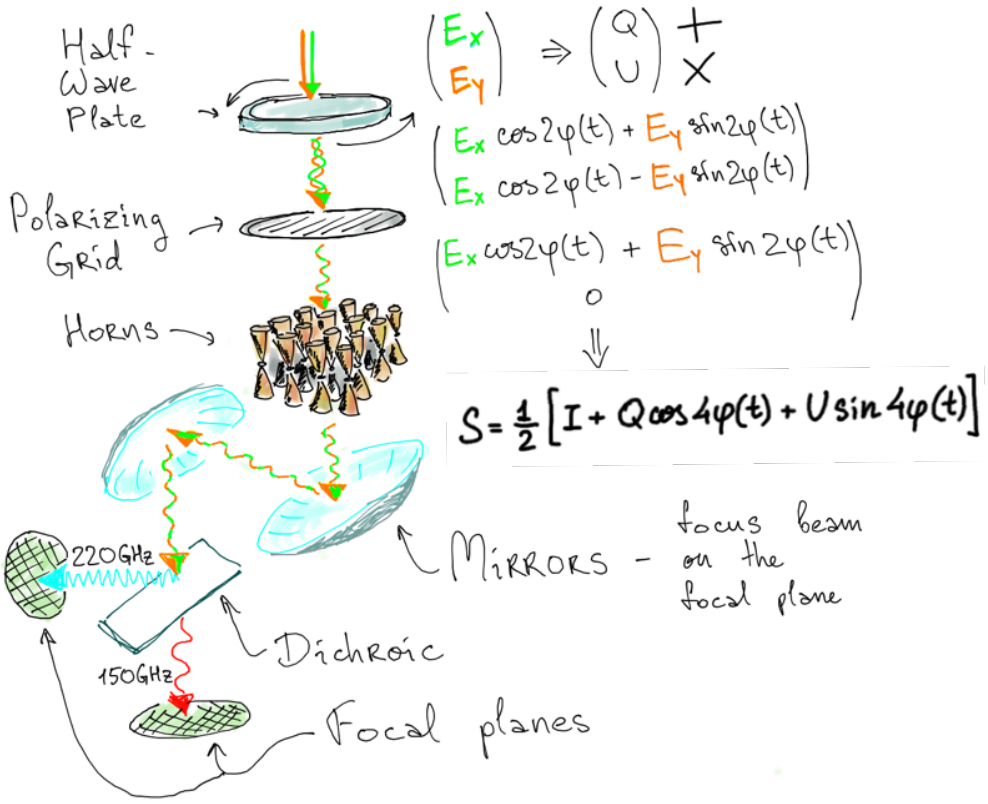


FIGURE 1.20 – Schéma de principe de QUBIC. *Dessin de Mikhail Stolpovskiy.*

dépendent que de la rotation de la lame demi-onde selon :

$$S = \frac{1}{2}\left[I + Q\cos 4\varphi(t) + U \sin 4\varphi(t)\right] \tag{1.17}$$

Puis le flux polarisé rencontre la matrice de 400 paires de cornets dos-à-dos comportant un étage de d'interrupteurs à guillotine permettant d'ouvrir ou de fermer individuellement chaque cornet d'entrée pour la phase d'auto-étalonnage. En phase d'observation, tous les cornets sont ouverts. La matrice de cornets est conçue pour sélectionner les lignes de bases observées par QUBIC à 150 et 220 GHz avec une largeur à mi-hauteur de 13° à 150 GHz. En sortie des cornets, le signal est réémis vers une série de miroirs réalisant la combinaison optique et la formation des images sur les plans focaux. Une lame dichroïque sépare le signal en deux bandes de fréquences centrées respectivement sur 150 et 220 GHz. Chaque plan focal est constitué d'une matrice de 1024 bolomètres supraconducteurs refroidis autour de 350 mK à l'aide d'un système cryogénique à adsorption ^{3}He/^{4}He. Ce sont ces détecteurs qui font tout l'objet de cette thèse. Pour être exploités, ces derniers sont intégrés dans une chaîne de lecture à base de multiplexage temporel sur laquelle on reviendra en détail.

La fabrication de l'ensemble des modules de l'instrument est répartie entre les

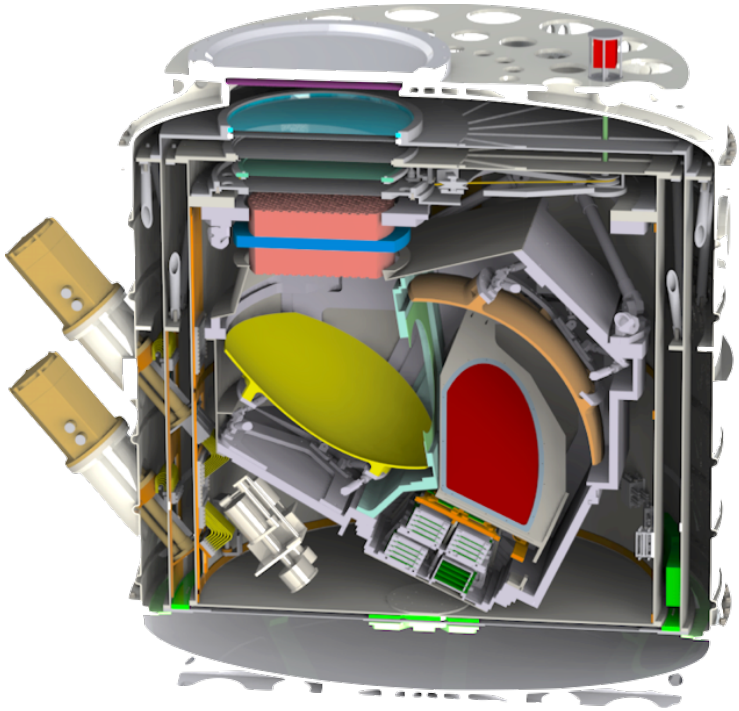


FIGURE 1.21 – Vue de coupe du design de l'instrument final QUBIC. La boîte matérialise le cryostat dont on voit la fenêtre principale (en haut à gauche). Il est refroidi à l'aide de deux pulse-tubes visibles sur le côté gauche. Le faisceau d'entrée passe d'abord par des filtres, la lame demi-onde rotative dont on voit le moteur en rouge en haut à droite en dehors du cryostat puis la grille polarisante. La lumière traverse ensuite les deux matrices de 400 cornets dos-à-dos (en saumon) entre lesquelles sont placés les interrupteurs (en bleu) pour la phase d'auto-étalonnage. Les rayons réémis sont ensuite combinés par un miroir primaire (en jaune) et un miroir secondaire hors axe (en orange, tronqué sur cette image) puis passent dans la lame dichroïque (en rouge) ou le signal est séparé en deux bandes de fréquences centrées sur 150 et 220 GHz. L'image finale se forme finalement sur deux plans focaux constitués de 1024 bolomètres supraconducteurs chacun dont on aperçoit un sur cette figure tout en bas (l'autre se situe à l'extérieur du plan de coupe de l'image).

différents laboratoires impliqués dans le projet. La phase d'assemblage est prévue pour courant 2017 à l'APC pour le premier module avant intégration en Argentine sur le site de Alto Chorillo. Le design de l'instrument final est donné en figure 1.21.

Notons qu'une modification du design a été faite depuis la controverse de la détection de BICEP2 en 2014 et des résultats de *Planck* en 2015 qui ont montré toute l'importance de caractériser les avant-plans polarisés de la poussière galactique à haute fréquence. Dans cette perspective, le choix a été fait d'ajouter un canal supplémentaire à 220 GHz par rapport à celui à 150 GHz initialement prévu pour le premier module. Le changement majeur provient du fait qu'on utilisait auparavant la grille polarisante pour séparer les deux composantes de la polarisation vers les deux plans focaux alors qu'elle est aujourd'hui remplacée par une lame dichroïque. Ainsi

on gagne la possibilité de contrôler les effets des poussières à tout moment pendant nos prises de données, mais au prix de la perte de la moitié du signal de polarisation dont on disposait à 150 GHz.

CHAPITRE 2

Fondements et théorie du bolomètre supraconducteur

Après avoir décrit le contexte scientifique et expérimental dans lequel s'inscrit cette thèse, on s'attaque dans ce chapitre aux notions fondamentales permettant de cerner le principe de la bolométrie supraconductrice, au cœur de ce travail. Pour ce faire, on commence par donner une idée générale du détecteur qui permet d'acquérir une bonne intuition de son fonctionnement, puis on situe son apparition historique. Ceci permet de comprendre l'évolution et la naissance progressive de différents modèles théoriques dont on aborde ensuite un exemple. Au travers de cet exemple, on extrait finalement les critères déterminant les performances du détecteur.

2.1 Le bolomètre : anatomie et principe

2.1.1 Composition élémentaire

Le principe de base de la bolométrie peut être appréhendé de manière simple en décomposant le détecteur en ses principaux éléments, non nécessairement distincts. Le bolomètre – mot construit par Samuel Pierpont Langley vers 1880 à partir du grec βολή désignant ce qui est lancé ou jeté et μέτρον, la mesure – est un détecteur thermique de rayonnement : il a pour fonction d'assimiler la puissance d'une onde électromagnétique à laquelle il est exposé et de convertir cette puissance en élévation de température, qui peut ensuite être mesurée. Pour ce faire, le bolomètre doit compter (voir figure 2.1) :

1. **Un absorbeur**, qui assure à la fois la fonction de captation et de dissipation du rayonnement. Il s'agit en général d'une grille métallique caractérisée par sa capacité calorifique C en [J/K] traduisant la quantité d'énergie qu'il faut lui fournir pour élever sa température d'un Kelvin. Cette grandeur est nécessairement petite, de sorte qu'un petit apport d'énergie sur la grille provoque facilement une élévation de température.
2. **Un thermomètre ou senseur** qui mesure la fluctuation de température de

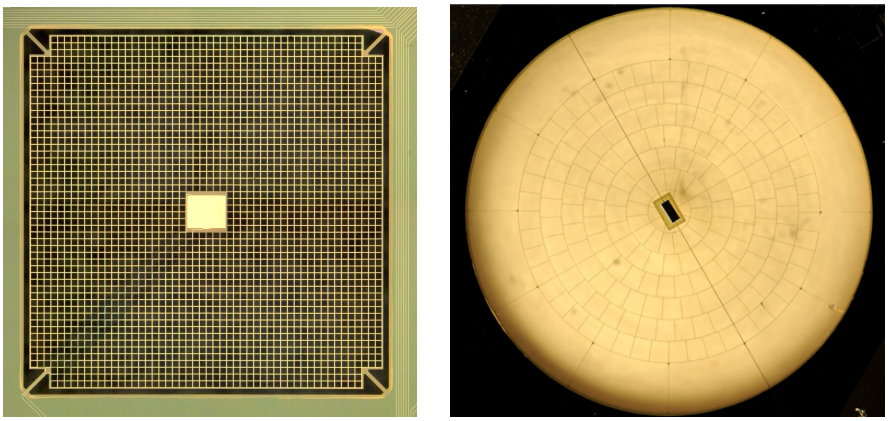


FIGURE 2.1 – *Gauche :* Photographie au microscope optique d'un bolomètre de QUBIC. La grille qui représente la surface la plus grande du détecteur est l'absorbeur. Le petit carré jaune en son centre est le thermomètre supraconducteur. L'ensemble est suspendu par des bras aux quatre coins de l'absorbeur qui assurent l'isolation thermique. On aperçoit dans la partie inférieure gauche du détecteur deux pistes électriques branchées sur le thermomètre qui mesurent sa résistance. Un côté du bolomètre suspendu mesure environ 2,7 mm. *Droite :* On peut identifier les mêmes éléments sur le bolomètre semiconducteur de géométrie *spiderweb* de *Planck* HFI de largeur 5 mm (*Crédit : NASA/JPL*). Malgré leurs similitudes, la principale différence entre ces deux bolomètres réside dans la technologie qui les emploie : la plus ancienne, pour *Planck*, fait appel à des bolomètres individuels tandis que la plus récente, pour QUBIC, utilise des matrices de plusieurs centaines à milliers de pixels identiques.

l'absorbeur grâce à un fort couplage thermique entre les deux. Un moyen commode de déterminer la valeur d'une grandeur physique est de le faire via une mesure électrique. Ainsi on peut connaître indirectement et aisément la température de l'absorbeur en fabriquant le thermomètre dans un matériau dont la résistance électrique varie avec sa température. Il est même possible de tirer parti de cette propriété en sélectionnant un matériau dont la résistance varie fortement avec sa température, ce qui le rend *sensible*. La sensibilité de ce thermomètre s'exprime par le facteur sans dimension $\alpha \equiv \dfrac{\partial \log R}{\partial \log T}$ qui permet de distinguer deux grandes familles de bolomètres. La première est celle dont la résistance des thermomètres augmente avec la température (α positif). C'est le cas des thermomètres à matériaux supraconducteurs. L'autre famille est constituée de bolomètres semiconducteurs, leur résistance diminuant au contraire avec la température (α négatif). Nous verrons que cette différence conditionne par la suite tout le dispositif de polarisation et de lecture du détecteur.

3. **Un découplage thermique**, qui assure à l'absorbeur et au thermomètre d'être isolés de leur environnement thermique afin de ne pas être contaminés par des apports extérieurs et non contrôlés de chaleur. Ce lien est caractérisé

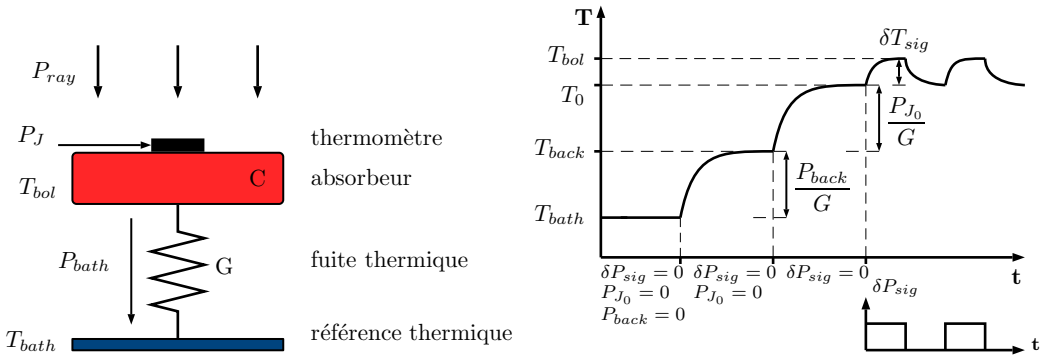


FIGURE 2.2 – *Gauche :* Modèle thermique d'un bolomètre en fonctionnement à la température T_{bol}. *Droite :* Décomposition qualitative de la température de fonctionnement $T_{bol} = T_0 + \delta T_{sig}$ avec T_0 la température de base composée de la température du bain thermique à laquelle s'ajoutent la chaleur due à la puissance de fond du rayonnement incident P_{back} et la chaleur dissipée par effet Joule P_{J_0} due au fait que le thermomètre est polarisé dans un circuit électrique. On considère ici la conductance thermique indépendante de la température.

par sa conductance thermique G en [W/K]. Plus celle-ci est faible et plus le bolomètre est isolé, donc sensible. En pratique, il s'agit généralement de bras en silicium ou en nitrure de silicium qui suspendent entièrement l'ensemble absorbeur/thermomètre. Ces bras assurent en même temps le lien avec une référence isotherme, dans notre cas la platine régulée en température d'un cryostat. Pour que le bolomètre ne soit pas saturé et que la chaleur générée par l'exposition au rayonnement puisse être évacuée, la température de la référence thermique doit nécessairement être plus basse que celle du détecteur.

2.1.2 Fonctionnement général

Les bolomètres sont des détecteurs cryogéniques très sensibles et compétitifs dans des domaines d'application extrêmement variés, de la détection de particules ionisantes ou non-ionisantes à celle de photons dans de larges gammes de longueurs d'onde, du millimétrique au rayonnement X. Bien que leurs caractéristiques diffèrent (essentiellement par leur matériau absorbant, leur système de lecture etc.), leur principe de fonctionnement reste pour beaucoup semblable et se rapproche de celui des calorimètres qui désignent traditionnellement les détecteurs de particules énergétiques isolées.

Le modèle thermique général du bolomètre est représenté sur la figure 2.2 gauche. Le bolomètre dans son ensemble est exposé à « ce qui est jeté », c'est-à-dire une particule ou dans notre cas un flux de photons. Ce rayonnement arrive avec une puissance P_{ray} composée d'un signal de fond P_{back} auquel se superpose le signal de ce qu'on cherche à mesurer, δP_{sig}. Le signal de fond est généralement supposé constant ou variant lentement devant le signal à mesurer, bien plus faible et fluctuant. La

puissance totale P_{ray} est emmagasinée par l'absorbeur qui convertit l'énergie reçue en agitation thermique. La partie du rayonnement qui contient le signal recherché provoque une élévation de température de la grille par rapport à sa température de base $\delta T_{sig} = \delta P_{sig}/G$ mesurée électriquement par le thermomètre. Ce dernier est lui-même intégré dans un circuit électrique qui ajoute au bolomètre la puissance dissipée par effet Joule P_{J_0}. La fuite thermique vers la température de référence T_{bath} évacue le surplus de puissance du détecteur P_{bath} à une vitesse caractérisée par la constante de temps naturelle, $\tau \equiv C/G$.

La température totale du bolomètre T_{bol} est donc constituée d'un niveau quasi-constant de température T_0 auquel s'ajoutent de petites fluctuations de température δT_{sig} dues au signal que l'on recherche (voir figure 2.2 droite). Le niveau T_0 est lui-même la résultante de la température de référence T_{bath} qui constitue son seuil inférieur à laquelle s'ajoutent de la chaleur générée par l'absorption du signal de fond et celle créée par effet Joule dans le thermomètre.

Notons que le bolomètre est un détecteur incohérent, c'est-à-dire qu'il perd toute information sur la phase de l'onde incidente et ne mesure que sa puissance moyenne, au sens quadratique du terme. C'est ainsi que lorsqu'il est soumis à un rayonnement, le point de fonctionnement du détecteur augmente naturellement. Pour éviter la dérive thermique du détecteur et la pollution de la mesure par d'autres signaux, il convient donc de limiter la puissance reçue par des filtres d'une part et de lui associer un système lui permettant de s'auto-réguler en température d'autre part, comme on le verra plus loin.

2.2 Chronique d'un détecteur d'invisible

2.2.1 Premiers pas de la bolométrie

Le bolomètre d'aujourd'hui est le fruit d'une longue évolution technologique. Il doit pour beaucoup ses performances à la maturité et la convergence de différentes disciplines de l'instrumentation : la bolométrie bien entendu, mais non moins la cryogénie et l'électronique.

Les premiers pas de la bolométrie remontent à l'an 1800, lorsque l'astronome et compositeur britannique William Herschel testait différents filtres pour observer les taches du Soleil. Il avait été surpris de constater que lorsqu'il utilisait un filtre rouge, celui-ci dissipait de la chaleur. Il mit alors au point une expérience simple dans laquelle il fit passer la lumière du Soleil au travers d'un prisme avec un thermomètre à mercure placé juste au-delà du côté rouge de la lumière dispersée. Ce thermomètre servait essentiellement à vérifier la température ambiante de la salle pendant l'expérience, mais l'astronome s'aperçut qu'il indiquait une valeur plus élevée que n'importe où dans le spectre visible. Il en déduisit après des expériences supplémentaires [51] dont on a une représentation sur la figure 2.3 qu'il devait exister au-delà

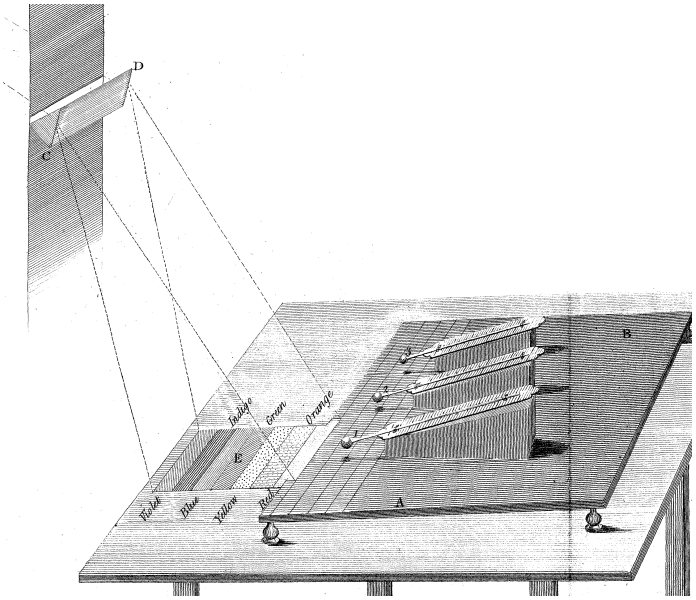


FIGURE 2.3 – L'expérience de 1800 d'Herschel. La lumière blanche du Soleil est diffractée à travers un prisme et des thermomètres suspendus mesurent la température au-delà du rayonnement rouge. Détail d'une image tirée de [51].

du rouge une forme de lumière imperceptible à l'œil qu'il désigna par « rayons calorifiques » et qu'on appelle aujourd'hui le rayonnement infrarouge. Il s'agissait bien là d'une détection bolométrique quoique sous une forme rudimentaire, comprenant un absorbeur confondu avec le thermomètre et aucune mesure électrique. On attribue d'ailleurs plus volontiers la création du bolomètre moderne au physicien et inventeur américain Samuel Pierpont Langley, vers 1878.

Le dispositif que Langley mit au point exploitait la propriété expérimentée par Carl Wilhelm Siemens en 1872 qu'ont les métaux de voir leur résistance varier avec leur température. L'expérience était composée d'un pont de Wheatstone destiné à mesurer la résistance de fines bandes de platine identiques disposées sur deux branches opposées du pont, lui-même connecté à une batterie [52]. L'une des branches était exposée à un rayonnement tandis que l'autre en était protégée et le courant était quant à lui mesuré par un galvanomètre. Le rayonnement électromagnétique absorbé par les bandes de platine découvertes provoquait un échauffement de celles-ci qui changeait la valeur de leur résistance et l'intensité du courant mesuré. Cet instrument qu'il baptisa d'abord « balance actinique » puis « bolomètre » était suffisamment sensible pour détecter des variations de température de l'ordre de 10^{-5} °C en une seconde d'exposition [1]. Le bolomètre permit à Langley et à la communauté des astronomes d'étudier le rayonnement du Soleil sur l'étendue de son spectre infrarouge dans le but de déchiffrer son influence sur la Terre. Plus précisément, les

1. Ce qui le rendait capable de détecter la présence d'une vache dans un champ situé à un quart de mille (soit environ 400 m) du lieu de l'expérience !

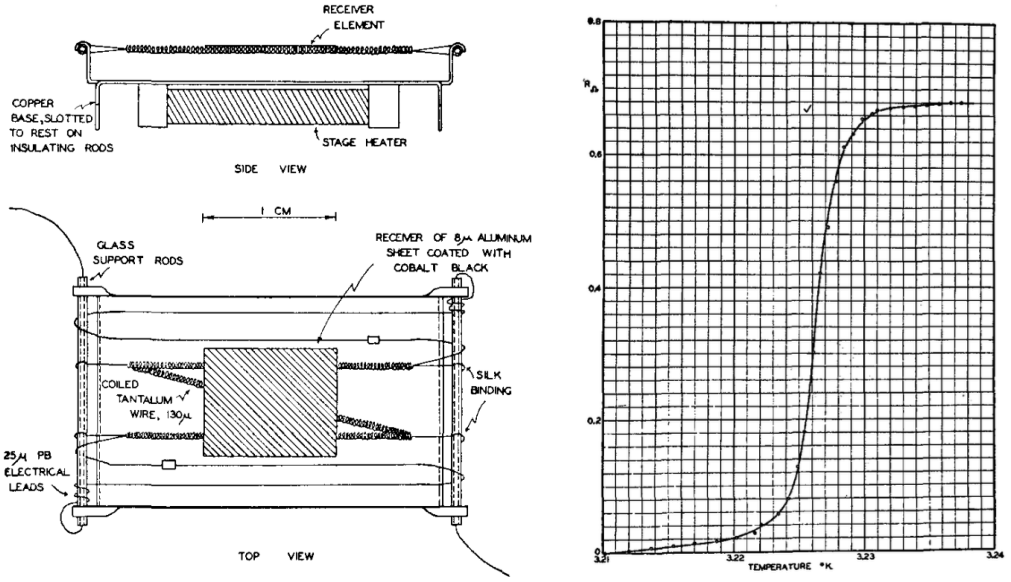


FIGURE 2.4 – Le premier bolomètre supraconducteur assemblé par D. H. Andrews en 1942 [53]. *Gauche :* Le dispositif comprend un système de chauffage qui maintient la température du bain à environ 3,2 K. Le bolomètre est lui-même composé d'un absorbeur en aluminium recouvert de noir de cobalt et d'un thermomètre en tantale enroulé. L'ensemble est suspendu par des fils de soie attachés à des tiges de verre pour le découplage thermique. Le courant destiné à mesurer la résistance est amené par des pistes en plomb. *Droite :* Résistance en fonction de la température du thermomètre en tantale au moment de sa transition supraconductrice. Le tantale a été choisi pour sa température de transition (autour de 3,2 K) qui va de paire avec les températures facilement atteignables à cette époque avec l'hélium liquide, tandis que les pistes de courant en plomb sont supraconductrices dès 7,2 K.

travaux de Langley concernant l'interaction du rayonnement infrarouge du Soleil avec le dioxyde de carbone de l'atmosphère terrestre conduisirent en 1896 le scientifique suédois Svante Arrhenius à formuler la première prédiction quant au changement climatique qu'il adviendrait sur Terre dans le cas où le taux de dioxyde de carbone atmosphérique viendrait à doubler.

2.2.2 Vers le détecteur d'aujourd'hui

Mais c'est au cours du demi-siècle suivant que différentes découvertes majeures contribuèrent à rendre le climat propice au perfectionnement du bolomètre. Tout d'abord, les progrès menés en cryogénie par le physicien néerlandais Heike Kamerlingh Onnes en 1908 rendent possible la liquéfaction de l'hélium pour la première fois. De ce fait, Onnes parvient à refroidir des matériaux en-dessous de son point de condensation par pompage – jusqu'à 1,5 K – et poursuit son étude du comportement de la résistance des métaux à basse température. C'est ainsi qu'il découvre en 1911 qu'en dessous d'une température de 4,2 K la résistance du mercure « disparaît

FIGURE 2.5 – Photographie du professeur Andrews en train de lever les bras prise dans le noir avec la caméra infrarouge de son invention en 1946. La caméra est constituée d'un objectif à deux miroirs dont l'un des deux pivote pour balayer le champ de vue. Les rayons infrarouges sont focalisés sur un bolomètre supraconducteur de nitrure de niobium (NbN) refroidi à l'hydrogène liquide à 14 K. Les fluctuations de température mesurées par le thermomètre font varier le courant électrique communiqué à un tube cathodique dont le balayage du faisceau est synchronisé sur celui du miroir. Ainsi il était possible de visualiser en temps réel les émissions infrarouge de l'environnement sur un écran à la manière des oscilloscopes et anciens téléviseurs (*Crédit : Popular Science, juill. 1946, p. 127*).

brusquement »[54]. Il nomme ce phénomène supraconductivité et l'ensemble de ses travaux lui valent le prix Nobel de physique deux années plus tard.

Les avancées suivantes se font en 1938 lorsque Donald Hatch Andrews, professeur de chimie américain fort de 25 années d'expérience de recherche dans le domaine des basses températures a l'idée d'associer le principe du bolomètre résistif de Langley à celui de la supraconductivité. Il comprend qu'un thermomètre fabriqué dans un matériau supraconducteur possède sur sa transition très abrupte vers cet état un coefficient de température α beaucoup plus grand que celui des thermomètres classiques et que cette propriété pourrait être utilisée pour créer des détecteurs plus sensibles. Il publie son idée initiale en 1938 et expose son premier démonstrateur de bolomètre supraconducteur en 1942 [53]. Il s'agit d'un thermomètre de tantale refroidi à l'hélium liquide à 3,2 K (voir figure 2.4). Andrews va même jusqu'à concevoir en 1946 une caméra infrarouge fonctionnant en temps réel à l'aide d'un bolomètre supraconducteur à thermomètre de nitrure de niobium (voir figure 2.5). Il rencontre cependant des difficultés dues à sa chaîne de lecture.

En effet Andrews, qui ne dispose que d'amplificateurs audio communs, fait passer un courant constant dans le bolomètre tandis qu'il mesure et amplifie la tension à ses bornes. Le bruit généré par les amplificateurs de cette époque est important et limite la sensibilité du détecteur. De plus, le maintien thermique du bolomètre sur sa transition très fine entre l'état normal et supraconducteur est délicat et ce type de

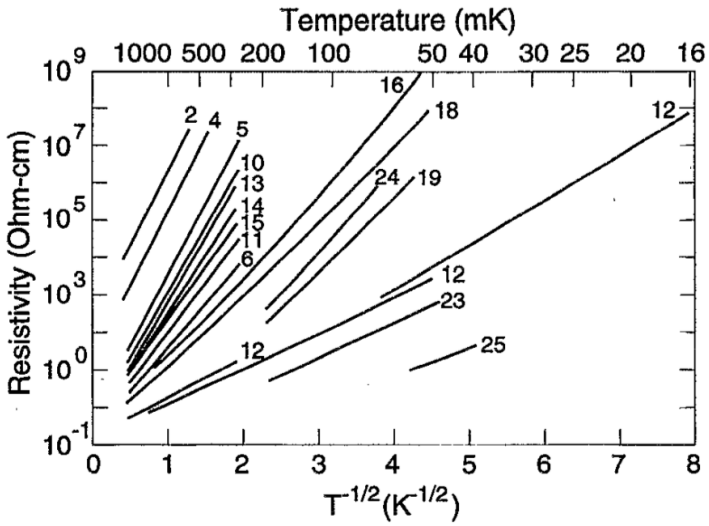


FIGURE 2.6 – La résistance des bolomètres semiconducteurs augmente en diminuant la température suivant $R = R_0 \exp(\sqrt{A/T})$ avec A une constante technologique, contrairement aux bolomètres supraconducteurs, comme dans la figure 2.4. Il s'agit ici de 25 échantillons de germanium dopés par exposition à un faisceau de neutrons (NTD) et le graphe est représenté en fonction de $T^{-1/2}$. (*Crédit : [56]*).

polarisation en courant a pour effet d'accentuer toute variation de température. Cela provoque facilement un emballement thermique qui rend le bolomètre difficilement contrôlable. Andrews est en avance sur son temps : il faut attendre les années soixante pour la création du candidat idéal à l'amplification des bolomètres supraconducteurs – les SQUIDs [2] – et le milieu des années quatre-vingt-dix pour qu'émerge à Berkeley au sein de l'équipe de Paul Richards l'idée de la polarisation en tension pour stabiliser la température des bolomètres supraconducteurs [55].

2.3 Comment lire un bolomètre ?

2.3.1 La contre-réaction électro-thermique

Le bolomètre dans son ensemble a pour rôle de convertir la puissance reçue en chaleur, et son thermomètre la chaleur en une grandeur mesurable. Dans le cas d'un thermomètre résistif, l'information est contenue dans la fluctuation de sa résistance électrique. Pour mesurer facilement cette résistance, il convient donc de garder constante une des deux grandeurs électriques entre le courant et la tension aux bornes du thermomètre. Ainsi, seule l'autre grandeur varie, à l'image des variations de résistance et par conséquent de la température mesurée. Il existe deux grandes familles de bolomètres, selon que leur thermomètre est semiconducteur ou supraconducteur

2. *Superconducting Quantum Interference Device*

(voir la figure 2.4 qui présente la R(T) du premier bolomètre supraconducteur et la figure 2.6 pour celle d'un bolomètre semiconducteur). Le cas du bolomètre supraconducteur est particulièrement intéressant du fait de sa transition brutale de l'état normal vers l'état supraconducteur qui le rend plus sensible via son paramètre α que son homologue semiconducteur : à titre comparatif, le paramètre α d'un bolomètre semiconducteur est en valeur absolue de l'ordre de 3 à 6, contre des valeurs pouvant aller de 10 à 1000 pour le bolomètre supraconducteur. On appelle couramment ce dernier un *Transition Edge Sensor* (TES), un détecteur « en train de transiter », car c'est bien lorsqu'il est maintenu le long de cette pente qu'il est sensible et possède des propriétés avantageuses [3].

Deux possibilités se présentent pour lire le bolomètre supraconducteur : le polariser en courant, c'est-à-dire maintenir le courant constant à ses bornes et mesurer les fluctuations de tensions générées, ou inversement, le polariser en tension et mesurer le courant. Un rayonnement est absorbé par le bolomètre et déclenche une augmentation de température. Comme le thermomètre est supraconducteur ($\alpha > 0$), l'échauffement provoque une élévation de la résistance R_{TES}. Examinons la première possibilité : si la résistance augmente et que le courant est maintenu constant et égal à I_{bias}, alors la puissance de polarisation dissipée par effet Joule $P_J = RI_{bias}^2$ augmente aussi et chauffe d'autant plus le bolomètre. Celui-ci risque de sortir de sa transition, il n'est pas stable thermiquement. Pour éviter ce phénomène, il est nécessaire au contraire de polariser le TES par une tension V_{bias} et de mesurer le courant qui le traverse. Ainsi lorsque la résistance augmente du fait de l'absorption du rayonnement à tension constante, la puissance électrique $P_J = V_{bias}^2/R$ diminue et la température du TES peut alors redescendre.

Ce phénomène forme une boucle de rétro-action électrothermique (*Electrothermal Feedback* ou ETF) : toute augmentation de la température due à la puissance de rayonnement est compensée par une contribution électrique inverse, et la puissance totale reçue par le bolomètre reste quasi-constante [4] . Cette contre-réaction sur laquelle on reviendra en détail a des effets immédiats dont on peut tirer parti :

— elle favorise le retour au niveau initial du TES en réponse à un changement de température, elle accélère donc sa constante de temps.
— elle permet à la température du TES de s'auto-réguler, ce qui est un avantage si on parvient à le polariser le long de sa transition entre l'état normal et l'état supraconducteur, où de subtiles fluctuations de température se traduisent par des changements de résistance plus conséquents.

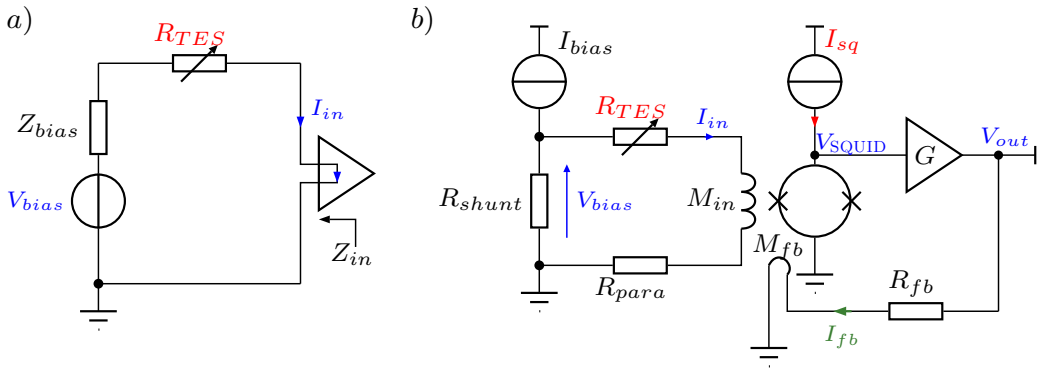


FIGURE 2.7 – *a)* Circuit de lecture du TES polarisé en tension, lu et amplifié en courant. *b)* Le circuit en pratique.

2.3.2 La chaîne de lecture

Pour réaliser une ETF intéressante sur un bolomètre supraconducteur, les conditions à réunir sont un fort coefficient $|\,\alpha\,|$ (plus il est grand et plus la transition supraconductrice est brutale) associé à la polarisation du détecteur en tension, comme on vient de le voir. Le coefficient α dépend du choix du matériau pour le thermomètre et du point de fonctionnement du TES sur sa transition. Il nous reste donc à connaître les conditions pour pouvoir réaliser la polarisation en tension. Comme les fluctuations en courant provoquées par le TES qui contiennent tout le signal sont extrêmement faibles, le circuit doit compter au minimum une source de tension et un amplificateur de courant (voir figure 2.7 a). Pour que la polarisation en tension du bolomètre soit assurée, il faut que l'impédance des autres dispositifs (source de tension et amplificateur de courant) soit petite devant celle du bolomètre. Cela se traduit dans un cas idéal comme une contrainte sur l'impédance de la source de tension Z_{bias} et de l'amplificateur Z_{in} :

$$Z_{bias} + Z_{in} \ll Z_{TES} \tag{2.1}$$

Or le bolomètre doit être polarisé de telle manière qu'il se trouve sur sa transition entre l'état normal et l'état supraconducteur, c'est-à-dire que sa résistance peut être faible voire tendre vers zéro. À titre d'exemple, un TES de résistance à l'état normal $R_n = 1\ \Omega$ fonctionnant suffisamment bas dans sa transition à $R/R_n = 10\ \%$ impose à la source une impédance inférieure à 100 mΩ. En pratique :

1. il n'existe pas de source de tension réelle qui satisfait ce critère. Par conséquent, on l'obtient à l'aide d'une source de courant et en court-circuitant le TES par

3. Dans toute la suite on emploiera indifféremment le terme « pixel », « détecteur », « bolomètre » ou « TES », bien que tous les bolomètres ne soient pas des TES.

4. Par un raisonnement analogue, on conclut que pour avoir un système stable, les bolomètres semiconducteurs doivent au contraire être polarisés en courant et lus en tension.

une résistance de faible impédance, par exemple $R_{shunt} = 10$ mΩ. Ainsi le courant passe préférentiellement dans la résistance de *shunt*, fixe la tension à ses bornes et donc à celles du TES.

2. il est nécessaire de disposer d'un amplificateur dont l'élément d'entrée est supraconducteur, le SQUID. Ce détecteur de champ magnétique, le plus sensible qui soit, peut très bien être employé comme un amplificateur au service d'un autre détecteur supraconducteur comme un TES. Le fait qu'il fonctionne à température cryogénique lui permet d'être implanté à proximité immédiate du détecteur [5] . Associé à une bobine supraconductrice M_{in} traversée par un courant I_{in}, il convertit en tension le flux du champ magnétique généré par cette dernière. Pour fonctionner, le SQUID est lui-même polarisé en courant et comme sa réponse est naturellement sinusoïdale, on lui adjoint de plus une boucle de contre-réaction dite « à verrouillage de flux » (ou FLL) via un étage d'amplification et une bobine supplémentaire M_{fb} qui génère un champ magnétique en opposition de phase avec celui de la bobine d'entrée, ce qui linéarise la réponse du SQUID. Ce point est abordé en détail au chapitre 6 dans la section 6.1.1.

3. il a été mis en évidence dans [1] qu'il est nécessaire de prendre en compte une résistance parasite R_{para} dans le modèle du circuit de la chaîne de lecture. Elle se comporte comme une résistance en série avec le bolomètre et bien que son origine n'ait pas pu être clairement identifiée (câbles et connecteurs), elle ne peut être négligée puisqu'elle peut être du même ordre de grandeur que la résistance de shunt.

Le circuit de lecture du TES en pratique est représenté dans la figure 2.7 b. Ces considérations mettent en lumière plusieurs limites : l'ETF du bolomètre est maintenue tant qu'il ne fonctionne pas à un point trop bas de sa transition. Lorsqu'il est presque supraconducteur, la résistance de *shunt* n'a plus vraiment une impédance petite devant celle du bolomètre et la condition de polarisation en tension n'est plus assurée, d'autant plus que la résistance parasite y ajoute sa propre contribution. Il en résulte que la boucle de rétro-action peut au contraire devenir positive et rendre le système instable en amplifiant toute variation thermique. Cela peut nous empêcher de travailler à une résistance basse où la contre-réaction est particulièrement intéressante car, comme on le verra plus loin, elle rend la réponse du détecteur simplement proportionnelle à l'inverse de la tension de polarisation V_{bias}. D'autre part, lors du passage d'un signal à basse fréquence, la bobine d'entrée du SQUID se comporte effectivement comme un fil supraconducteur et n'apporte pas d'impédance supplémentaire. En revanche ce n'est plus tout à fait vrai à haute fréquence où son impédance s'ajoute à R_{shunt} et à R_{para}, ce qui modifie les conditions de polarisation.

5. Contrairement aux bolomètres semiconducteurs amplifiés par des JFETs (Junction Field Effect Transistor) qui fonctionnent à 110 K.

2.3.3 Refroidir

Le dernier ingrédient nécessaire à une chaîne de lecture performante est le refroidissement cryogénique. Dans un premier temps, le besoin de basses températures se justifie par le fait que le comportement supraconducteur de la plupart des métaux traditionnels n'existe qu'en dessous de 30 K. Mais ces températures ne sont pas suffisamment froides : on estime que pour une expérience au sol, la puissance radiative totale reçue par un détecteur est en moyenne de $P_{ray} \sim 4 - 6$ pW pour une bande passante de 25 % centrée sur 150 GHz. Cela correspond à un niveau de bruit de photons inhérent à la mesure exprimé en puissance équivalente de bruit $NEP_{h\nu} \sim 4 \times 10^{-17}$ W/$\sqrt{\text{Hz}}$. Les deux principales sources de bruits au sein du détecteur – le bruit de phonons et le bruit Johnson – augmentant avec la température de fonctionnement, il est impératif de travailler à très basse température pour que la somme des bruits du détecteur soit inférieure à la limite fixée par le bruit de photons et que le signal ne soit pas dégradé.

L'utilisation du SQUID comme amplificateur est un avantage supplémentaire : étant lui même supraconducteur à la température de fonctionnement du TES, il peut être implanté à sa proximité immédiate. La large bande passante du SQUID et son très faible niveau de bruit sont de plus des atouts lors du multiplexage (le transport simultané des signaux provenant de plusieurs détecteurs permettant leur lecture) de matrices de détecteurs.

2.4 Modèle du bolomètre supraconducteur

Afin de comprendre le comportement de l'ensemble du système et de l'exploiter à bon escient, on a besoin d'un modèle capable de décrire les principaux paramètres du détecteur intégré à sa chaîne de lecture tels que sa réponse, ses performances en bruit ou encore les critères nécessaires à la stabilité du système. La bonne connaissance de ces différents facteurs est capitale pour le dimensionnement du système et sa compétitivité.

2.4.1 Un système électrothermique

Une des particularités des bolomètres est le fait qu'ils sont représentés à la fois par un circuit électrique et par un circuit thermique, l'un dépendant de l'autre. La réponse du TES est alors gouvernée par deux équations différentielles couplées qui décrivent ces circuits. Chaque équation différentielle traduit l'évolution dynamique d'une variable d'état : le courant I qui constitue la variable de sortie du bolomètre pour le circuit électrique et la température T, variable d'entrée pour le circuit thermique. On considère ici un TES idéal où on néglige pour le moment la contribution des bruits. La première équation nécessite d'introduire un circuit équivalent de Thévenin qui permet de le généraliser à des circuits plus complexes. Celui-ci est représenté

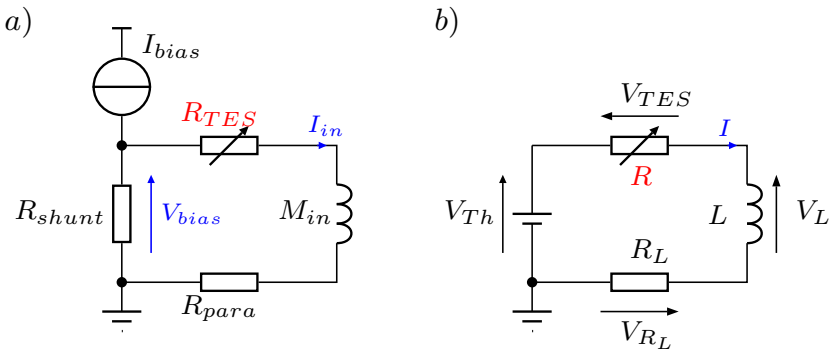


FIGURE 2.8 – *a)* Circuit de lecture du TES. *b)* Circuit équivalent au circuit de gauche d'après le théorème de Thévenin, avec une tension de polarisation $V_{Th} = I_{bias}R_{shunt}$ appliquée à une résistance de charge $R_L = R_{shunt} + R_{para}$. On note $L = M_{in}$ l'inductance théorique de la bobine d'entrée de la chaîne de lecture et on conserve ces notations pour tous les calculs de ce chapitre.

sur la figure 2.8 et afin d'alléger les équations, on prendra les notations de ce circuit pour toute la démonstration de ce chapitre. En appliquant la loi des mailles au circuit de droite, il vient :

$$\begin{aligned} V_{Th} &= V_{TES} + V_L + V_{R_L} \\ L\frac{dI}{dt} &= V_{Th} - IR_L - IR(T,I) \end{aligned} \tag{2.2}$$

avec les notations de la figure et I et T les variables d'état du TES. D'un point de vue thermique, le bilan de puissance du TES selon le modèle considéré dans la figure 2.2 donne par ailleurs :

$$\frac{dE}{dt} = C\frac{dT}{dt} = P_{ray} + P_J - P_{bath} \tag{2.3}$$

où on rappelle que P_{ray}, P_J et P_{bath} sont respectivement la puissance *totale* du rayonnement reçue par le détecteur, la puissance de polarisation dissipée par effet Joule et la puissance qui s'échappe vers le bain froid. Ces équations qui traduisent un modèle simple du TES sont néanmoins impossibles à résoudre de manière exacte. La difficulté provient du fait que la résistance du bolomètre R dépend de la température mais également du courant et que la forme de cette dépendance $R(T,I)$ n'est a priori pas connue sans détermination expérimentale.

Pour poursuivre le raisonnement, on peut faire le choix de convertir dès à présent ces équations en leurs équivalents en circuits électriques et en utilisant les résulats connus du domaine comme c'est le cas dans [57] qui explicite en détail le formalisme utilisé dans les articles classiques de J. C. Mather [58] [59] [60]. Autrement, on peut choisir de conserver les équations sous cette forme et de les linéariser. La première approche fournit une solution intéressante et puissante au problème mais fait dans

une certaine mesure perdre de vue les grandeurs réelles du système nécessaires à son dimensionnement, c'est pourquoi on choisit ici la deuxième approche.

2.4.2 Comportement aux petits ordres

Bien que les équations 2.2 et 2.3 comportent de nombreux termes non-linéaires, il est possible de linéariser ces termes au premier ordre autour d'un point d'équilibre R_0, T_0, I_0 dans la limite de petites perturbations δR, δT et δI. Physiquement, cela se justifie par le fait qu'en utilisation, le bolomètre est soumis à un signal de fond P_{back} important et que l'ETF réduit fortement les excursions autour du point de fonctionnement. Dans une expérience au sol comme QUBIC, le signal P_{back} est principalement dû au rayonnement de l'atmosphère et de l'instrument (voir le chapitre 3 pour plus de détails). Celui-ci varie lentement et constitue le niveau de référence, l'« *offset* » auquel viennent s'ajouter de petites fluctuations δP_{sig} dues au signal utile (voir figure 2.2 droite).

On développe donc les différentes variables autour d'un point stationnaire du bolomètre, c'est-à-dire un point le long de sa transition supraconductrice fixé par la puissance de polarisation P_{J_0} et la puissance optique P_{back}. Cela nous permet de réexprimer les grandeurs qui suivent.

2.4.2.1 Résistance du bolomètre

Comme la résistance du bolomètre dépend à la fois de la température et du courant, elle peut s'écrire $R(T, I) = R_0 + \delta R(T, I)$ autour du point de fonctionnement considéré R_0, T_0, I_0 avec $R_0 = R(T_0, I_0)$ et peut se développer au premier ordre en :

$$R(T, I) \approx R_0 + \left.\frac{\partial R}{\partial T}\right|_{I_0} \delta T + \left.\frac{\partial R}{\partial I}\right|_{T_0} \delta I \tag{2.4}$$

avec $I = I_0 + \delta I$. En introduisant la dépendance logarithmique de la résistance avec la température et le courant selon les deux grandeurs sans dimension α et β :

$$\alpha \equiv \left.\frac{\partial \log R}{\partial \log T}\right|_{I_0} = \frac{T_0}{R_0} \left.\frac{\partial R}{\partial T}\right|_{I_0} \tag{2.5}$$

$$\beta \equiv \left.\frac{\partial \log R}{\partial \log I}\right|_{T_0} = \frac{I_0}{R_0} \left.\frac{\partial R}{\partial I}\right|_{T_0} \tag{2.6}$$

l'expression de la résistance devient :

$$R(T, I) \approx R_0 + \alpha \frac{R_0}{T_0} \delta T + \beta \frac{R_0}{I_0} \delta I \tag{2.7}$$

Le coefficient α est celui que l'on a déjà rencontré auparavant et qui incarne la force de la pente de la courbe $R(T)$. Le coefficient β quant à lui traduit le fait qu'il existe également un courant critique I_c au-delà duquel le TES est normal et

qu'à température constante on peut donc également faire transiter un TES via le courant qui le traverse. En pratique cependant, le courant critique du TES est bien plus grand que le courant de fonctionnement, de telle sorte que la résistance du bolomètre dépend bien plus de la température que du courant ($\alpha \gg \beta$).

Il est également important de noter que ces deux facteurs sont définis au point de fonctionnement considéré, ils peuvent donc varier le long de la transition. En particulier, α est attendu plus important dans le bas de la transition où R_0 devient petit. Le facteur β suit la même tendance à laquelle s'ajoute un autre effet : dans les supraconducteurs de type II comme ceux fréquemment utilisés pour les thermomètres, il est possible que l'énergie thermique soit suffisante pour créer et séparer des paires de vortex-antivortex à une température légèrement plus basse que la température critique [61]. Cela crée une distribution de vortex excités qui sont susceptibles de se déplacer en réponse à un courant, ce qui peut conduire à un élargissement dans le bas de la transition supraconductrice[6].

On peut également noter à partir de l'équation 2.7 que la résistance dynamique du bolomètre, définie comme sa réponse à une fluctuation de polarisation à température constante en l'absence de charge optique devient :

$$R_{dyn} \equiv \left.\frac{\partial V_{TES}}{\partial I}\right|_{T_0} = R_0(1+\beta) \tag{2.8}$$

Cette expression mesure le comportement non-ohmique du détecteur.

2.4.2.2 Puissance de polarisation

De la même manière, on peut réécrire la puissance de polarisation par effet Joule autour de R_0, T_0 et I_0. Celle-ci peut s'écrire comme $P_J = V_{TES}^2/R$ ou $P_J = I^2R$ mais dans le cas d'un détecteur polarisé en tension comme ici, l'information est contenue dans les fluctuations de courant mesurées, on utilise donc la seconde. En ne gardant toujours que les termes du premier ordre, à partir de l'équation 2.7 et avec $I = I_0 + \delta I$, on obtient :

$$\begin{aligned} P_J = I^2R &\approx P_{J_0} + \alpha\frac{P_{J_0}}{T_0}\delta T + \beta\frac{P_{J_0}}{I_0}\delta I + 2I_0R_0\delta I \\ P_J &\approx P_{J_0} + \alpha\frac{P_{J_0}}{T_0}\delta T + (2+\beta)\frac{P_{J_0}}{I_0}\delta I = P_{J_0} + \delta P_J \end{aligned} \tag{2.9}$$

avec $\delta P_J = \alpha\frac{P_{J_0}}{T_0}\delta T + (2+\beta)\frac{P_{J_0}}{I_0}\delta I$ et $P_{J_0} = I_0^2R_0$. La puissance de polarisation dépend du point de fonctionnement et du thermomètre. Elle traduit la réponse élec-

6. Les supraconducteurs se divisent en deux catégories, ceux de type I et de type II. Leur différence réside dans leur comportement lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique. De manière extrêmement simplifiée, les courants de paires de Cooper dans les supraconducteurs de type I expulsent totalement le champ magnétique hors de l'échantillon, tandis que pour deux de type II, le champ magnétique peut pénétrer en partie à partir d'un certain seuil sous forme de vortex.

trothermique du thermomètre seul aux fluctuations de température du bolomètre dans son ensemble.

2.4.2.3 Puissance de fuite et conductance thermique

La puissance de fuite P_{bath} est la puissance qui s'échappe de l'ensemble absorbeur/thermomètre vers la référence thermique via le découplage, elle est donc étroitement liée à sa conductance thermique G. En effet :

$$G \equiv \left.\frac{dP_{bath}}{dT}\right|_{T_0} \tag{2.10}$$

En outre, on s'attend à ce que l'expression de la puissance de fuite suive une loi de puissance avec la température. On a donc :

$$P_{bath} = \int_{T_{bath}}^{T_0} G(T)dT = \kappa(T_0^n - T_{bath}^n) \tag{2.11}$$

et $G(T_0) = n\kappa T_0^{n-1}$ où κ et n sont généralement déterminés expérimentalement et dépendent de la nature du lien thermique. En particulier, lorsque le transport par phonons est la source principale de diffusion thermique et que le flux de chaleur s'écoule alors de manière uniforme du TES vers le bain, on peut s'attendre à une dépendance en $n \sim 3$ ou 4 (voir par exemple [62] et [63] pour les détecteurs des expériences ACT et ACTPol). Le facteur κ dépend quant à lui du type de matériau utilisé, ici du nitrure de silicium (SiN) faiblement contraint, ainsi que de la géométrie du lien thermique.

En développant P_{bath} autour de $T = T_0 + \delta T$ on trouve :

$$\begin{aligned} P_{bath} &\approx \int_{T_{bath}}^{T_0+\delta T} G(T)dT \\ &\approx \kappa(T_0^n - T_{bath}^n) + n\kappa T_0^{n-1}\delta T \\ &\approx P_{bath_0} + \delta P_{bath} \end{aligned} \tag{2.12}$$

avec $P_{bath_0} = \kappa(T_0^n - T_{bath}^n)$ et $\delta P_{bath} = G(T_0)\delta T$.

On prendra note que la notation G recouvre ici et par la suite la conductance thermique *dynamique* du lien, c'est-à-dire celle qui caractérise le comportement du découplage lors de petites fluctuations thermiques δT qui se superposent à un niveau d'équilibre T_0 sur la transition comparativement plus grand. Elle est à différencier de la conductance moyenne $\overline{G}$ qui caractérise la fuite moyenne P_{bath_0} due à la puissance de polarisation P_{J_0} et à la charge optique P_{back}. On suppose d'ailleurs P_{bath_0} constante le long de la transition. Cela se justifie si la transition supraconductrice est suffisamment étroite en température pour que $T_0 \approx T_c$ et si la température de bain T_{bath} est telle que $T_{bath}^n \ll T_0^n$. Ainsi P_{bath_0} est grande devant les fluctuations qui peuvent survenir durant la transition.

2.4.3 Réponse du bolomètre

On a développé au premier ordre les grandeurs principales autour d'un point d'équilibre R_0, T_0 et I_0 perturbé par de petites fluctuations. Pour poursuivre le raisonnement et déterminer la réponse du bolomètre à une radiation, on a besoin d'un formalisme adapté à notre système. Historiquement, la théorie gouvernant le fonctionnement de tels détecteurs dans l'infrarouge s'est développée en même temps que les avancées technologiques du domaine et sont établies depuis longtemps par R.C. Jones [64], F.J. Low [65] et J.C. Mather [58]. Néanmoins, ces articles ne fournissent que des explications succinctes à la démarche, ce qui peut rendre la compréhension fastidieuse quant au fonctionnement de l'ensemble du système. Dans les approches plus modernes, on rencontre fréquemment deux formalismes. Le premier, développé par M.A. Lindeman [66] et repris par K.D. Irwin [67] utilise un changement de variable par diagonalisation matricielle pour découpler les équations différentielles. Le second repose sur la conversion des équations dans le domaine fréquentiel et la représentation sous la forme de schéma-blocs des grandeurs d'entrée et de sortie associées à chacune des équations [68] [69] [70].

Le formalisme matriciel offre l'avantage de la compacité et s'avère particulièrement adapté lorsqu'on considère des modèles thermiques plus complexes que celui de la figure 2.2, avec par exemple davantage de découplages thermiques et capacités calorifiques qui font intervenir autant de termes couplés supplémentaires. En revanche l'approche qui utilise la représentation en schéma-blocs illustre très bien le phénomène de contre-réaction électrothermique, élément si caractéristique au fonctionnement des bolomètres. Dans la suite de ce travail, on pourra donc utiliser les résultats issus de l'une ou de l'autre de ces méthodes, mais, toujours dans un soucis de rester au plus près du système qui nous occupe, on exposera ici le formalisme en schéma-bloc pour le calcul de la réponse du détecteur.

2.4.3.1 Expression dans le domaine fréquentiel

Pour convertir les équations 2.2 et 2.3 dans le domaine harmonique, on leur applique une transformée de Fourier. On a alors respectivement pour les parties électrique et thermique :

$$j\omega L\widetilde{I} = \widetilde{V}_{Th} - \widetilde{I}R_L - \widetilde{I}\widetilde{R} \tag{2.13}$$

$$j\omega C\widetilde{T} = \widetilde{P}_{ray} + \widetilde{P}_J - \widetilde{P}_{bath} \tag{2.14}$$

L'avantage du passage au domaine fréquentiel réside dans la linéarisation du terme différentiel qui rend la résolution des équations aisée. En ne gardant que les termes du premier ordre calculés précédemment, on obtient finalement dans le domaine de

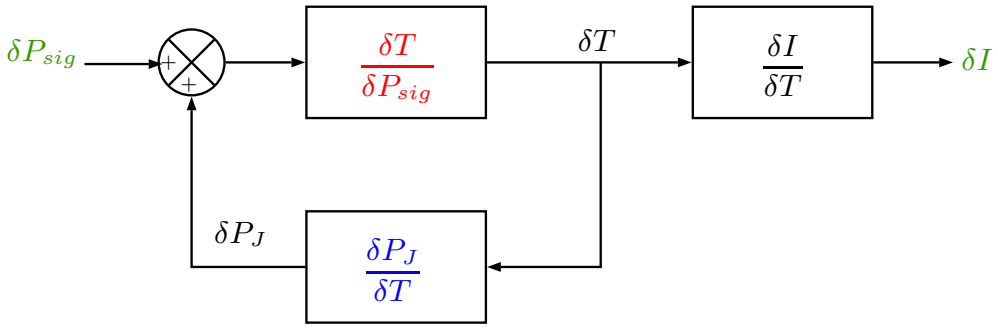


FIGURE 2.9 – Fonctionnement du bolomètre sous la forme d'une boucle de rétro-action. Le détecteur absorbe une fluctuation de puissance optique qui provoque un changement initial de sa température suivant sa conductance thermique et sa constante de temps intrinsèques. Du fait de sa relation avec la résistance du bolomètre, la fluctuation de température provoque un changement de puissance Joule qui intervient sous forme de courant thermique sur la température initiale du détecteur. La fluctuation thermique totale du bolomètre est ensuite convertie en un courant mesurable grâce à la polarisation en tension. La réponse du TES est donnée par le rapport de ce courant de sortie sur la quantité de puissance optique à l'entrée de la boucle.

Fourier (en simplifiant la notation) pour la fluctuation de petits signaux :

$$j\omega L\delta I = \delta V_{Th} - (R_0 + R_L)\delta I - I_0\delta R \tag{2.15}$$

$$j\omega C\delta T = \delta P_{sig} + \delta P_J - G\delta T \tag{2.16}$$

avec $V_{Th} = V_0 + \delta V_{Th}$ la tension de polarisation et $P_{ray} = P_{back} + \delta P_{sig}$ la puissance optique reçue. Ces équations nous serviront pour le calcul de la réponse du détecteur mais aussi pour le calcul de l'impédance complexe et l'expression des différents termes de bruit.

2.4.3.2 Représentation en schéma-bloc

On veut maintenant établir le schéma-bloc qui décrit ces équations, formalisme utilisé dans l'automatique pour décrire les systèmes asservis et dont on peut trouver un schéma en figure 2.9. Une fluctuation de puissance optique reçue par le détecteur conduit à un changement initial de température. Le changement de température provoque lui-même une variation de la puissance par effet Joule via la polarisation. Par le biais de la rétro-action électrothermique, la variation de puissance par effet Joule est réinjectée en entrée de la boucle sous la forme d'une puissance thermique.

Cet asservissement est mesuré par l'influence d'une petite variation de puissance d'entrée sur la puissance de polarisation réinjectée, c'est-à-dire le gain de la boucle de rétro-action. Il est défini par le produit de la fonction de transfert du circuit

thermique par celle du circuit électrique :

$$\mathscr{L} \equiv \frac{\delta P_J}{\delta P_{sig}} = \frac{\delta P_J}{\delta T} \left. \frac{\delta T}{\delta P_{sig}} \right|_{B.O.} \tag{2.17}$$

Pour déterminer l'expression du gain de boucle, on cherche dans un premier temps à développer le terme de la fonction de transfert thermique. Il s'agit simplement de la fluctuation de température δT causée par l'apport d'un signal optique δP_{sig} en boucle ouverte, c'est-à-dire sans rétro-action et donc sans puissance δP_J. À partir de l'équation 2.16 on a directement :

$$\left. \frac{\delta T}{\delta P_{sig}} \right|_{B.O.} = \frac{1}{G(1 + j\omega\tau)} \tag{2.18}$$

avec la constante de temps thermique intrinsèque du bolomètre $\tau = C/G$.

On s'intéresse maintenant au terme de la fonction de transfert électrique du système asservi, c'est-à-dire la quantité de puissance Joule engendrée par un changement de température. À partir de l'expression calculée dans la partie 2.4.2.2, celle-ci s'écrit :

$$\frac{\delta P_J}{\delta T} = \frac{\alpha P_{J_0}}{T_0} + \frac{(2+\beta)P_{J_0}}{I_0} \frac{\delta I}{\delta T} \tag{2.19}$$

On réexprime le terme $\frac{\delta I}{\delta T}$ à partir de l'équation 2.15 en considérant que les grandeurs qui caractérisent la polarisation ne varient pas. En posant alors $\delta V_{Th} = 0$ et en développant δR on obtient :

$$\frac{\delta I}{\delta T} = -\frac{\alpha I_0 R_0}{L T_0 (j\omega + 1/\tau_{elc})} \tag{2.20}$$

avec $\tau_{elc} = \frac{L}{R_L + R_{dyn}}$ la constante de temps électrique du système. En injectant dans l'équation 2.19 l'expression obtenue dans l'équation 2.20, le terme de rétro-action s'écrit alors :

$$\frac{\delta P_J}{\delta T} = \frac{\alpha P_{J_0}}{T_0} \left(1 - \frac{R_0(2+\beta)}{L(j\omega + 1/\tau_{elc})} \right) \tag{2.21}$$

Les équations 2.18 et 2.21 permettent finalement d'exprimer le gain total de la boucle de rétro-action électrothermique :

$$\mathscr{L} = \frac{1}{G(1 + j\omega\tau)} \frac{\alpha P_{J_0}}{T_0} \left(1 - \frac{R_0(2+\beta)}{L(j\omega + 1/\tau_{elc})} \right) \tag{2.22}$$

Cette grandeur peut prendre un signe positif ou négatif selon le type d'asservissement de la boucle. Quand $\mathscr{L} > 0$, on parle de rétro-action positive, c'est-à-dire que le signal réinjecté en entrée du système est en phase avec le signal d'entrée direct et s'y ajoute, l'amplifie. À l'inverse, $\mathscr{L} < 0$ illustre une contre-réaction où les deux signaux seront en opposition de phase, ce qui limite les excursions autour du signal de sortie.

L'expression de $\mathscr{L}$ calculée plus haut permet de considérer deux cas particuliers importants. Dans le cas fréquent où on travaille à suffisamment basse fréquence, la force de contre-réaction devient :

$$\mathscr{L}(\omega \approx 0) = \frac{\alpha P_{J_0}}{G T_0} \left(\frac{R_L - R_0}{R_L + R_{dyn}} \right) \tag{2.23}$$

La rétro-action positive peut généralement être utilisée pour s'affranchir du niveau de bruit des étages d'amplification du signal, mais dans le cas d'un détecteur qui doit être polarisé sur une plage extrêmement mince de valeurs pour rester sur sa transition, cela le rendrait très difficile à contrôler. Dans le cas d'un bolomètre supraconducteur où $\alpha > 0$, il est donc nécessaire d'avoir recours à une contre-réaction qui présente l'avantage majeur de stabiliser le comportement du détecteur autour d'un point de fonctionnement. Pour que le système soit stable, il faut alors que $\mathscr{L} < 0$, c'est-à-dire que $R_L < R_0$. On retrouve la même condition que celle de polarisation en tension développée dans la partie 2.3.2. Elle est donc satisfaite tant qu'on ne travaille pas trop bas dans la transition, la résistance parasite ajoutant sa contribution à R_L et augmentant encore la contrainte. Notons que dans le cas d'un bolomètre semiconducteur, il faudrait au contraire que $R_L > R_0$ pour que le système reste stable.

Dans le cas où il est de plus raisonnable de négliger la dépendance de la résistance avec le courant devant sa dépendance en température, on a :

$$|\mathscr{L}(\omega \approx 0, \beta \approx 0)| = \frac{\alpha P_{J_0}}{G T_0} \equiv \mathscr{L}_0 \tag{2.24}$$

Ce terme est fréquemment employé dans la littérature pour caractériser la force de la rétro-action indépendamment du type d'asservissement. L'effet de la rétro-action est d'autant plus grand que la valeur de $\mathscr{L}_0$ est importante. Notons que lorsque $\mathscr{L}_0 \gg 1$, on parle d'un régime en forte rétro-action. Dans notre cas, le bas de la transition où α augmente contribue à renforcer la contre-réaction mais au détriment de la puissance de polarisation qui diminue avec la résistance. Pour augmenter P_{J_0} et $\mathscr{L}_0$ expérimentalement, on peut alors jouer sur un courant de travail I_0 plus important. Lors du dimensionnement des bolomètres qui se déroule en amont de leur fabrication, on peut aussi choisir de réduire la conductance thermique G en diminuant la section des poutres qui soutiennent le pixel ou en les allongeant.

2.4.3.3 Calcul de la réponse du détecteur

La réponse du TES polarisé en tension et contre-réactionné permet de déterminer sa sensibilité à travers la quantité de courant mesurable (variable de sortie) extraite à partir d'une puissance optique reçue (signal d'entrée), où toute l'information est

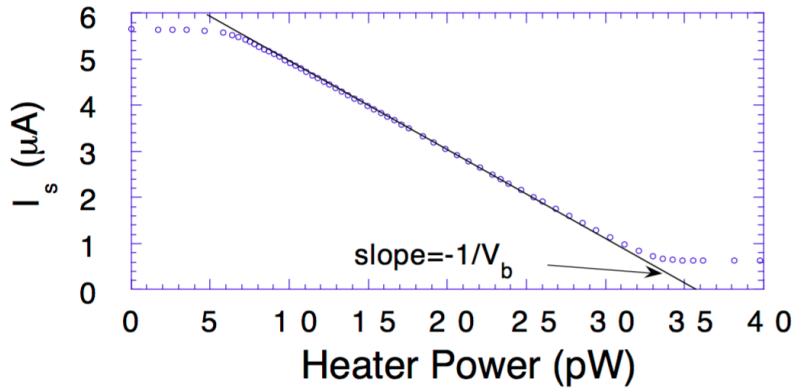


FIGURE 2.10 – Réponse d'un TES en titane polarisé en tension développé par l'équipe de A. Lee et P. Richards [68]. Lorsque la contre-réaction est forte, la réponse donnée par $S_I(\omega) = \delta I/\delta P_{sig}$ devient linéaire selon $S_I = -1/V_b$ avec V_b la tension de polarisation. La même équipe montre également que lorsque ce régime est atteint, la puissance totale dissipée dans le détecteur est globalement constante.

contenue (voir figure 2.9).

$$S_I(\omega) \equiv \frac{\delta I}{\delta P_{sig}} = \frac{\delta I}{\delta T}\frac{\delta T}{\delta P_{sig}} \tag{2.25}$$

Plus elle est élevée et moins il y a de contrainte sur le bruit de l'électronique. Le premier terme a été calculé en 2.20. Le second est à distinguer de celui calculé en 2.18 car il inclut ici dans la puissance d'entrée la part de puissance générée par la contre-réaction. On obtient à partir de l'équation 2.16 et de l'expression 2.19 :

$$\frac{\delta P_{sig}}{\delta T} = \frac{G\mathscr{L}_0 R_0(1+\beta)}{L(j\omega + 1/\tau_{elec})}\left[1 + \frac{1}{1+\beta} + \frac{L}{R_0(1+\beta)}\frac{\tau}{\mathscr{L}_0}\left(j\omega + \frac{1-\mathscr{L}_0}{\tau}\right)\left(j\omega + \frac{1}{\tau_{elc}}\right)\right] \tag{2.26}$$

qui fournit finalement la forme générale de la réponse du bolomètre, lorsque sa résistance dépend à la fois de la température et de la polarisation :

$$S_I(\omega) = \frac{-1}{I_0 R_{dyn}}\left[1 + \frac{1}{1+\beta} + \frac{L}{R_{dyn}}\frac{\tau}{\mathscr{L}_0}\left(j\omega + \frac{1-\mathscr{L}_0}{\tau}\right)\left(j\omega + \frac{1}{\tau_{elc}}\right)\right]^{-1} \tag{2.27}$$

Cette expression peu commode mais qui fait apparaître les pôles thermique et électrique se simplifie lorsque l'on considère les cas particuliers courants qu'on a déjà rencontrés plus haut. Lorsque l'on travaille à une fréquence suffisamment basse pour être sous le pôle électrique par exemple, la réponse devient :

$$S_I(\omega \approx 0) = \frac{-1}{I_0 R_{dyn}}\left[1 + \frac{1}{1+\beta} - \frac{\mathscr{L}_0 - 1}{\mathscr{L}_0}\left(1 + \frac{R_L}{R_{dyn}}\right)\right]^{-1} \tag{2.28}$$

Si on ajoute comme condition que la contre-réaction est forte, l'expression se simplifie

en :

$$S_I(\omega \approx 0, \mathscr{L}_0 \gg 1) = \frac{-1}{I_0(R_0 - R_L)} \tag{2.29}$$

La forte contre-réaction permet à la réponse du bolomètre de devenir indépendante au premier ordre de ses paramètres intrinsèques comme α et β, elle ne dépend plus que de la tension de polarisation. Un exemple d'une telle réponse obtenue par l'équipe de A. Lee et P. Richards est donné dans la figure 2.10. Il s'agit ainsi d'un avantage très intéressant lorsque l'on a affaire à des matrices de plusieurs centaines de pixels polarisés de la même manière et dont la fabrication peut occasionner des différences individuelles dans la température critique, la largeur de la transition etc. Ainsi les performances des détecteurs sont rendues plus uniformes et reproductibles mais cela requiert de satisfaire à des conditions exigeantes. En pratique, on s'éloigne principalement du régime à basse fréquence décrit par l'équation 2.29 dans deux cas :

— dans le bas de la transition supraconductrice, car β n'est plus nécessairement négligeable et R_0 se rapproche de R_L ce qui de plus ne garantit plus la stabilité du système.

— dans le haut de la transition lorsque R_0 est proche de la résistance normale R_n car le courant diminue et $\mathscr{L}_0$ se rapproche de l'unité, la contre-réaction n'est plus suffisamment puissante.

2.4.4 Critères de stabilité

Intéressons-nous maintenant aux différents régimes que peut présenter le détecteur en réponse à une petite perturbation de température. Le bolomètre peut réagir par un comportement amorti ou oscillatoire, stable ou non. Pour déterminer les conditions qui gouvernent ces types de régime, on introduit la notation τ_I, la constante de temps thermique en l'absence de perturbation de courant :

$$\tau_I = \frac{\tau}{1 - \mathscr{L}_0} \tag{2.30}$$

À partir de cette notation, l'équation générale de la réponse calculée en 2.27 peut se réécrire :

$$S_I(\omega) = \frac{-1}{I_0 R_{dyn}} \left[\frac{L}{R_{dyn}} \frac{\tau}{\mathscr{L}_0} \left((j\omega)^2 + j\omega \left(\frac{1}{\tau_{elc}} + \frac{1}{\tau_I} \right) + \frac{1}{\tau_I \tau_{elc}} + \frac{R_0 \mathscr{L}_0}{L\tau}(2+\beta) \right) \right]^{-1} \tag{2.31}$$

qui se réduit en

$$S_I(\omega) = \frac{-1}{I_0 R_{dyn}} \left[\frac{L}{R_{dyn}} \frac{\tau}{\mathscr{L}_0} \left(j\omega + \frac{1}{\tau_-} \right) \left(j\omega + \frac{1}{\tau_+} \right) \right]^{-1} \tag{2.32}$$

soit encore

$$S_I(\omega) = \frac{S_I(0)}{(1 + j\omega\tau_+)(1 + j\omega\tau_-)} \tag{2.33}$$

avec les constantes de temps τ_+ et τ_- les deux pôles de la réponse tels que :

$$\frac{1}{\tau_\pm} = \frac{1}{2\tau_{elc}} + \frac{1}{2\tau_I} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{1}{\tau_{elc}} - \frac{1}{\tau_I}\right)^2 - 4\left(\frac{R_0}{L}\frac{\mathscr{L}_0}{\tau}(2+\beta)\right)} \tag{2.34}$$

La réponse en courant à une fluctuation de température δT dans le domaine temporel s'écrit comme la somme de deux exponentielles décroissantes de temps caractéristiques τ_+ et τ_-. Ces deux constantes peuvent alors être interprétées comme le temps d'excitation et de relaxation ou de retour à l'état stationnaire du système après une petite perturbation δT. Si ces constantes sont réelles positives, les exponentielles n'ont pas de composante sinusoïdale. La réponse n'oscille pas et si elle n'est pas excitée, regagne l'état stationnaire par un régime amorti apériodique, le système restant stable. En revanche si elles sont complexes, la réponse oscille de manière pseudo-périodique et peut éventuellement devenir instable si la partie réelle de τ_+ et τ_- est négative, les exponentielles devenant alors croissantes.

Mathématiquement, le régime amorti apériodique est atteint si τ_+ et τ_- sont réelles, c'est-à-dire :

$$\left(\frac{1}{\tau_I} - \frac{1}{\tau_{elc}}\right)^2 - 4\left(\frac{R_0}{L}\frac{\mathscr{L}_0}{\tau}(2+\beta)\right) \geq 0 \tag{2.35}$$

Cette condition se traduit à partir de l'équation 2.34 par :

$$\tau_+ \leq \tau_- \tag{2.36}$$

ce qui aboutit en pratique à une contrainte sur l'inductance du circuit de polarisation. En résolvant L au cas limite $\tau_+ = \tau_-$, on trouve :

$$L_{crit\pm} = \left\{\mathscr{L}_0\left(3+\beta-\frac{R_L}{R_0}\right) + \left(1+\beta+\frac{R_L}{R_0}\right) \pm 2\sqrt{\mathscr{L}_0(2+\beta)\left[\mathscr{L}_0\left(1-\frac{R_L}{R_0}\right) + \left(1+\beta+\frac{R_L}{R_0}\right)\right]}\right\}\frac{R_0\tau}{(\mathscr{L}_0-1)^2} \tag{2.37}$$

La réponse suit un régime amorti et le système est donc stable si l'inductance L vérifie :

$$L \neq L_{osc}\ , \qquad L_{crit-} < L_{osc} < L_{crit+} \tag{2.38}$$

Il est plus judicieux de travailler à $L < L_{crit-}$ qu'à $L > L_{crit+}$ de manière à ce que la fréquence de coupure électrique $1/\tau_{elc}$ reste grande devant la fréquence de travail, d'autant plus qu'un grand L induirait davantage de bruit d'amplification. Dans le cas idéal où $R_L = 0$, $\beta = 0$ et en forte contre-réaction $\mathscr{L}_0 \gg 1$, l'équation 2.37 se simplifie et la condition de stabilité devient :

$$\frac{L}{R_0} < \frac{\tau}{\mathscr{L}_0}\left(3-2\sqrt{2}\right) \tag{2.39}$$

Si la condition 2.35 n'est pas remplie, cela signifie que la réponse du bolomètre oscille (τ_+ et τ_- sont complexes) mais pas nécessairement qu'elle est instable. Pour que les oscillations tendent vers l'état stationnaire, il faut que la partie réelle de τ_+ et τ_- soit positive :

$$\mathrm{Re}\left[\frac{1}{\tau_{elc}}+\frac{1}{\tau_I}-\sqrt{\left(\frac{1}{\tau_{elc}}-\frac{1}{\tau_I}\right)^2-4\left(\frac{R_0}{L}\frac{\mathscr{L}_0}{\tau}(2+\beta)\right)}\right]>0 \tag{2.40}$$

Si $\tau_+ < \tau_-$, la réponse subit un amortissement et l'équation devient :

$$\frac{1}{\tau_{elc}}+\frac{1}{\tau_I}>\sqrt{\left(\frac{1}{\tau_{elc}}-\frac{1}{\tau_I}\right)^2-4\left(\frac{R_0}{L}\frac{\mathscr{L}_0}{\tau}(2+\beta)\right)} \tag{2.41}$$

qui en développant l'expression de τ_{elc} et τ_I se réduit en :

$$R_0 > \frac{\mathscr{L}_0-1}{\mathscr{L}_0+1+\beta}R_L \tag{2.42}$$

Lorsqu'on est en forte contre-réaction, cette condition est automatiquement satisfaite si $R_0 > R_L$.

Dans le cas d'un régime pseudo-périodique, la partie réelle de la racine carrée dans l'équation 2.40 devient nulle et la condition de stabilité s'écrit :

$$\tau > (\mathscr{L}_0-1)\tau_{elc} \tag{2.43}$$

ce qui est équivalent à $\mathscr{L}_0 \leq 1$ ou bien si $\mathscr{L}_0 > 1$, à :

$$L < \frac{\tau}{\mathscr{L}_0-1}(R_L+R_{dyn}) \tag{2.44}$$

Comme pour la condition de stabilité 2.39, cela apporte une contrainte sur la rapidité du système et la valeur de l'inductance. Cela justifie de privilégier une inductance la plus faible possible et de veiller à ne pas pas rendre τ trop petit donc le TES trop rapide. Si la conductance thermique G dont la valeur doit être avant tout ajustée pour répondre à d'autres compromis n'est pas suffisamment petite, il est possible d'assurer la stabilité du détecteur en augmentant un peu la capacité calorifique C, par exemple par l'ajout d'un dépôt d'or comme il a été fait dans les TES des expériences BICEP2 et SPIDER [71].

Pour résumer, un TES contre-réactionné polarisé en tension suivant un régime amorti (critique ou apériodique) est stable quand $R_0 > R_L$ et qu'il vérifie la condition 2.39. S'il y a des oscillations électrothermiques en revanche, le système reste stable et tend vers l'état stationnaire s'il vérifie la condition 2.43 lorsque le gain de boucle $\mathscr{L}_0$ est important. Les conditions de stabilité du système sont récapitulées dans le tableau 2.1.

L	L_{crit-}		L_{crit+}
Régime	Apériodique	Pseudo-périodique	Apériodique
Atteint si	τ_+ et τ_- réelles	τ_+ et τ_- complexes	τ_+ et τ_- réelles
Stable ssi	$L < \frac{R_0\tau}{\mathscr{L}_0}(3-2\sqrt{2})$	$\mathscr{L}_0 \leqslant 1$ ou bien $\mathscr{L}_0 > 1$ et $L < \frac{\tau}{\mathscr{L}_0 - 1}(R_L + R_{dyn})$	$L > \frac{R_0\tau}{\mathscr{L}_0}(3+2\sqrt{2})$

TABLE 2.1 – Les différents régimes possibles du TES en contre-réaction et les conditions sur l'inductance du circuit de lecture L pour que le système reste stable.

Il est intéressant de remarquer que quand L est suffisamment petit pour que $\tau_+ \ll \tau_-$, les deux pôles n'interagissent plus et les constantes de temps s'éloignent l'une de l'autre. La constante de temps τ_+ devient alors :

$$\tau_+ \to \tau_{elc} \tag{2.45}$$

la constante de temps électrique classique du bolomètre. Quant à τ_- elle devient par un développement limité :

$$\frac{1}{\tau_-} \to \frac{1}{2\tau_{elc}} + \frac{1}{2\tau_I} - \frac{1}{2\tau_{elc}}\left\{1 + \frac{1}{2}\left[\frac{\tau_{elc}^2}{\tau_I^2} - \frac{2\tau_{elc}}{\tau_I} - 4\tau_{elc}^2\frac{R_0}{L}\frac{\mathscr{L}_0}{\tau}(2+\beta)\right]\right\} \tag{2.46}$$

$$\tau_- \to \tau\,\frac{1+\beta+\dfrac{R_L}{R_0}}{1+\beta+\dfrac{R_L}{R_0}+(1-\dfrac{R_L}{R_0})\mathscr{L}_0} = \frac{\tau}{1+\dfrac{R_0-R_L}{R_{dyn}+R_L}\mathscr{L}_0} \equiv \tau_{eff} \tag{2.47}$$

la constante de temps thermique effective du bolomètre. Dans le cas d'une parfaite polarisation en tension, elle devient finalement :

$$\tau_{eff}(\beta \approx 0, R_L \ll R_0) = \frac{\tau}{1+\mathscr{L}_0} \tag{2.48}$$

La contre-réaction a pour effet d'accélérer la constante de temps thermique du bolomètre par rapport à sa constante naturelle. Cela peut se comprendre par le fait que la réponse par effet Joule à un changement thermique est plus rapide que le temps de relaxation thermique naturel du bolomètre. Tout se passe comme s'il était davantage couplé au bain thermique avec une conductance dynamique $G_{eff} = G(1+\mathscr{L}_0)$. Cela aboutit à un élargissement de la bande passante utile mais en contrepartie, le produit gain-bande restant constant, à une diminution du gain thermique direct (équation 2.18). Bien que la contre-réaction n'augmente pas le rapport du signal au bruit, la diminution de la constante thermique permet par exemple de pouvoir séparer plus facilement la détection de deux événements qui induisent une perturbation de température. On pense en particulier aux calorimètres où cette propriété permet d'augmenter le taux de comptage d'événements et d'éviter une sortie du régime

linéaire voire une saturation du détecteur [7].

Un autre avantage très important de la contre-réaction réside dans le fait qu'elle permet à chaque détecteur de s'auto-réguler en température sur sa transition supraconductrice : quand un détecteur polarisé en tension est entré dans le régime où la contre-réaction est forte avec $T_{bath} < T_0$, la dissipation de puissance par effet Joule assure à la façon d'un thermostat le chauffage ou l'arrêt du chauffage du bolomètre, ce qui le stabilise et le rend peu sensible aux fluctuations de la température du bain. Une fois de plus, cela joue en faveur des matrices de TES si les transitions des différents pixels R(T) ne se superposent pas, d'autant plus qu'ils sont tous reliés à la même source thermique T_{bath}.

2.4.5 Impédance complexe

Un point utile dans la caractérisation des détecteurs est la mesure de leur impédance complexe. Quand un bolomètre est en fonctionnement et qu'il reçoit un signal optique, il peut s'avérer délicat de déterminer ses paramètres intrinsèques à partir de sa réponse. La mesure d'impédance complexe permet d'extraire les paramètres β, $\mathscr{L}_0$, τ et L dans un environnement contrôlé : on injecte à un pixel « dans le noir » une tension de polarisation continue qui fait office d'état stationnaire à laquelle on ajoute un signal alternatif de relativement faible amplitude. On simule ainsi de petites perturbations qui seraient le résultat d'une fluctuation de puissance optique si le pixel était opérationnel et on sonde les différents paramètres accessibles en restant dans la limite des petits signaux. Cette mesure est réalisable avec un analyseur de spectre sur la plage de fréquences utiles avec une source de bruit blanc de bande limitée.

L'impédance complexe du bolomètre s'écrit :

$$Z_{TES}(\omega) \equiv \frac{\delta V}{\delta I} \tag{2.49}$$

avec δV la petite fluctuation alternative de polarisation. Pour développer l'expression, on a besoin d'exprimer δV en fonction de δI. Pour cela il suffit de différencier la loi d'Ohm :

$$\delta V = R_0 \delta I + I_0 \delta R \tag{2.50}$$

et d'exprimer δR en fonction de δV :

$$\frac{\delta R}{\delta V} = \frac{\delta R}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta P_J} \frac{\delta P_J}{\delta V} \tag{2.51}$$

7. Remarquons aussi qu'à la limite $\mathscr{L}_0 \to \infty$, le gain thermique direct devient nul et la constante thermique est tellement accélérée que la température du bolomètre reste constante.

À partir de l'expression 2.7, le premier terme s'écrit :

$$\frac{\delta R}{\delta T} = \alpha \frac{R_0}{T_0} + \beta \frac{R_0}{I_0} \frac{\delta I}{\delta R} \frac{\delta R}{\delta T} \tag{2.52}$$

$$= \alpha \frac{R_0}{T_0} (1+\beta)^{-1} \tag{2.53}$$

En l'absence de puissance optique, le second terme devient à partir de l'équation 2.16 :

$$\frac{\delta T}{\delta P_J} = \frac{1}{G(1+j\omega\tau)} \tag{2.54}$$

On différencie maintenant l'expression de la puissance dissipée par effet Joule et on a :

$$\delta P_J = R_0 I_0 \delta I + I_0 \delta V \tag{2.55}$$

ce qui nous permet de réécrire l'équation 2.50 telle que :

$$\delta V = R_0 \delta I + I_0 \left(\alpha \frac{R_0}{T_0 G} \frac{R_0 I_0 \delta I + I_0 \delta V}{(1+\beta)(1+j\omega\tau)} \right) \tag{2.56}$$

À la fin, l'impédance complexe s'écrit :

$$Z_{TES} = R_0 \frac{(1+\beta)(1+j\omega\tau) + \mathscr{L}_0}{(1+j\omega\tau) - \mathscr{L}_0} \tag{2.57}$$

où on peut noter deux cas particuliers dans le cas d'une forte contre-réaction ($\mathscr{L}_0 \gg 1$), quand $\omega = 0$ ou $\omega \to \infty$:

$$Z_{TES}(0) = -R_0 \tag{2.58}$$

$$Z_{TES}(\infty) = R_0(1+\beta) = R_{dyn} \tag{2.59}$$

2.4.6 Bruits intrinsèques associés au détecteur

Lorsque le bolomètre est en fonctionnement, ses performances sont affectées par différentes sources de bruit non corrélées, plus contraignantes et déterminantes encore que sa réponse seule. La source principale de bruit à considérer provient de la mesure en elle-même : elle est due au signal optique reçu dans lequel, pour une expérience au sol, l'émissivité de l'atmosphère représente une part très importante et sur laquelle aucun paramètre expérimental des détecteurs ne peut intervenir. Comme on le verra dans la section 3.1.2 du chapitre 3, il est nécessaire de connaître ce niveau « incompressible » de bruit de photons avant le dimensionnement des pixels, car on doit veiller à ce que le bruit total intrinsèque du bolomètre lui soit inférieur et à ce qu'il ne risque pas de le saturer.

On s'intéresse ici aux sources de bruits qui sont intrinsèques au détecteur et à son circuit direct de polarisation. Ces sources sont principalement du bruit thermique de deux sortes : l'un dû aux phonons entre le détecteur et le bain thermique et l'autre,

le bruit Johnson, qui existe dans tout élément résistif.

De manière à pouvoir comparer la contribution des différents bruits, on fait appel à une grandeur en particulier, la puissance équivalente de bruit ou NEP (pour *Noise Equivalent Power*). En général, on peut caractériser le contenu spectral d'un bruit $x(t)$ par sa densité spectrale de puissance (PSD), qui ne fait pas intervenir de notion de bande passante.

$$PSD_x(\omega) = \frac{2}{T}\left|\int_0^T x(t)e^{-j2\pi\omega t}dt\right|^2 \tag{2.60}$$

Il s'agit de la transformée de Fourier du signal $x(t)$ rapportée aux fréquences positives et on a donc également par rapport à la moyenne quadratique :

$$\langle \Delta X^2 \rangle = \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty PSD_x(\omega)d\omega \tag{2.61}$$

La puissance équivalente de bruit se calcule alors à partir de la densité spectrale de puissance comme :

$$NEP = \sqrt{PSD_x} \tag{2.62}$$

et s'exprime en [W/$\sqrt{\text{Hz}}$]. Elle peut s'interpréter comme la puissance qu'un signal optique devrait avoir en entrée du détecteur pour égaler le puissance générée par un niveau de bruit sur une bande passante d'un Hertz. Plus la NEP d'un bruit est élevée et plus on a besoin d'un signal fort pour la dépasser. Dans le cas de sources de bruit non corrélées, leurs contributions se somment de manière quadratique. Ainsi :

$$NEP_{tot}^2 = NEP_{h\nu}^2 + NEP_{int}^2 + NEP_{ampli}^2 \tag{2.63}$$

$$NEP_{int}^2 = NEP_{phonon}^2 + NEP_{J_L}^2 + +NEP_{J_{TES}}^2 \tag{2.64}$$

avec $NEP_{h\nu}$ et NEP_{ampli} la puissance équivalente de bruit due aux photons et à l'amplification du signal et NEP_{int} celle due aux bruits intrinsèques du bolomètre et de son circuit direct de polarisation que l'on va développer ci-dessous.

2.4.6.1 Bruit de fluctuation thermique

Dans un cristal à très basse température, les seules excitations thermiques accessibles se font via des ondes élastiques collectives du réseau cristallin. Celles-ci se décomposent selon les modes propres de vibration du réseau, se propagent à la vitesse du son et sont caractérisées par des porteurs de quanta élémentaires d'énergie, les phonons. Dans les matériaux à base de silicium non dopé comme notre système, c'est principalement par l'intermédiaire des phonons que se fait le transfert de chaleur entre le détecteur et le bain thermique au sein du découplage thermique G. Mais comme la propagation des porteurs d'énergie à l'échelle microscopique se fait de manière spontanée et aléatoire, cette fluctuation crée un bruit inévitable que l'on trouve dans la littérature sous la dénomination de bruit de phonons ou de bruit de

fluctuation thermique.

On reprend ici le formalisme employé par Richards [56]. D'après les résultats fondamentaux de la physique statistique [72] [73], les fluctuations d'énergie d'un système macroscopique à la température de référence T ont pour moyenne quadratique :

$$\langle \Delta E^2 \rangle = k_B T^2 C \tag{2.65}$$

avec k_B la constante de Boltzmann et C la capacité calorifique de l'absorbeur et du thermomètre. Dans un bolomètre, la grandeur qui nous intéresse et qui est mesurée est la fluctuation de température, donnée par :

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C} \tag{2.66}$$

En combinant les équations 2.65 et 2.66 et en utilisant la définition donnée en 2.61, on trouve que la moyenne quadratique de cette fluctuation de température s'écrit :

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \frac{k_B T^2}{C} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty S_T(\omega) d\omega \tag{2.67}$$

avec $S_T(\omega)$ la densité spectrale des fluctuations de température. Ce sont ces fluctuations de température qui vont générer dans le lien thermique un bruit que l'on pourrait modéliser comme une puissance d'entrée au circuit thermique qui représente notre système. Pour trouver la relation entre la densité spectrale des fluctuations de température et celle qu'elles engendrent en puissance, on utilise le gain de boucle ouverte de l'équation 2.18 et on trouve :

$$S_T(\omega) = \frac{S_P(\omega)}{G^2 + \omega^2 C^2} \tag{2.68}$$

avec $S_P(\omega)$ la densité spectrale du bruit généré sur une bande passante d'un Hertz à la fréquence ω. En combinant les deux dernières équations, on l'exprime sur l'ensemble des fréquences :

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{S_P(\omega)}{G^2 + \omega^2 C^2} d\omega = \frac{k_B T^2}{C} \tag{2.69}$$

Comme les fluctuations d'énergie apportées par les phonons sont des processus aléatoires, on considère ici qu'elles sont celles d'un bruit blanc, c'est-à-dire que la densité spectrale de puissance est en fait la même pour toutes les fréquences. On peut donc considérer S_P comme constant sur l'ensemble de la bande passante et en calculant l'intégrale on obtient :

$$S_P = 4 k_B T^2 G \qquad \Longleftrightarrow \qquad NEP_{phonon} = \sqrt{4 k_B T^2 G} \tag{2.70}$$

Cependant, un point concernant la température considérée ici mérite d'être éclairci. Ce calcul est établi à partir d'un système à l'équilibre thermique, quand la tempéra-

ture du détecteur T_0 est la même que celle de la référence thermique T_{bath}. Or on sait que le bolomètre fonctionne à une température supérieure à celle du bain du fait de la puissance de polarisation reçue et de la contre-réaction qui fait qu'il s'auto-régule en température sur sa transition, de sorte que $T_0 \approx T_c$.

L'article de Mather [58] tient compte du gradient de température qui existe dans le lien thermique pour formuler un facteur correctif γ sans dimension à inclure dans l'expression de S_P. Le résultat est indépendant des propriétés géométriques du lien dans le cas de la limite de diffusion, c'est-à-dire à condition que le libre parcours moyen des phonons soit petit devant la longueur caractéristique du lien. L'idée est de découper le lien thermique en petit éléments quasi-isothermes en série dans lesquels on propage l'expression 2.70 en sommant la contribution de flux de chaleur qu'apporte chacun de ces éléments du fait du gradient de température. On obtient une température moyenne pondérée par la conductivité thermique :

$$\gamma = \frac{\int_{T_{bath}}^{T_0} \left[\frac{T\kappa(T)}{T_0\kappa(T_0)}\right]^2 dT}{\int_{T_{bath}}^{T_0} \frac{\kappa(T)}{\kappa(T_0)} dT} \tag{2.71}$$

avec $\kappa(T)$ le facteur que l'on l'a considéré dans l'équation 2.10 : $G(T) = n\kappa T^{n-1}$ soit $\kappa \sim T^{n-1}$. Le coefficient correctif s'écrit alors :

$$\gamma = \frac{n}{2n+1} \frac{1-(T_{bath}/T_0)^{2n+1}}{1-(T_{bath}/T_0)^n} \tag{2.72}$$

et la puissance équivalente de bruit :

$$NEP_{phonon} = \sqrt{\gamma 4 k_B T_0^2 G} \tag{2.73}$$

Ce coefficient sans unité est toujours inférieur à 1 et ne peut pas être négligé. Par exemple pour des bolomètres de température critique $T_c = 450$ mK fonctionnant dans un cryostat régulé à $T_{bath} = 350$ mK avec $n \sim 4,2$ (valeurs mesurées sur la matrice P41 comme on le verra dans la section 6.3) on trouve $\gamma \sim 0,62$ ce qui signifie que la NEP effective est 20 % plus petite que sans la prise en compte de ce facteur. On remarque que pour s'assurer que le bruit de phonon reste bas, on aura tendance à privilégier une température de bain (et donc une température critique) basse et à faire en sorte que l'ensemble absorbeur/thermomètre soit le mieux isolé thermiquement du bain, d'autant plus que la contre-réaction a tendance à augmenter artificiellement la valeur de la conductance thermique via τ_{eff}. En revanche, une conductance trop faible risque de rendre le bolomètre facilement saturé lorsqu'il est soumis à une charge optique. On saisit bien ici le compromis qui gouverne le choix de la valeur de G que l'on verra plus loin.

Pour se faire une idée de l'ordre de grandeur de la puissance équivalente du bruit

de phonons, pour la matrice P41 avec les valeurs précédentes et une conductance thermique due aux bras de suspension en nitrure de silicium (Si_3N_4) mesurée de l'ordre de $G \sim 60$ pW/K on trouve :

$$NEP_{phonon} \sim 2,0 \times 10^{-17} \mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}} \tag{2.74}$$

2.4.6.2 Bruit Johnson de la résistance de charge

Une autre source inévitable de bruit pour les détecteurs résistifs est le bruit Johnson (encore parfois appelé bruit Nyquist). Ce bruit est dû à l'agitation des porteurs de charges dans tout élément conduisant le courant, ce qui produit une fluctuation aléatoire de potentiel aux bornes du composé, indépendamment de toute tension appliquée. En considérant le circuit de Thévenin de la figure 2.8, le bruit Johnson est donc généré d'une part par le thermomètre et d'autre part par la résistance de charge R_L. Ce bruit peut être modélisé comme une source de tension supplémentaire en série dans le circuit de Thévenin.

Commençons par la contribution de la résistance de charge seule. En reprenant les équations 2.15 et 2.16, si on ajoute la source de tension supplémentaire dans le circuit, il se crée une variation de potentiel δV_{J_L} générée par la résistance de charge et les équations deviennent après développement :

$$j\omega L\delta I = \delta V_{Th} + \delta V_{J_L} - (R_0 + R_L)\delta I - \alpha\frac{V_0}{T_0}\delta T - \beta R_0 \delta I \tag{2.75}$$

$$j\omega C\delta T = \delta P_{sig} + \alpha\frac{P_{J_0}}{T_0}\delta T + (2+\beta)\frac{P_{J_0}}{I_0}\delta I - G\delta T \tag{2.76}$$

On cherche à déterminer $\delta I/\delta V_{J_L}$, la fluctuation de courant en sortie induite par la perturbation en tension de la résistance de charge en entrée. En formulant comme précédemment les hypothèses que la polarisation en tension est parfaite, c'est-à-dire que $\delta V_{Th} = 0$ et que le bolomètre n'est soumis à aucune puissance optique $\delta P_{sig} = 0$, les équations 2.75 et 2.76 peuvent se réécrire en exprimant δT en fonction de δI et de δV_{J_L}. On obtient alors respectivement, après introduction des notations employées plus haut :

$$\delta T = -\frac{T_0}{\alpha V_0}(R_L + R_{dyn})(1 + j\omega\tau_{elc})\delta I + \frac{T_0}{\alpha V_0}\delta V_{J_L} \tag{2.77}$$

$$\delta T G(j\omega\tau - \mathscr{L}_0 + 1) = (2+\beta)\frac{P_{J_0}}{I_0}\delta I \tag{2.78}$$

On peut alors substituer l'expression de δT de l'équation 2.78 par celle de l'équation 2.77. L'équation qui en résulte ne fait plus apparaître que des termes dépendant de δI et de δV_{J_L}. Après quelques manipulations, l'équation se simplifie en faisant

apparaître la réponse du bolomètre $S_I(\omega)$ (équation 2.27) et on obtient finalement :

$$\frac{\delta I}{\delta V_{J_L}} = I_0 \frac{1-\mathscr{L}_0}{\mathscr{L}_0}\left(\frac{j\omega\tau}{1-\mathscr{L}_0}+1\right) S_I(\omega) \tag{2.79}$$

Le bruit en courant ${e_{I_L}}^2(\omega)$ généré par la résistance de charge vérifie donc :

$$\frac{{e_{I_L}}^2(\omega)}{{e_{V_L}}^2} = I_0^2\left(\frac{1-\mathscr{L}_0}{\mathscr{L}_0}\right)^2\left|\frac{j\omega\tau}{1-\mathscr{L}_0}+1\right|^2 |S_I(\omega)|^2 \tag{2.80}$$

avec ${e_{V_L}}^2 = 4k_B T_L R_L$ le bruit d'entrée en tension et T_L la température de la résistance de charge. Il vient :

$${e_{I_L}}^2(\omega) = 4k_B T_L R_L I_0^2 \frac{(1-\mathscr{L}_0)^2}{{\mathscr{L}_0}^2}\left(1+\frac{\omega^2\tau^2}{(1-\mathscr{L}_0)^2}\right)|S_I(\omega)|^2 \tag{2.81}$$

Pour exprimer cette grandeur en terme de NEP, il suffit d'utiliser :

$$NEP_{J_L} = \frac{\sqrt{{e_{I_L}}^2(\omega)}}{|S_I(\omega)|} \tag{2.82}$$

$$NEP_{J_L} = \frac{1-\mathscr{L}_0}{\mathscr{L}_0}\sqrt{1+\frac{\omega^2\tau^2}{(1-\mathscr{L}_0)^2}} I_0 \sqrt{4k_B T_L R_L} \tag{2.83}$$

En supposant qu'on se place à basse fréquence et en forte contre-réaction, l'équation 2.83 se simplifie et la NEP se comporte comme :

$$NEP_{J_L} \sim I_0 \sqrt{4k_B T_L R_L} \tag{2.84}$$

On rappelle que la résistance de charge est la somme de la résistance de *shunt* $R_{shunt} = 10$ mΩ et de la résistance parasite R_{para} qui peut être du même ordre de grandeur. En prenant alors $R_L \sim 20$ mΩ, comme la résistance de *shunt* est intégrée à l'étage des SQUIDs thermalisé à 1 K, on peut considérer $T_L \sim 1$ K même si la température effective est probablement un peu plus basse selon l'endroit où la résistance parasite est localisée. En choisissant un point de fonctionnement $I_0 \sim 3$ μA, correspondant à des valeurs moyennes atteintes lors de mesures de $R_0 \sim 570$ mΩ et $V_0 \sim 1,7$ μV (voir les mesures du chapitre 6 et la figure 6.32), on trouve l'ordre de grandeur :

$$NEP_{J_L} \sim 3,2 \times 10^{-18}\ \mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}} \tag{2.85}$$

qui reste petit devant le bruit de phonons du détecteur. On voit que ce bruit dépend beaucoup du point de fonctionnement. Plus on polarise le détecteur bas dans sa transition et plus le bruit sera important, la résistance R_0 sur la transition diminuant plus vite que la tension V_0.

2.4.6.3 Bruit Johnson du détecteur

Du fait qu'il soit résistif, le thermomètre du bolomètre génère également du bruit Johnson dans le courant de sortie. Pour calculer sa contribution, on suit donc un raisonnement analogue à celui utilisé pour la résistance de charge. Si on ajoute une variation de tension $\delta V_{J_{TES}}$ générée par le TES, les équations 2.15 et 2.16 deviennent respectivement :

$$j\omega L\delta I = \delta V_{Th} + \delta V_{J_{TES}} - (R_0 + R_L)\delta I - \alpha\frac{V_0}{T_0}\delta T - \beta R_0\delta I \tag{2.86}$$

$$j\omega C\delta T = \delta P_{sig} + \alpha\frac{P_{J_0}}{T_0}\delta T + (2+\beta)\frac{P_{J_0}}{I_0}\delta I - G\delta T + I_0\delta V_{J_{TES}} \tag{2.87}$$

La seule différence avec la contribution de la résistance de charge est que, le bolomètre étant contre-réactionné, ce bruit de tension en entrée va s'intégrer dans la boucle de contre-réaction et provoquer une fluctuation de puissance supplémentaire aux bornes du détecteur, $I_0\delta V_{J_{TES}}$. Suivant les mêmes considérations que précédemment, le système d'équations 2.77 et 2.78 exprimant δT en fonction de δI et de δV_{J_L} reste donc identique pour $\delta V_{J_{TES}}$ à un terme près, en ce qui concerne l'équation décrivant le bilan de puissance. Le système devient alors :

$$\delta T = -\frac{T_0}{\alpha V_0}(R_L + R_{dyn})(1 + j\omega\tau_{elc})\delta I + \frac{T_0}{\alpha V_0}\delta V_{J_{TES}} \tag{2.88}$$

$$\delta T G(j\omega\tau - \mathscr{L}_0 + 1) = (2+\beta)\frac{P_{J_0}}{I_0}\delta I + I_0\delta V_{J_{TES}} \tag{2.89}$$

Après substitution du δT de l'équation 2.89 par celui de l'équation 2.88 et réduction de l'expression résultante, on obtient :

$$\frac{\delta I}{\delta V_{J_{TES}}} = \frac{I_0}{\mathscr{L}_0}(1 + j\omega\tau)S_I(\omega) \tag{2.90}$$

Avec ${e_{V_{TES}}}^2 = 4k_BT_0R_0$ la fluctuation de tension du thermomètre à l'origine du bruit, le courant généré en sortie s'écrit :

$${e_{I_{TES}}}^2(\omega) = \left(\frac{I_0}{\mathscr{L}_0}\right)^2(1 + \omega^2\tau^2)|S_I(\omega)|^2 4k_BT_0R_0 \tag{2.91}$$

d'où on en déduit l'expression de la NEP correspondante :

$$NEP_{J_{TES}} = \sqrt{1+\omega^2\tau^2}\frac{I_0}{\mathscr{L}_0}\sqrt{4k_BT_0R_0} \tag{2.92}$$

qui se simplifie à suffisamment basse fréquence et devient finalement :

$$NEP_{J_{TES}} \sim \frac{I_0}{\mathscr{L}_0}\sqrt{4k_BT_0R_0} \tag{2.93}$$

En prenant les mêmes valeurs I_0 et R_0 que pour le calcul du bruit Johnson de la résistance de charge, $T_0 \sim 450$ mK (voir le chapitre 6 et le tableau 6.1) et en posant $\mathscr{L}_0 \sim 10$, on trouve la contribution du bruit Johnson du TES au bruit total :

$$NEP_{J_{TES}} \sim 1,1 \times 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}} \tag{2.94}$$

Une forte contre-réaction électrothermique diminue d'autant le bruit Johnson du TES.

CHAPITRE 3

Des contraintes observationnelles à l'ébauche du détecteur

Le modèle du bolomètre que l'on a considéré dans le chapitre 2 comprend l'ensemble absorbeur/thermomètre relié à la référence en température par un découplage thermique G. Dans ce chapitre, on se propose de réaliser à partir de ce modèle le design théorique des bolomètres supraconducteurs pour une application CMB selon leur intégration dans un instrument implanté au sol ou dans l'espace. On établit d'abord les principaux paramètres extérieurs spécifiques à l'environnement et au fonctionnement des expériences envisagées, puis on expose comment ces paramètres observationnels se répercutent comme contraintes sur le dimensionnement du détecteur, en particulier sur sa fuite thermique. Ces contraintes nous servent enfin à dresser le portrait d'un détecteur idéal.

3.1 Estimer les paramètres d'observation

Pour fabriquer des détecteurs performants, il faut procéder en amont à un travail de dimensionnement. Celui-ci dépend beaucoup des conditions de l'expérience, c'est pourquoi il est nécessaire de connaître au préalable le type d'application destiné à l'instrument dans son ensemble (type d'implantation, fréquences d'observation, design du télescope etc.). On se place ici dans le contexte d'une expérience au sol type QUBIC et d'une expérience spatiale type COrE dans l'hypothèse où les détecteurs retenus seraient des TESs.

3.1.1 La charge optique

Lorsque l'instrument final est en fonctionnement et que les bolomètres sont prêts à prendre des données, ils sont soumis à une puissance optique totale $P_{ray} = P_{back} + \delta P_{sig}$ en parallèle de toute puissance générée par leur chaîne de lecture. Cette charge optique est bien entendu constituée du signal utile contenant les informations que l'on cherche à détecter, mais elle est surtout dominée par la radiation provenant de l'ensemble de l'environnement thermique des détecteurs. Parmi les contributions

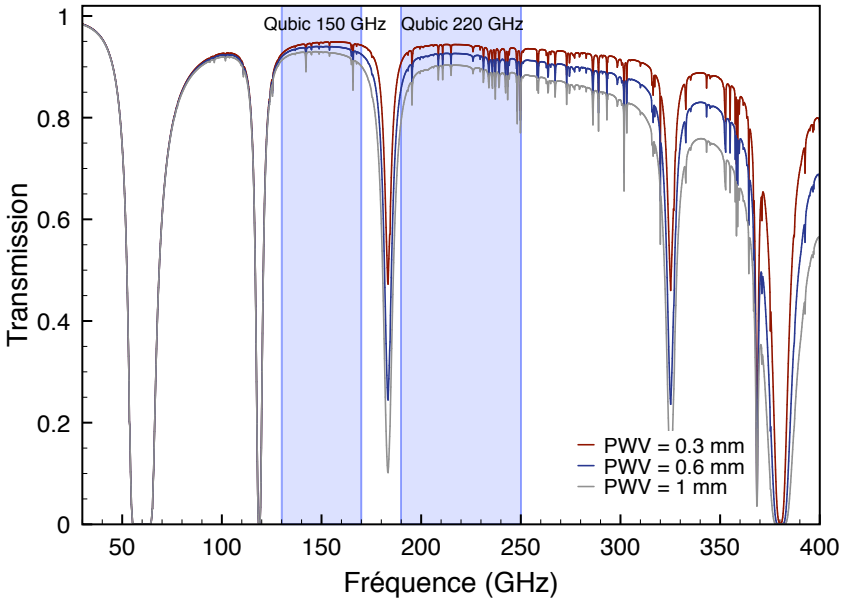


FIGURE 3.1 – Transmission de l'atmosphère au Dôme C (à plus de 3200 m d'altitude en Antarctique), site de la station de recherche Concordia pour différentes quantités d'eau précipitable (PWV), issues des données [74]. Les valeurs pour PWV = 1 mm correspondent aux conditions habituelles d'été austral tandis que celles pour PWV = 0.6 mm et pour 0.3 mm sont typiques de l'hiver. Les cadres bleus correspondent aux deux bandes de fréquences couvertes par QUBIC à 150 et 220 GHz avec une bande passante de 25 %. On identifie la raie d'absorption de la vapeur d'eau de l'atmosphère à 180 GHz entre ces deux bandes et que la bande d'observation à 220 GHz est relativement sensible à l'humidité de l'atmosphère. Ces conditions atmosphériques sont parmi les meilleures accessibles sur Terre dans ce domaine, ce graphe met donc en avant l'importance du choix du site d'observation.

principales à cette charge, on peut citer les sources suivantes :

- la boîte froide contenant les détecteurs
- les éléments du télescope externes à la boîte froide (miroirs, fenêtre d'entrée du cryostat, filtres optiques, lame demi-onde etc.)
- la radiation parasite provenant de sources externes (sol par exemple)
- celle des photons du ciel astronomique : principalement ceux du CMB (dont seulement $\sim 1/10^6$ transporte l'information sur sa polarisation linéaire) mais également du CIB
- et dans le cas d'une expérience au sol, l'émission de l'atmosphère elle-même qui peut devenir la contribution majoritaire dans la puissance optique totale vue par les détecteurs.

Notons qu'en dehors de son effet par émission, l'atmosphère se comporte également comme un filtre sélectif vis-à-vis des photons qui la traversent, y compris ceux du CMB où seules quelques fenêtres de fréquences sont accessibles à l'observation. La transmission de l'atmosphère dépend en grande partie de l'eau précipitable, c'est-à-

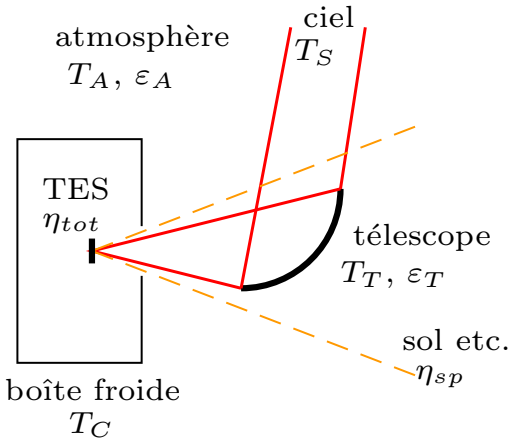


FIGURE 3.2 – Les différentes contributions de l'environnement à la puissance optique reçue par un détecteur au sol. Celui-ci reçoit du rayonnement provenant du ciel astronomique qu'il est en train d'observer auquel s'ajoute une contribution de l'atmosphère, du télescope, de sources parasites incluses dans son champ de vue et de la boite froide qui contient le pixel.

dire de la quantité d'eau qui pourrait être obtenue si toute la vapeur d'eau contenue dans une colonne d'air était condensée et précipitée. Plus l'atmosphère est humide et plus elle est opaque. On trouve en outre les raies d'absorption du dioxygène autour de 60 et 120 GHz et de la vapeur d'eau proche de 180 GHz, ce qui se situe dans la gamme de fréquences intéressante pour les observations CMB. Cela justifie l'importance de la sélectivité des filtres de l'instrument et du choix du site où l'air doit être extrêmement sec (la quantité d'eau précipitable doit être inférieure ou de l'ordre d'un millimètre, soit des conditions désertiques et/ou de haute altitude). La figure 3.1 donne en exemple une représentation de la transmission de l'atmosphère à la station Concordia, en Antarctique. Dans le cas d'une expérience ballon où l'altitude de vol est de l'ordre de 35 km, on se situe dans une situation intermédiaire avec les conditions du spatial, l'atmosphère étant beaucoup plus fine à cette distance du sol. Elle aura donc moins d'effet, tant par émission que par transmission vis-à-vis du signal utile.

Pour évaluer la puissance rayonnnée sur les détecteurs par les éléments considérés ci-dessus, on adopte dans les grandes lignes le principe suivi dans [75]. À la fréquence d'observation ν et à la largeur de bande $\Delta\nu$ donnée, chaque corps à la température T émet une luminance $\varepsilon B_\nu(T)$ suivant une loi de corps noir avec une émissivité ε et une efficacité η. On rappelle la loi de Planck à la fréquence ν pour un corps à la température T :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \qquad [\mathrm{W}/(\mathrm{m}^2.\ \mathrm{sr.\ Hz})] \tag{3.1}$$

La contribution de chaque élément rayonnant est adaptée à la spécificité du système en prenant en compte l'étendue géométrique $A\Omega$ avec laquelle les détecteurs voient le rayonnement incident, le chemin optique suivi dans le télescope (transmission des filtres etc.) et l'efficacité d'absorption des détecteurs. En considérant une atmosphère totalement transparente pour l'expérience au sol, on obtient une puissance de charge optique par bolomètre de la forme très générale :

$$P_{ray} = A\Omega\Delta\nu\eta_{tot}\left[B_{ext} + \frac{1-\eta_{sp}}{\eta_{sp}}B_{int}\right] \tag{3.2}$$

où η_{tot} est la transmission totale du système (le produit des transmissions optiques des éléments du télescope, de l'efficacité du détecteur etc.) et η_{sp} est l'efficacité du *spillover* qui traduit la contamination des lobes secondaires par les émissions de sources parasites comme le sol, le Soleil ou la Lune (pour plus de détails à ce sujet et sur la nécessité d'installer différents boucliers pour limiter leur effet dans le cadre de QUBIC, voir [76]).

On définit B_{ext} la luminance externe prenant en compte le rayonnement du télescope, du ciel et de l'atmosphère et B_{int} celle de la boîte froide contenant les détecteurs telles que :

$$B_{ext} = \varepsilon_T B_\nu(T_T) + \varepsilon_A(1-\varepsilon_T)B_\nu(T_A) + (1-\varepsilon_A)(1-\varepsilon_T)B_\nu(T_S) \tag{3.3}$$

$$B_{int} = B_\nu(T_C) \tag{3.4}$$

avec $T_{A,T,S,C}$ les températures respectives de l'atmosphère, du télescope, du ciel astronomique et de la boîte froide des détecteurs, et $\varepsilon_{A,T}$ les émissivités correspondantes. Ces contributions dans le système optique sont schématisées en figure 3.2.

En prenant en compte ces considérations, la puissance de charge optique totale reçue par détecteur est donnée dans le tableau 3.1. Elle est évaluée à partir des données issues des collaborations QUBIC et CORE. Pour QUBIC, le calcul tient compte en détail de l'émissivité et de l'efficacité optique de chaque élément du télescope, pour un détecteur derrière un cornet monomode (ce qui est vrai à 150 GHz mais pas tout à fait à 220 GHz où il existe trois modes, les cornets étant identiques pour les deux fréquences). Pour CORE qui n'est pas limité par l'opacité de l'atmosphère, les gammes spectrales d'observation envisagées vont de 60 à 600 GHz mais on se limite ici à celles qui sont comparables à celles de QUBIC, pour un détecteur monomode également, adapté cette fois à chaque fréquence. Pour des TESs multimode, voir par exemple ceux de l'expérience LSPE-SWIPE [77].

Les détecteurs de l'expérience spatiale reçoivent une charge optique considérablement plus faible que leurs homologues au sol. Cette différence est principalement le résultat de l'absence d'atmosphère à laquelle s'ajoute la diminution de contamination par des sources telles que l'émission du sol ou celle du télescope qui est à une température plus froide. Pour s'en convaincre, on peut regarder le tableau 3.2 qui

Grandeur	Unité	Expérience sol		Expérience spatiale	
Fréquence centrale ν	GHz	150	220	145	220
Largeur de bande $\Delta\nu/\nu$	S.U.	0,25	0,25	0,25	0,25
Puissance par détecteur P_{ray}	pW	4,5	7,0	0,51	0,63

TABLE 3.1 – Charge optique totale par détecteur pour une application au sol ou spatiale.

Type	Part	Boîte froide	Télescope	Excès	Ciel (CMB)	Atmosphère
Sol	[pW]	0,41	1,4	1,0	0,080	1,6
Sol	%	9,2	31	22	1,8	36
Spatial	[pW]	négl.	0,24	0,12	0,15	/
Spatial	%	négl.	47,1	23,5	29,4	/

TABLE 3.2 – Répartition des sources dans la charge optique totale reçue par un détecteur au sol et dans l'espace à 150 GHz. Pour le cas au sol, on a considéré la boîte froide à 1 K, mais en dessous de 500 mK, sa contribution devient complètement négligeable (<1 %) comme c'est le cas pour le spatial. La colonne « Excès » représente la contamination des lobes secondaires par *spillover*, due à des sources non désirées vues par le pixel du fait de l'étendue de son champ de vue.

illustre la part des différentes sources de rayonnement à la charge optique totale d'un détecteur d'une expérience au sol ou spatiale dans une bande spectrale centrée sur 150 GHz.

Pour l'expérience au sol, la puissance radiative du ciel dont une petite quantité seulement contient le signal utile, est nettement minoritaire par rapport à la puissance dégagée par tout l'environnement thermique du bolomètre. Le détecteur du spatial reçoit deux fois plus de puissance du CMB que celui du sol et sa contribution à la puissance totale est beaucoup plus importante. L'absence d'atmosphère permet de préserver le signal du ciel tout en diminuant grandement sa contamination.

3.1.2 Le bruit de photons

Un autre paramètre déterminant de l'observation est le bruit des photons collectés par les détecteurs. Ce bruit est intrinsèquement lié à la nature corpusculaire du rayonnement reçu et il est nécessaire d'en faire une estimation pour que le bruit total dans le bolomètre lui soit inférieur et ne dégrade pas la mesure. À l'échelle d'un détecteur, ce bruit dépend de la quantité d'énergie délivrée via la puissance optique totale reçue P_{ray}, la fréquence d'observation ν et la bande passante $\Delta\nu$. En terme de NEP, les fluctuations du signal de fond s'expriment comme [78] [79] :

$$NEP_{h\nu} \simeq \sqrt{2h\nu P_{ray} + 2\frac{P_{ray}^2}{\Delta\nu}} \tag{3.5}$$

On y distingue deux termes. Le premier, le plus couramment rencontré dans la littérature, est une forme de *shot noise*[1]. Il traduit le comportement aléatoire et non corrélé de l'arrivée des photons sur le TES, selon une distribution de Poisson. Le nombre moyen de photons reçus est inclus dans le terme P_{ray} et la fluctuation de ces événements évolue alors comme $\sqrt{P_{ray}}$.

D'après la statistique de Bose-Einstein appliquée à des photons d'énergie $h\nu$ issus d'un corps noir à la température T, le taux d'occupation des photons (nombre moyen de photons par mode spatial) est donné par :

$$\overline{n}(\nu, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \tag{3.6}$$

Tant que $\overline{n} \ll 1$ c'est-à-dire $h\nu \gg k_B T$, l'arrivée d'un photon est un événement indépendant de celle des autres et le bruit de photons s'exprime seulement comme le terme de Poisson. C'est par exemple le cas pour l'observation en optique ou en proche infrarouge. En revanche si $h\nu \ll k_B T$, le taux d'occupation $\overline{n}$ devient important et les photons arrivent par paquets, les événements d'arrivée sont corrélés, à la manière d'une onde. Il existe alors un bruit de *bunching* [80], le second terme de l'équation 3.5 où la fluctuation des événements d'arrivée augmente comme P_{ray} et non plus comme $\sqrt{P_{ray}}$. C'est le cas à plus grande longueur d'onde, dans l'observation radio par exemple.

Pour les expériences CMB dont les performances sont souvent limitées par le bruit de photons du signal reçu et qu'on qualifie de « BLIP »[2], on se situe couramment dans le cas limite où $\overline{n} \approx 1$, il est donc nécessaire de prendre en compte ces deux termes. C'est cette limite « incompressible » et intrinsèque à la mesure qui favorise le développement de plans focaux avec un grand nombre de détecteurs. En effet, lorsque les détecteurs sont suffisamment performants pour être moins bruyants que le bruit associé à la mesure ($NEP_{int} < NEP_{h\nu}$) et assez petits pour atteindre la résolution optimale, une amélioration possible consiste à multiplier le nombre de détecteurs par N. Ainsi, on capte N fois plus de photons et le bruit associé augmente, mais comme on compte plus de détecteurs, ce bruit se moyenne sur l'ensemble des pixels et à tendance à augmenter en $\sqrt{N}$ plutôt qu'en N. Cette stratégie pour limiter l'impact du bruit de photons s'oppose à l'approche qui consiste à privilégier l'efficacité de la collection des photons via un nombre limité de détecteurs mais où chacun est sensible à différents modes spatiaux.

À partir du tableau 3.1 et dans les mêmes conditions, on peut calculer les valeurs du bruit de photons en ne prenant d'abord en compte que le terme de Poisson, puis que le terme de corrélation et enfin le bruit de photons total. Les résultats sont réunis dans le tableau 3.3.

1. dont la traduction française, peu usitée, est « bruit de grenaille » ou « de Schottky ».
2. pour « Background Limited Instrument Performance ».

Grandeur	Unité	Expérience sol		Expérience spatiale	
Fréquence centrale ν	GHz	150	220	145	220
$NEP_{Poisson}$	$10^{-17}\mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$	3,0	4,5	0,99	1,4
NEP_{bunch}	$10^{-17}\mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$	3,3	4,2	0,38	0,38
$NEP_{h\nu}$	$10^{-17}\mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$	4,5	6,2	1,1	1,5

TABLE 3.3 – Le bruit de photons total pour un détecteur d'une expérience au sol et d'une expérience spatiale, avec la part du *shot noise* seul et du terme de *bunching* seul. On voit qu'au sol, on se situe typiquement dans une régime où les deux termes sont comparables, tandis que dans l'espace, c'est le terme de Poisson qui domine.

Du fait de la charge optique beaucoup plus faible dans l'espace qu'au sol, on retrouve naturellement la même tendance à propos du bruit de photons. Les détecteurs spatiaux seront plus sensibles que les détecteurs au sol mais au prix d'une bien plus forte exigence technologique. On note également que la part de *bunching* dans le bruit total est beaucoup plus petite dans l'espace qu'au sol, où les deux termes sont du même ordre de grandeur.

3.1.3 La constante de temps

3.1.3.1 Stratégie d'observation et échantillonnage

Bien qu'elle s'avère en général moins contraignante que la charge optique ou le bruit de photons, la stratégie utilisée pour balayer le ciel lors de l'observation impose un critère supplémentaire au dimensionnement des bolomètres.

Pour s'affranchir au maximum de la dérive thermique due au bruit en 1/f de l'atmosphère lors de longs temps d'intégration et aussi pour maximiser la redondance des données, les télescopes au sol ont généralement recours à un balayage d'une zone du ciel en va-et-vient. Pour QUBIC, la stratégie retenue consiste à se placer à élévation fixe et à balayer sur le ciel un champ de vue en azimuth sur une amplitude d'une trentaine de degrés à une vitesse $\dot{\theta} \approx 1°/\mathrm{s}$ ou légèrement plus rapide [23]. Après une heure de prise de données durant laquelle le ciel a tourné, on pointe de nouveau l'instrument vers la zone d'intérêt en changeant l'élévation et on reprend le balayage. Cette technique impose aux TESs d'être suffisamment rapides pour pouvoir échantillonner le signal reçu lorsque le télescope est en mouvement.

En considérant la fréquence de coupure du détecteur $f_c = 1/2\pi\tau$ qui impose un filtre passe-bas du premier ordre au signal transmis avec une fonction de transfert $H(f)$, si on veut travailler à une fréquence f telle qu'on conserve au moins 70 % du signal reçu, cela se traduit par :

$$\mid H(f) \mid = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}} \geq \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{3.7}$$

$$\Leftrightarrow \qquad f \leq f_c \tag{3.8}$$

Grandeur	Unité	Expérience sol		Expérience spatiale	
Fréquence centrale ν	GHz	150	220	145	220
Vitesse de balayage $\dot{\theta}$	°/s	1,0	1,0	4,24	4,24
Taille du faisceau θ_{beam}	arcmin	23,5	16,0	7,9	5,2
Constante de temps τ_{max}	ms	62	42	3,3	2,2

TABLE 3.4 – Contrainte sur la constante de temps maximale autorisée τ_{max} pour des détecteurs d'une expérience au sol ou spatiale d'après leur stratégie d'observation.

Or pour respecter le théorème de Nyquist-Shannon, la fréquence d'échantillonnage f_{ech} doit être au moins deux fois plus grande que la fréquence du signal f pour ne pas perdre d'information. Aussi on a $f_{ech} = 2f$ et l'équation 3.8 devient :

$$\frac{f_{ech}}{2} \leq f_c \tag{3.9}$$

Le terme de gauche peut se réécrire :

$$\frac{f_{ech}}{2} = \frac{\dot{\theta}}{\theta_{beam}} \tag{3.10}$$

Il s'agit de la fréquence spatiale couverte durant le balayage, ou encore l'inverse de la durée qu'il faut pour balayer une largeur de faisceau θ_{beam} à la vitesse $\dot{\theta}$. Ainsi l'équation 3.9 se réécrit en :

$$\frac{\dot{\theta}}{\theta_{beam}} \leq \frac{1}{2\pi\tau} \tag{3.11}$$

ce qui se traduit finalement comme une contrainte de rapidité sur la constante de temps τ du détecteur :

$$\tau \leq \tau_{max} = \frac{\theta_{beam}}{2\pi\dot{\theta}} \tag{3.12}$$

Ainsi pour une largeur à mi-hauteur du faisceau $\theta_{beam} = 23.5$' à 150 GHz, il est raisonnable d'échantillonner au minimum à $f_{ech} \approx 16$ Hz soit au maximum à $\tau_{max} \approx 60$ ms.

Pour une expérience spatiale, le principe reste le même avec cependant une méthode de balayage du ciel un peu différente, le télescope effectuant des rotations complètes sur lui-même. Pour COrE, la contrainte sur la constante de temps du détecteur a été définie comme :

$$\tau \leq \tau_{max} = \frac{\theta_{beam}}{3\pi\dot{\theta}} \tag{3.13}$$

Le facteur 3 remplaçant le facteur 2 de la formule 3.12 permet de disposer d'une marge supplémentaire (des détecteurs plus rapides) par rapport à la constante de temps qui avait été retenue pour le satellite *Planck* et son instrument haute fréquence HFI, qui s'est avérée un peu trop juste. La limite supérieure sur les constantes de temps des détecteurs liée à la stratégie d'observation est récapitulée dans le tableau 3.4.

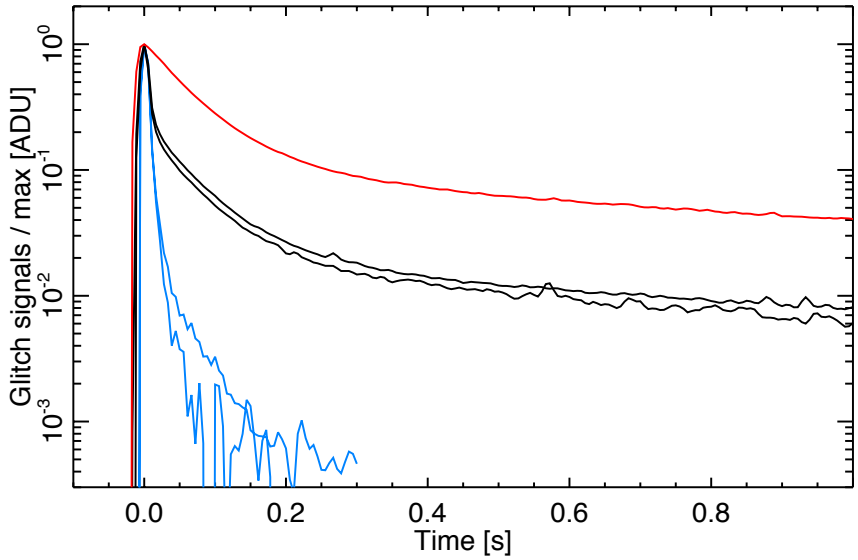


FIGURE 3.3 – Les trois types de *glitches* normalisés typiquement observés dans les données d'un bolomètre sensible à la polarisation de l'instrument HFI de *Planck* [81]. Le temps de montée en amplitude est trop court pour être résolu par le système. Les événements en noir sont les plus fréquents (*glitches* longs), les bleus sont courants (*glitches* courts) et les rouges (*glitches* lents) très rares. On voit clairement que les *glitches* longs se relaxent d'abord selon la même constante de temps que les *glitches* courts ($\approx$ 5 ms), puis présentent une traînée du même ordre de grandeur que les *glitches* longs ($\approx$ 50 ms).

Les TESs issus des premières matrices QUBIC pouvaient facilement atteindre une constante de temps $\tau_{eff} \approx 10$ ms lorsqu'ils étaient en régime contre-réactionné [1]. À la vue de ce tableau, on constate qu'au sol la stratégie de balayage du ciel est très largement compatible avec ce type de détecteurs en terme de rapidité. En revanche il n'en est pas de même dans le spatial où le balayage est plus rapide et la constante de temps beaucoup plus contrainte, ce qui nécessite une modification du design pour être satisfaite.

3.1.3.2 Cas particulier : les *glitches*

Pour les expériences spatiales, une contrainte de temps peut s'ajouter à celle causée par la stratégie d'observation. En effet, l'absence d'atmosphère permet à la charge optique d'être moins importante, mais laisse le détecteur vulnérable face au bombardement hautement énergétique des particules de son environnement cosmique. Pour un satellite placé au point de Lagrange L2 particulièrement intéressant pour les expériences cosmologiques, les principales sources de particules susceptibles d'atteindre le télescope sont le vent solaire (ions et électrons) et le rayonnement cosmique (protons et noyaux d'hélium). Les études menées sur *Planck* HFI tant lors de sa mise en service que lors d'expériences en laboratoire ont permis d'élargir les connaissances à

ce propos [82] [81] [83] [84]. Lorsqu'il y a collision entre ces particules et le plan focal de l'instrument, une partie de leur énergie est absorbée par les détecteurs et crée un signal parasite dans les données, un « *glitch* ». Il se caractérise généralement par un pic très abrupt avec une amplitude et une constante de temps de relaxation qui diffèrent selon leur source. Sur HFI, on a classé ces événements selon trois familles d'après leur allure caractéristique : en majorité des *glitches* dits longs, moins fréquemment des *glitches* courts et très rarement des *glitches* lents dont une représentation caractéristique est donnée en figure 3.3.

On a jugé que l'énergie typique du vent solaire – de l'ordre du keV – n'était pas suffisante pour permettre à ces particules de passer au travers des couches (en cuivre notamment) qui séparent les détecteurs de l'extérieur, sauf en cas d'événement rare comme une éruption solaire, auquel cas les particules sont tellement énergétiques que l'ensemble de l'instrument est perturbé et les données inutilisables. La majorité des *glitches* (longs) est en fait due à des protons galactiques d'énergie supérieure à 39 MeV. Ils sont absorbés par le substrat de silicium qui tient lieu de support à chaque bolomètre et l'énergie se propage alors vers le thermomètre par l'intermédiaire de phonons balistiques dans un premier temps ($\tau_1 \lesssim 5$ ms) puis, plus lentement, par diffusion thermique (τ_2 de 35 à 50 ms). Les *glitches* courts quant à eux ont une énergie caractéristique de l'ordre de 10 Gev à leur arrivée et interagissent directement avec l'absorbeur ou le thermomètre (constante de temps principale $\tau_1 \lesssim 5$ ms).

Dans le cas d'un instrument avec, contrairement à *Planck*, plusieurs centaines de bolomètres fabriqués sur le même support de silicium (*wafer*), les rayons cosmiques pourraient affecter plusieurs détecteurs en même temps. Pour limiter dans une moindre mesure l'effet de certains *glitches*, on pourrait par exemple veiller à augmenter la capacité calorifique de l'ensemble du wafer ou imaginer un moyen de rediriger les phonons balistiques vers l'architecture de montage et non vers les pixels. Les détecteurs doivent néanmoins être assez rapides pour retrouver leur état d'équilibre entre deux événements rapprochés, sous peine de dériver thermiquement et d'arriver à saturation, ce qui engendrerait une perte de données pendant un certain laps de temps.

Sur HFI, il a été mis en évidence que le nombre N_{HFI} de *glitches* par heure et par millimètre carré pour des particules d'énergie supérieure à E était approximativement $N_{HFI} \propto E^{-5/4}$, un ordre de grandeur supérieur à celui qui était attendu. Sur le canal à 143 GHz de *Planck*, la sensibilité est de $NEP_{HFI_{143}} = 1,2 \times 10^{-17}\mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$. Pour le canal à 145 GHz d'une expérience spatiale type COrE où la sensibilité visée est de $NEP_{COrE_{145}} = 1,1 \times 10^{-17}\mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$, le nombre N_{COrE} de *glitches* devrait donc être par heure et par millimètre carré en considérant un comportement identique :

$$N_{COrE} = \left(\frac{NEP_{HFI_{143}}}{NEP_{COrE_{145}}} \right)^{5/4} = 1,1\, N_{HFI} \tag{3.14}$$

Les détecteurs HFI ont sur ce canal une constante de temps $\tau_{HFI} = 5$ ms. Pour des

Grandeur	Unité	*Planck*		COrE	
Fréquence centrale ν	GHz	143	217	145	220
Sensibilité NEP	$10^{-17}\mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$	1,2	1,5	1,1	1,4
Constante de temps τ_{max}	ms	5,0	4,0	4,5	3,6

TABLE 3.5 – Constante de temps maximale autorisée pour les détecteurs d'une expérience spatiale type COrE de façon à ce que la perte de données résultant de l'impact de rayons cosmiques ne provoque pas davantage de perte de données que celle observée chez les détecteurs de *Planck* HFI.

glitches dont l'impact sur les données dure 10τ et un taux d'impact d'environ 100 *glitches* par minute, on a donc une perte de données de 5 secondes par minute, soit de l'ordre de 8 % du fait des rayons cosmiques. Si l'on s'autorise le même taux de perte de données et qu'on l'impose comme un seuil maximum pour COrE, alors on peut calculer la constante de temps maximale correspondante pour les détecteurs. Comme on est d'après l'équation 3.14 davantage affecté par les *glitches* que pour HFI, les détecteurs de COrE doivent être d'autant plus rapide pour ne pas perdre davantage de données, c'est-à-dire qu'il faut qu'ils aient une constante de temps maximum :

$$\tau_{COrE} = \frac{\tau_{HFI}}{1,1} = 4,5 \text{ ms} \tag{3.15}$$

Le même raisonnement est appliqué à l'autre canal et les contraintes sur la rapidité des détecteurs du fait de l'impact des rayons cosmiques pour une expérience type COrE à partir des données HFI sont réunies dans le tableau 3.5.

Les deux expériences ayant des NEP très semblables dans leurs canaux respectifs, les constantes de temps qui en découlent restent bien entendu proches. Dans le tableau 3.4, on avait calculé pour le cas spatial la constante de temps maximale autorisée qui découlait uniquement de la stratégie de balayage du ciel. Ici, on l'a calculée dans le tableau 3.5 en ne prenant en compte que l'impact éventuel des *glitches* sur la perte de données. On remarque que la spécification sur la rapidité des détecteurs de COrE par rapport à l'impact des rayons cosmiques est moins contraignante que celle due à la stratégie d'observation, elle devrait donc poser peu de problèmes. En adoptant donc la constante de temps maximum autorisée par la vitesse de balayage du ciel (tableau 3.4), la perte de données due aux rayons cosmiques devrait alors être de l'ordre de 5 %, ce qui semble satisfaisant [3].

3.2 Contraintes sur les performances du détecteur

On a énuméré et évalué les trois principaux paramètres liés à l'observation dont il faut tenir compte en premier lieu pour le dimensionnement des détecteurs : le bruit

3. Notons que du fait qu'ils ne soient pas des détecteurs thermiques, les KIDs pourraient être 10 à 100 fois moins affectés par les rayons cosmiques que les TESs [83], ce qui en théorie s'avérerait être un avantage en leur faveur pour des missions spatiales.

de photons, la charge optique et la constante de temps liée au balayage du ciel. On étudie ici de quelle manière chacun de ces facteurs limite les possibilités quant au choix des propriétés du détecteur, en particulier celui de sa conductance thermique.

3.2.1 Sensibilité

La contrainte la plus évidente sur le dimensionnement de la fuite thermique est liée à la sensibilité du bolomètre. On a vu dans la partie 3.1.2 que le nombre de photons collectés par les détecteurs est affecté d'une fluctuation moyenne intrinsèque à la mesure qui provoque un bruit dans le signal détecté, le bruit de photons. Seule une petite quantité de la puissance optique reçue contient le signal utile. Pour que ce signal soit détecté sans être dégradé, il faut s'assurer que le bolomètre et sa chaîne de lecture directe soient moins bruyants que le bruit de la mesure. Autrement dit, il faut nécessairement (voir l'équation 2.64 pour rappel) :

$$NEP_{int} \leq NEP_{h\nu} \tag{3.16}$$

Or lorsque le transport de chaleur dans un détecteur se fait principalement par les phonons dans le découplage thermique comme c'est le cas ici, le bruit dominant dans le bolomètre et son circuit de polarisation est à basse fréquence le bruit de phonons (voir la section 2.4.6 du chapitre 2). On peut alors dimensionner le bolomètre à partir des équations 2.73 et 3.5 tel que :

$$NEP_{phonon} \leq NEP_{h\nu} \tag{3.17}$$

$$\Leftrightarrow \quad \sqrt{\gamma 4 k_B T_0^2 G} \leq NEP_{h\nu} \tag{3.18}$$

Cela équivaut à, avec une transition supraconductrice fine où $T_0 \approx T_c$:

$$G \leq G_{sens} = \frac{NEP_{h\nu}^2}{4\gamma k_B T_c^2} \tag{3.19}$$

Cette inéquation donne un ordre de grandeur à la valeur maximale que peut prendre la conductance thermique avant que le bolomètre ne commence à être trop bruyant et à dégrader la mesure. Pour que le bolomètre soit sensible, il doit être suffisamment isolé de son environnement thermique, ce qui se traduit par une fuite thermique de faible valeur. Cette exigence est d'autant plus contraignante pour les expériences spatiales où la charge optique est beaucoup plus faible. Via le terme T_c, on remarque qu'en diminuant la température critique on relâche en partie la contrainte sur la conductance thermique ; et via le paramètre γ que, dans une moindre mesure, la température de bain peut aussi jouer un rôle. L'optimisation du bolomètre repose donc en grande partie sur l'ajustement de la valeur de G en prenant également en compte des paramètres secondaires comme la température critique ou de bain.

3.2.2 Non-saturation

En revanche, une conséquence de ce qui précède est que si le bolomètre est trop isolé thermiquement, il aura des difficultés à évacuer la chaleur générée lorsqu'il est soumis à une charge optique importante et pourra entrer en saturation. Rappelons que lorsqu'il est en fonctionnement et à l'équilibre, le bilan de puissance au niveau de l'ensemble absorbeur/thermomètre peut s'écrire :

$$\Delta P = P_{bath} - (P_{ray} + P_J) \tag{3.20}$$

Quand le TES subit le régime de forte contre-réaction, la puissance totale dissipée à ses bornes $P_r = P_{ray} + P_J$ reste constante et son évacuation est assurée par la fuite thermique tant que $P_{bath} \geq P_r$. Le bolomètre est régulé et ne sature pas. Avec une puissance optique incidente très faible, la puissance dissipée par effet Joule est proche de sa valeur maximale $P_{J_0} = V_{TES}^2/R_0$. Si on imagine maintenant qu'on augmente petit à petit la puissance optique P_{ray}, la puissance P_J diminue d'autant pour que P_r reste constante. Lorsque P_{ray} devient très importante, P_J devient très faible mais finit par ne plus pouvoir compenser l'augmentation de la puissance optique lorsqu'elle atteint $P_{J_{min}} = V_{TES}^2/R_n$ où R_n est la résistance du bolomètre lorsqu'il est dans son état normal. P_r n'est alors plus constante mais commence à augmenter et quand P_{bath} n'est plus suffisamment grande pour évacuer l'accumulation de puissance, le bolomètre sature. Ceci est illustré par la figure 3.4.

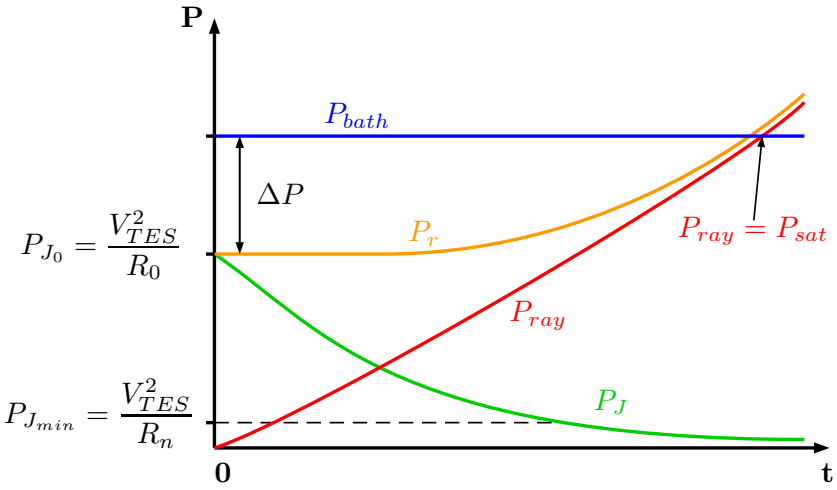


FIGURE 3.4 – Évolution du bilan de puissance aux bornes du TES. Quand le TES subit une forte ETF, sa puissance reçue $P_r = P_{ray} + P_J$ reste constante. Une augmentation de la puissance optique reçue P_{ray} est compensée par une diminution de la puissance de polarisation P_J. Cependant quand la puissance de polarisation ne peut plus diminuer aussi vite que l'augmentation de puissance optique, P_r augmente. Quand la puissance reçue P_r excède finalement la puissance qui peut s'échapper par la fuite thermique P_{bath}, le bolomètre sature.

En d'autres termes, la puissance de saturation est la puissance optique totale qu'il faut mobiliser pour neutraliser l'effet de la contre-réaction, c'est-à-dire faire sortir un bolomètre de sa transition supraconductrice et le rendre normal. On comprend intuitivement que cette puissance de saturation dépend principalement de trois choses :

- la conductance thermique G. Plus la conductance est grande et plus il faut apporter de puissance optique pour surmonter sa capacité à réguler le détecteur.
- la température de bain T_{bath}. Plus elle est basse et plus la fuite thermique évacue facilement la chaleur, donc plus la puissance de saturation est grande.
- le point de fonctionnement R_0, c'est-à-dire l'endroit dans la transition supraconductrice où on polarise le TES. Plus celui-ci est proche de son état supraconducteur et plus il faudra également apporter de puissance pour rendre le TES normal. De manière analogue, plus la résistance à l'état normal R_n est grande et plus la puissance de polarisation P_J peut compenser la puissance optique, donc plus la puissance de saturation est grande.

La puissance de saturation à T_0 est le seuil minimum de puissance optique $P_{ray} = P_{sat}$ nécessaire pour dépasser la puissance de fuite, lorsque la puissance dissipée par effet Joule a atteint son seuil minimum $P_{J_{min}}$. Cela se produit quand $\Delta P = 0$ soit à partir de l'équation 3.20 :

$$\begin{aligned} P_{sat} &= P_{bath}(T_0) - P_{J_{min}} \\ &= P_{bath}(T_0) - V_0^2/R_n \end{aligned} \tag{3.21}$$

Et si on considère la transition supraconductrice fine où $T_0 \approx T_c$, on obtient [67] :

$$P_{sat} = \left(1 - \frac{R_0}{R_n}\right) P_{bath} \tag{3.22}$$

soit d'après les équations 2.10 et 2.11 :

$$P_{sat} = \left(1 - \frac{R_0}{R_n}\right) \kappa(T_c^n - T_{bath}^n) \tag{3.23}$$

$$= \left(1 - \frac{R_0}{R_n}\right) \frac{G\,(T_c^n - T_{bath}^n)}{nT_c^{n-1}} \tag{3.24}$$

Quand le signal optique reçu excède P_{sat}, le bolomètre perd toute sa sensibilité car la fuite thermique est trop faible pour évacuer le surplus de puissance. Le choix de la conductivité thermique G doit donc avant tout résulter d'un compromis entre une valeur suffisamment grande pour ne pas laisser le bolomètre saturer lorsqu'il est soumis à de larges signaux et à la fois assez petite pour ne pas trop dégrader sa sensibilité. Pour s'affranchir en partie de ce problème et augmenter la dynamique, certaines expériences comme BICEP2 par exemple utilisent deux TESs connectés en

série par détecteur avec des températures critiques différentes [85]. Si la puissance de saturation du thermomètre qui a la plus basse T_c – dans ce cas précis le titane – est dépassée lors d'une exposition à une source de forte puissance optique (calibration par une source connue ou tests en laboratoire par exemple), l'autre thermomètre – en aluminium – prend le relai et évite une saturation totale, mais bien entendu au prix d'une sensibilité dégradée.

Sans avoir recours à un deuxième TES, on limite généralement les problèmes de saturation en gardant une marge importante de puissance de saturation par rapport à la charge optique moyenne, par exemple :

$$P_{sat} \geq 2,5\, P_{ray} \tag{3.25}$$

Ce qui se traduit comme une spécification sur la valeur de G :

$$G \geq \frac{2,5}{\left(1 - \dfrac{R_0}{R_n}\right)} \frac{n P_{ray} T_c^{n-1}}{T_c^n - T_{bath}^n} \tag{3.26}$$

$$\geq \mathcal{A} \frac{n P_{ray} T_c^{n-1}}{T_c^n - T_{bath}^n} \tag{3.27}$$

Le terme $\mathcal{A}$ dépend au numérateur de la marge retenue sur la puissance de saturation et au dénominateur du point de fonctionnement R_0. Quand on travaille proche de l'état supraconducteur, le terme $1 - R_0/R_n$ est proche de 1 et la marge est suffisante pour prévenir la saturation. En revanche si on travaille à R_0 proche de R_n, le même terme tend vers 0 et la puissance de saturation devient petite, donc il faut imposer une marge plus grande sur G. Il est raisonnable de définir de manière générale la marge de saturation lorsque $R_0 = 50\ \%R_n$, ce qui se traduit avec la condition 3.25 par $\mathcal{A} = 5$ soit :

$$G \geq G_{sat} = \frac{5 n P_{ray} T_c^{n-1}}{T_c^n - T_{bath}^n} \tag{3.28}$$

Pour que le bolomètre à un point de fonctionnement $R_0 \leq 50\ \%R_n$ ne sature pas lorsqu'il est soumis à une charge optique $2,5\, P_{ray}$, sa conductance thermique doit être assez grande pour satisfaire cette relation. Comme pour la sensibilité, cette contrainte sur G fait apparaître l'influence de la température de bain et surtout de la température critique. Il apparaît encore qu'à température de fonctionnement et fréquence identique, la conductance thermique pour les expériences spatiales sera beaucoup plus faible que pour les expériences au sol.

3.2.3 Rapidité

En théorie, la constante de temps maximum τ_{max} découlant de la stratégie d'observation calculée dans la section 3.1.3 apporte aussi une contrainte à la conductance thermique. En effet, lorsque le bolomètre est en fonctionnement et qu'il est soumis

à la contre-réaction thermique, on veut d'après l'équation 2.48 :

$$\tau_{eff} \leq \tau_{max} \tag{3.29}$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{C}{G(1+\mathscr{L}_0)} \leq \tau_{max} \tag{3.30}$$

Ce qui équivaut du point de vue de la conductance thermique à :

$$G \geq G_{rap} = \frac{C}{\tau_{max}(1+\mathscr{L}_0)} \tag{3.31}$$

Cependant, il est difficile d'évaluer $\mathscr{L}_0$ puisqu'il dépend du point de fonctionnement. De plus comme on le verra plus loin, cette spécification sur la valeur minimum de G est a priori moins contraignante que celle de l'équation 3.28. En pratique, le dimensionnement de la conductance thermique et de la température critique se fait donc par un compromis entre la sensibilité (équation 3.19) et la dynamique (équation 3.28) du détecteur. Quand les valeurs de G et de T_c sont fixées, on ajuste la capacité calorifique pour satisfaire le critère de rapidité du détecteur. On veillera d'ailleurs à ce que le TES ne soit pas trop rapide pour se prémunir contre les dérives vers un état instable (voir partie 2.4.4). Il sera alors facile d'augmenter la capacité calorifique, par un dépôt d'or par exemple.

3.3 Dimensionnement théorique du détecteur idéal

On applique ici toutes les conditions qu'on vient de considérer pour donner un ordre de grandeur théorique à la température de bain, la conductance thermique, la température critique et la capacité calorifique des détecteurs de manière à ce qu'ils soient optimisés pour leurs applications spécifiques. Les valeurs utilisées sont toutes celles qu'on a évaluées et calculées dans les sections précédentes.

3.3.1 Température de bain

Dans un premier temps on cherche à déterminer la température de bain optimale pour que les TESs soient performants. Une température de bain est idéale lorsqu'il est facile à la conductivité thermique de satisfaire à la fois le critère de sensibilité et de non-saturation du détecteur. On trace donc pour chaque détecteur étudié (cas au sol et cas spatial à 150 et 220 GHz) les deux contraintes sur G données par les équations calculées précédemment 3.19 et 3.28 en fonction de la température critique T_c à différentes températures de bain T_{bath} choisies entre 100 et 400 mK. Les résultats sont illustrés dans la figure 3.5 en considérant une loi de puissance en $n = 3,5$ et en utilisant l'expression de γ donnée dans l'équation 2.72.

À une température de bain donnée, la zone de liberté de G et de T_c pour que le bolomètre soit correctement dimensionné se situe dans l'espace jaune correspondant.

Des paramètres en dessous de cette zone favoriseraient la saturation du bolomètre en cas de forte charge optique et au dessus résulteraient en un bolomètre trop bruyant risquant de dégrader le signal. La figure confirme d'abord que plus la température de bain est basse et plus on relâche les contraintes sur les valeurs de T_c et de G. En particulier, on autorise à descendre davantage en température critique et à monter en conductance thermique. Aussi, les détecteurs fonctionnant à une fréquence d'observation plus grande sont compatibles avec des températures de bain plus hautes que leurs homologues à plus basse fréquence. En revanche, travailler à une température de bain plus grande contribue à choisir une température critique plus élevée et une conductance thermique plus faible avec très peu de liberté sur sa valeur. On a donc tout intérêt à favoriser une température de bain basse quelle que soit l'application tout en ne perdant pas de vue les fortes contraintes liées à la cryogénie.

Pour les détecteurs de l'expérience au sol, la température de bain compatible pour les deux fréquences d'observation est proche de 300 mK. À 400 mK, les détecteurs à 150 GHz ne disposent que d'une gamme très restreinte de valeurs de G et de T_c pour ne pas risquer d'être saturés ou trop bruyants. De manière optimale, on devrait donc choisir :

$$T_{bath,sol} \lesssim 300 \text{ mK} \tag{3.32}$$

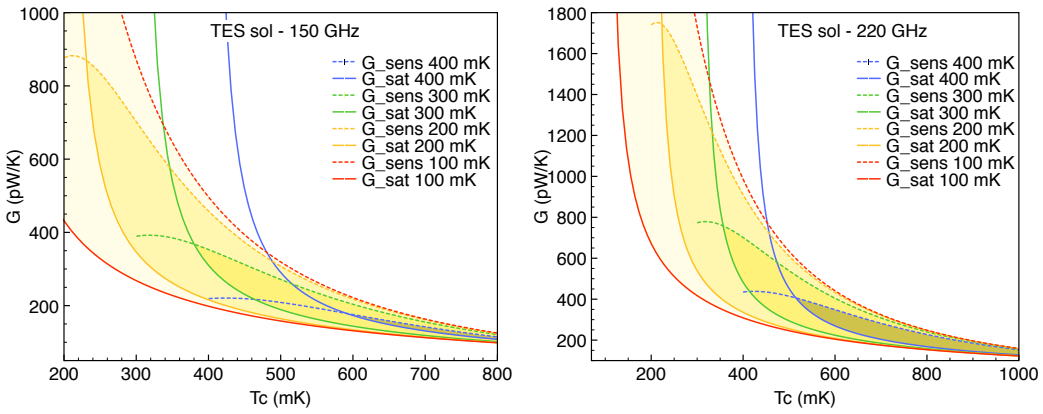
Pour le spatial, on doit nécessairement faire appel à une température de bain plus faible que pour les expériences au sol. À 200 mK, les libertés sont minces pour les détecteurs à 145 GHz, ce qui nécessite une très bonne maîtrise du design du détecteur lors de la fabrication. À 300 mK, il n'existe pas de paramètres G et T_c pour que le bolomètre soit correctement dimensionné, il risque d'être à la fois trop bruyant et saturé. Pour un fonctionnement idéal, on devrait avoir une température de bain :

$$T_{bath,spa} \lesssim 100 \text{ mK} \tag{3.33}$$

3.3.2 Conductance thermique et température critique

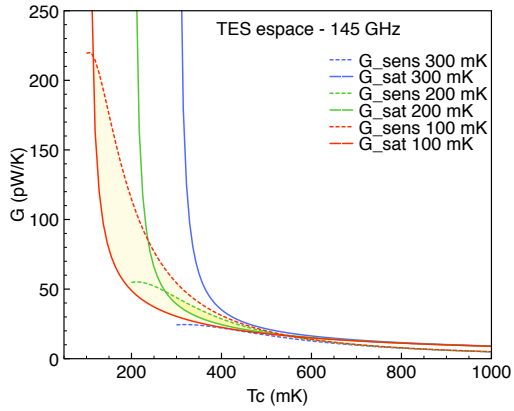
Maintenant qu'on a fixé la température de bain idéale à laquelle travailler, on veut déterminer la paire de valeurs optimale G et T_c pour chaque type de détecteur.

Pour QUBIC, une des particularités de l'expérience est qu'elle présente deux plans focaux matérialisés par deux grandes matrices de 1024 TESs chacune. Grâce à une lame dichroïque, chaque plan focal reçoit un signal dans une bande de fréquence différente : l'une à 150 GHz et l'autre à 220 GHz. À ce stade d'avancement, le parti pris est que la matrice à 220 GHz soit conçue avec un minimum de changements par rapport au design de la matrice à 150 GHz initialement prévue seule. Compte tenu des procédés de fabrication auxquels on a recours, il nous est facile de modifier la température critique d'une matrice sans toucher aux autres paramètres des détecteurs, plus difficiles à maîtriser (voir la section 4.2.1 du chapitre 4). Pour les

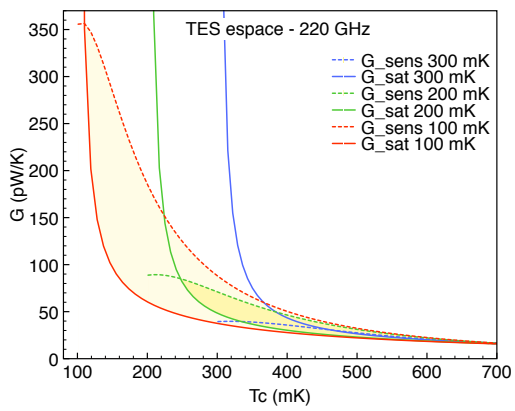


(a) TES sol à 150 GHz

(b) TES sol à 220 GHz



(c) TES espace 145 GHz



(d) TES espace 220 GHz

FIGURE 3.5 – Influence de la température de bain sur la zone de liberté des paramètres G et T_c des bolomètres. Les traits pleins représentent les contraintes de non-saturation sur G pour $\mathcal{A} = 5$ et les pointillés les contraintes de sensibilité. Les résultats obtenus pour les diverses températures de bain sont illustrés par les différentes couleurs. Pour être correctement dimensionné, un bolomètre doit donc avoir une conductance thermique G et une température critique T_c comprises dans l'espace au dessus des courbes en trait plein et en dessous des pointillés d'une même couleur. Cet espace est matérialisé en jaune. Pour des paramètres en dehors d'une telle zone à une température de bain donnée, le bolomètre risque soit d'être saturé (en dessous de la zone) soit d'être trop bruyant (au dessus). On remarque que pour des températures de bain élevées, il n'est parfois pas possible de trouver de paramètres pour lesquels le bolomètre est correctement dimensionné.

détecteurs au sol, on cherche donc idéalement une conductance thermique simultanément compatible avec les matrices à 150 et à 220 GHz et une température critique potentiellement différente. On détermine ainsi dans la figure 3.6 (a) (b) l'espace théorique des paramètres G et T_c envisageables pour les détecteurs au sol des deux matrices. La température de bain retenue est $T_{bath} = 300$ mK en accord avec l'équation 3.32 et les spécifications de QUBIC qui prévoient un refroidissement autour de 350 mK.

La figure 3.6 (a) montre que pour la matrice au sol à 150 GHz considérée seule, la gamme de paramètres qui laisse le plus de liberté à cette température de bain se situe autour de $G \sim 200$ pW/K et $T_c \sim 550$ mK. Pour la matrice à 220 GHz en (b), les valeurs optimales se situent quant à elles plutôt autour de $G \sim 400$ pW/K et $T_c \sim 525$ mK. Si on pouvait réaliser un design différent pour les matrices des deux plans focaux, on pourrait garder une température critique identique pour les deux et faire en sorte que la conductance thermique de la matrice à 220 GHz soit environ deux fois plus grande que celle de la matrice à 150 GHz, par exemple avec des bras de suspension deux fois plus larges ou deux fois plus épais. Mais si on décide de conserver le même découplage thermique pour les deux matrices et de ne faire varier que la température critique, le choix qui nous semble le plus judicieux est d'environ :

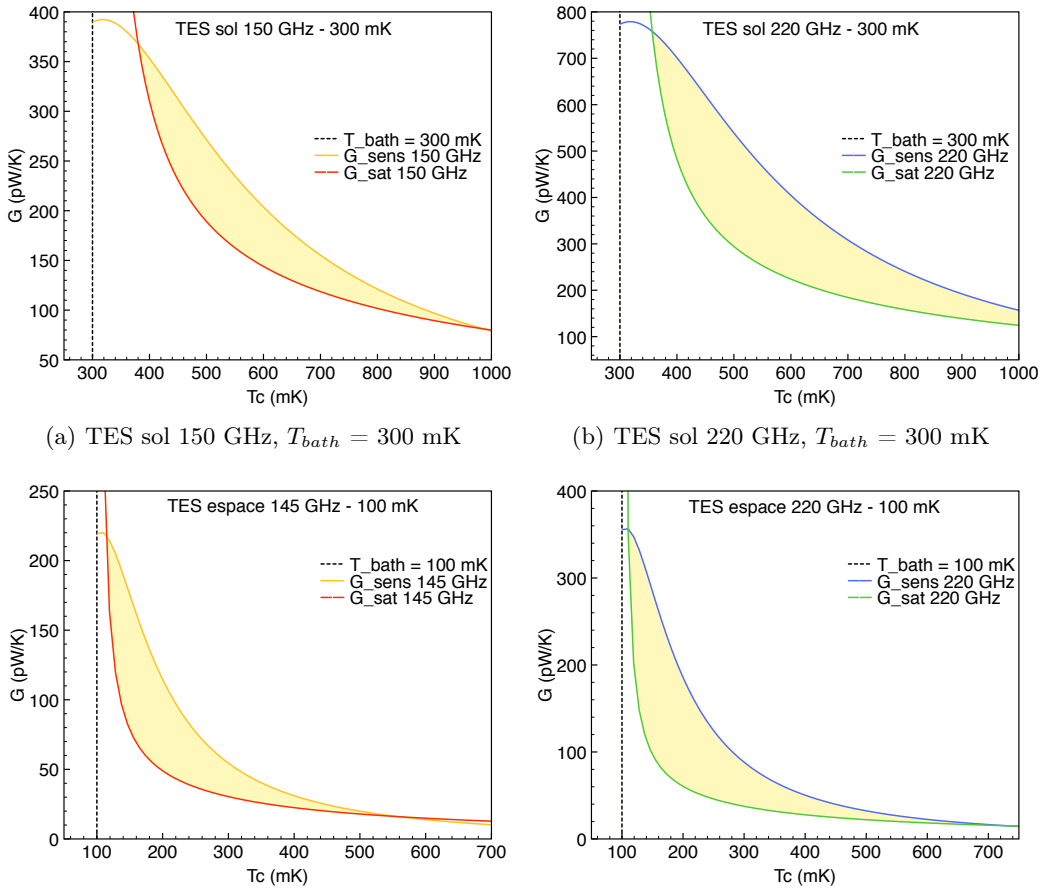
$$G_{sol} = 300 \pm 50 \text{ pW/K} \tag{3.34}$$

$$T_{c,sol,150} = 440 \pm 40 \text{ mK} \tag{3.35}$$

$$T_{c,sol,220} = 600 \pm 100 \text{ mK} \tag{3.36}$$

Notons qu'on a choisi une marge importante sur la saturation du détecteur (équation 3.25). Cette marge est arbitraire et en pratique le détecteur est rarement soumis à une telle charge optique en dehors des phases de calibration. Diminuer cette marge reviendrait à décaler la courbe de saturation vers le bas, on aurait alors une zone plus grande de liberté de paramètres. Il est donc éventuellement possible d'avoir une conductance thermique et une température critique plus faibles sans rencontrer de problème de saturation. Sur la matrice P41 proche du design final des matrices de TESs à 150 GHz, on a pratiqué des tests préliminaires exposés dans le chapitre 6. Ces tests donnent en moyenne sur les pixels testés des paramètres $G_{P41} \sim 60$ pW/K et $T_{c,P41} \sim 450$ mK. Avec ces valeurs, une telle matrice régulée à une température de bain de 300 mK serait visiblement dans un régime où les détecteurs pourraient rapidement saturer sous une charge optique importante, avec une conductance thermique trop faible. Cela laisse présager d'une éventuelle sur-gravure lors de la fabrication qui aurait réduit l'épaisseur des poutres assurant le découplage thermique. Ce point est discuté dans la section 5.3.2.5 du chapitre 5.

On suit la même démarche pour les détecteurs de l'expérience spatiale. En revanche cette fois-ci on peut imaginer un design spécifique à chaque type de détecteur selon le canal de fréquence auquel il est dédié : pour COrE il est envisagé jusqu'à une



(a) TES sol 150 GHz, $T_{bath} = 300$ mK

(b) TES sol 220 GHz, $T_{bath} = 300$ mK

(c) TES spatial 145 GHz, $T_{bath} = 100$ mK

(d) TES spatial 220 GHz, $T_{bath} = 100$ mK

FIGURE 3.6 – Détermination de l'espace (en jaune) des paramètres G et T_c compatibles pour les détecteurs au sol (a)(b) et dans l'espace (c)(d) avec $\mathcal{A} = 5$. Pour les deux premiers graphes, on a considéré la température de bain optimale théorique de 300 mK. Pour les deux graphes suivants, on a choisi une température de bain de 100 mK. Augmenter la température de bain réduirait considérablement la zone de liberté des paramètres. En particulier, cela aurait tendance à favoriser les valeurs basses de la conductance thermique avec très peu de marge d'erreur possible et de manière moins marquée les valeurs hautes de température critique. Cela nécessiterait une maîtrise parfaite du design en particulier de la conductance thermique qui est en général plus difficile à contrôler que la température critique.

vingtaine de canaux différents, un design unique de détecteur ne pourrait convenir à des fréquences allant de 60 à 600 GHz. On peut aussi envisager des températures de bain plus basses que pour QUBIC, les bolomètres du satellite *Planck* ayant été refroidis à 100 mK. Les résultats pour un détecteur à 145 GHz et à 220 GHz à des températures de bain de 100 mK respectant l'équation 3.33 sont donnés dans la figure 3.6 (c)(d). On déduit à partir de ces graphes l'ordre de grandeur théorique des valeurs optimales des TESs :

$$G_{spa,145} = 80 \pm 30 \text{ pW/K} \tag{3.37}$$

$$T_{c,spa,145} = 200 \pm 50 \text{ mK} \tag{3.38}$$

pour les bolomètres à 145 GHz et

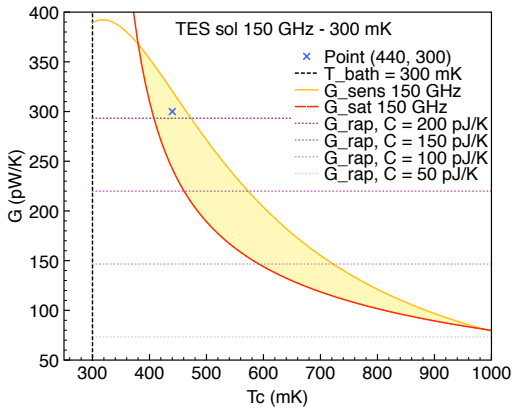
$$G_{spa,220} = 120 \pm 60 \text{ pW/K} \tag{3.39}$$

$$T_{c,spa,220} = 200 \pm 60 \text{ mK} \tag{3.40}$$

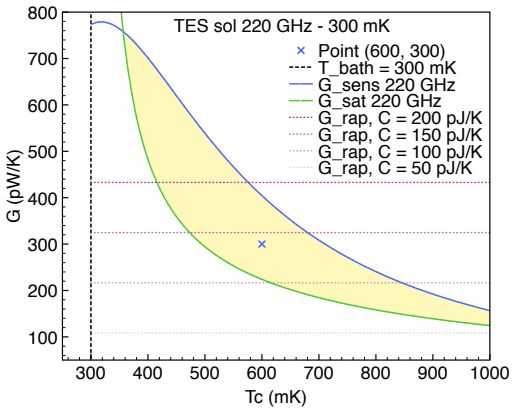
pour les bolomètres à 220 GHz. On constate encore que les deux canaux sont suffisamment proches pour que la même température critique convienne aux deux. La conductance thermique à 145 GHz doit cependant être plus faible qu'à 220 GHz. Notons encore que diminuer la valeur de l'un ou l'autre des paramètres lève en grande partie la contrainte sur l'autre, en particulier sur ses valeurs hautes. À 145 GHz par exemple, si la température critique est en dessous de 200 mK, la conductance thermique peut prendre une plage de valeurs beaucoup plus grande – vers des valeurs plus élevées – qu'à température critique plus haute. En pratique, la température critique d'un TES est bien plus facile à contrôler lors de la fabrication que la conductivité thermique. Il peut donc être judicieux de choisir une température critique suffisamment basse pour laisser un maximum de liberté sur la conductance thermique, bien que les marges entre sensibilité et non-saturation du détecteur soient alors plus restreintes.

3.3.3 Capacité calorifique

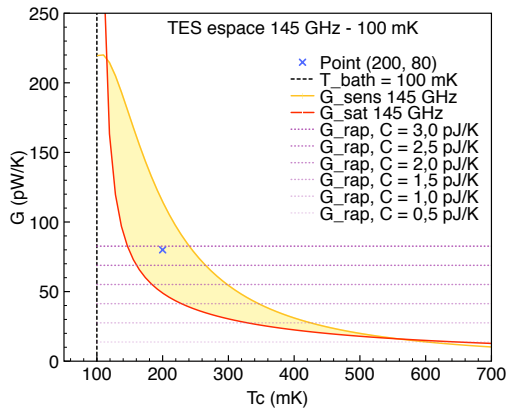
On avait jusqu'à présent mis de côté la contrainte sur la rapidité du détecteur liée à la stratégie d'observation, moins exigeante que la contrainte de non-saturation. Maintenant qu'on a fixé le couple idéal de valeurs (T_c, G) pour chaque type de détecteur, on peut ajuster la valeur de la capacité calorifique pour satisfaire l'équation 3.31. Comme un détecteur trop rapide risquerait de devenir instable, il serait favorable de trouver la valeur maximale de C pour que le bolomètre soit tout juste assez rapide pour ne pas saturer, c'est-à-dire rapprocher la courbe de contrainte de rapidité du point idéal (T_c, G). Notons que cette contrainte sur la rapidité ne dépend pas de la température de bain choisie. En revanche elle reste difficile à évaluer précisément en raison de sa dépendance avec la force de contre-réaction $\mathscr{L}_0$ qui change



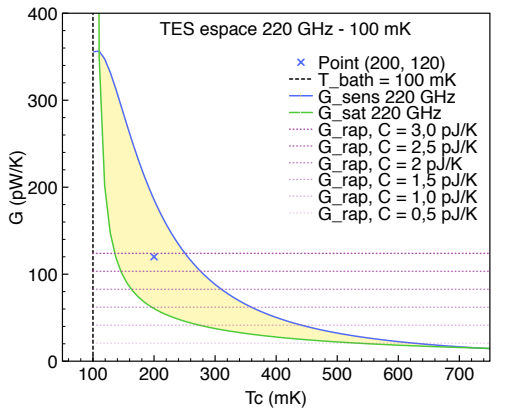
(a) TES sol, 150 GHz



(b) TES sol, 220 GHz



(c) TES espace, 145 GHz



(d) TES espace, 220 GHz

FIGURE 3.7 – Contrainte de rapidité sur les détecteurs pour différentes valeurs de C, en mauve. La zone des paramètres autorisés selon les critères de sensibilité et de non-saturation est en jaune. Pour chaque graphe, on a représenté par une croix bleue la paire de valeurs idéales (T_c, G) déterminée dans la section précédente. On rappelle que pour le cas au sol, on doit conserver un design identique pour les deux fréquences mais on dispose d'une liberté sur la température critique.

elle-même avec le point de fonctionnement. Pour avoir un critère de comparaison et donner un ordre de grandeur de la valeur maximale de C, on a fixé $\mathscr{L}_0$ à une valeur représentative de 10. En réalité si la contre-réaction est plus forte, la conductance thermique effective devient plus faible, donc la valeur maximale pour C choisie pour $\mathscr{L}_0 = 10$ ne risque pas de faire saturer le détecteur. La figure 3.7 est identique à la figure 3.6 mais on a ajouté le point idéal (T_c, G) choisi lors de la section précédente et on a tracé la contrainte de rapidité sur la conductance thermique pour différentes valeurs de capacité calorifique.

Pour les détecteurs au sol, rappelons que le design doit être identique pour les deux fréquences en dehors de la température critique. On a vu dans la partie 3.1.3 que le critère de rapidité lié au balayage du ciel était peu contraignant par rapport aux caractéristiques courantes des TESs de ce type. Cela signifie qu'on peut miser sur

une capacité calorifique assez importante pour assurer la stabilité des bolomètres sans craindre de les rendre trop lents. La zone de liberté de paramètres est plus grande à 220 GHz qu'à 150 GHz mais la constante de temps maximale autorisée τ_{max} est plus contraignante à 220 GHz, c'est donc à cette fréquence que le dimensionnement de la capacité calorifique doit être réalisé. Si on considère le point (440 mK, 300 pW/K) à 150 GHz et le point (600 mK, 300 pW/K) à 220 GHz, la capacité calorifique maximum autorisée pour qu'un bolomètre au sol soit suffisamment rapide est de :

$$C_{sol} = 140 \pm 10 \text{ pJ/K} \tag{3.41}$$

Notons que pour ce même point, un bolomètre avec une capacité calorifique de 200 pJ/K serait trop lent à 220 GHz mais suffisamment rapide à 150 GHz. En dessous de 50 pJ/K, le critère de rapidité est toujours satisfait quelles que soient les valeurs de (T_c, G) choisies dans la zone de liberté.

Pour les TESs spatiaux, on sépare le cas à 145 et à 220 GHz. Si on suit la même définition de la capacité calorifique que précédemment à savoir de faire le choix de la valeur maximale telle que le critère de rapidité soit juste en dessous du point (T_c, G) spécifié précédemment, on détermine approximativement :

$$C_{spa,145} = 2,8 \pm 0,3 \text{ pJ/K} \tag{3.42}$$

$$C_{spa,220} = 2,8 \pm 0,3 \text{ pJ/K} \tag{3.43}$$

On trouve finalement le même ordre de grandeur pour les deux canaux. En revanche, les valeurs de capacité calorifique compatibles avec n'importe quel point de la zone de liberté de G et T_c, sont beaucoup plus basses. À 145 GHz, il faudrait une capacité calorifique de l'ordre de 0,6 pJ/K maximum, tandis qu'à 220 GHz elle devrait être de 0,4 pJ/K. Mais on remarque aussi que plus on choisit une valeur de G élevée dans la zone de liberté et plus on pourra augmenter la valeur de la capacité calorifique sans risque de trop ralentir le détecteur pour l'observation.

3.3.4 Récapitulatif

Dans le tableau 3.6 on réunit toutes les plages de valeurs idéales évaluées et calculées dans ce chapitre pour les bolomètres supraconducteurs d'une expérience au sol type QUBIC ou spatiale type CORE. La puissance optique moyenne reçue P_{ray}, le bruit de photons inhérent à la mesure $NEP_{h\nu}$ et la stratégie d'observation impliquant une constante de temps maximale τ_{max} sont tous des critères déterminants sur le dimensionnement du détecteur. On a vu que celui-ci repose principalement sur l'ajustement de sa conductance thermique G et sa température critique T_c de façon à ce que le bolomètre ne risque ni d'être saturé par la puissance optique reçue, ni d'être trop bruyant. Ces deux paramètres sont déterminés en fonction de la température de bain choisie, résultant elle-même d'un compromis entre le besoin de basses tempéra-

Grandeur	Unité	Expérience sol		Expérience spatiale	
Fréquence centrale ν	GHz	150	220	145	220
Puissance de fond P_{ray}	pW	4,5	7,0	0,51	0,63
Bruit de photons $NEP_{h\nu}$	$10^{-17}\mathrm{W}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$	4,4	6,2	1,1	1,4
Constante de temps τ_{max}	ms	62	42	3,3	2,2
Loi de puissance n	S.U.	3.5	3.5	3.5	3.5
Contre-réaction $\mathscr{L}_0$	S.U.	10	10	10	10
Puissance sat. P_{sat}	pW	11,3	17,5	1,53	1,89
Temp. bain T_{bath}	mK	300	300	100	100
Temp. critique T_c	mK	440	600	200	200
Conductance G	pW/K	300	300	80	120
Capa. calorifique max C_{max}	pJ/K	140	140	2,8	2,8

TABLE 3.6 – Tableau récapitulatif du dimensionnement théorique idéal des détecteurs pour une expérience au sol type QUBIC et spatiale type COrE.

tures qui relâchent les contraintes sur le dimensionnement et les difficultés apportées par la cryogénie dans un instrument en fonctionnement. Enfin, quand ce dimensionnement a été fait, on peut trouver la capacité calorifique maximale autorisée pour que le détecteur soit suffisamment rapide pour la stratégie d'observation. Toutes ces valeurs, théoriques, doivent servir de guide pour le dimensionnement concret des détecteurs qu'on verra au chapitre suivant.

CHAPITRE 4

Le détecteur en pratique : mise en œuvre et ajustement expérimental des paramètres

Dans le chapitre précédent, on a dimensionné les principaux paramètres d'un TES de manière à optimiser son utilisation dans des expériences CMB spécifiques. On s'applique dans ce chapitre à passer du modèle théorique à la réalisation concrète du détecteur et plus largement des matrices de plusieurs centaines de pixels. Pour cela, on affine et on évalue tous les paramètres physiques réels qui peuvent être ajustés expérimentalement lors de la réalisation du détecteur, puis on en tire des prévisions par rapport aux plages de valeurs idéales calculées au chapitre précédent.

4.1 Couplage avec l'onde électromagnétique

On se guide des étapes successives qui s'étendent de la collecte des photons par le plan focal jusqu'à l'obtention d'un signal pour ajuster les paramètres du système contrôlables expérimentalement. Cela donne un aperçu des contraintes technologiques et des méthodes de fabrication auxquelles on fera appel en détail dans le chapitre 5.

4.1.1 Échantillonnage du plan focal

Pour fabriquer les détecteurs, on veut déterminer dans un premier temps la forme et les dimensions d'un pixel unique. Dans un instrument de type imageur (type *filled array*), on cherche à maximiser la surface collectrice du plan focal. L'absorbeur d'un bolomètre doit donc occuper la plus grande surface possible du pixel et les pixels doivent eux-mêmes être arrangés de manière compacte, rapprochés les uns des autres de manière à optimiser le facteur de remplissage. Si on choisit une géométrie de pixels carrée, la taille du pixel et donc de l'absorbeur est alors limitée par deux contraintes :

— l'absorbeur doit être suffisamment grand pour interagir efficacement avec le rayonnement incident, c'est-à-dire que sa taille caractéristique L_{abs} doit être

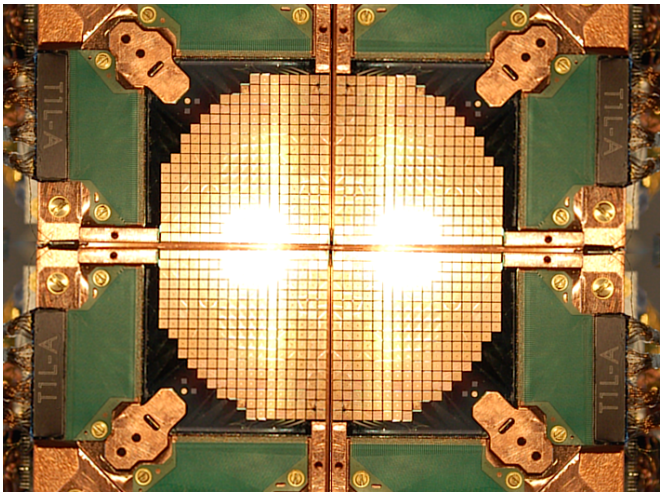


FIGURE 4.1 – Montage photographique schématisant le rendu final d'un plan focal de QUBIC à partir de quatre quarts distincts. Chaque quart est composé d'une matrice de 248 pixels effectifs et de huit pixels aveugles associée en aval à toute une électronique de lecture dédiée. *Crédits : collaboration Qubic.*

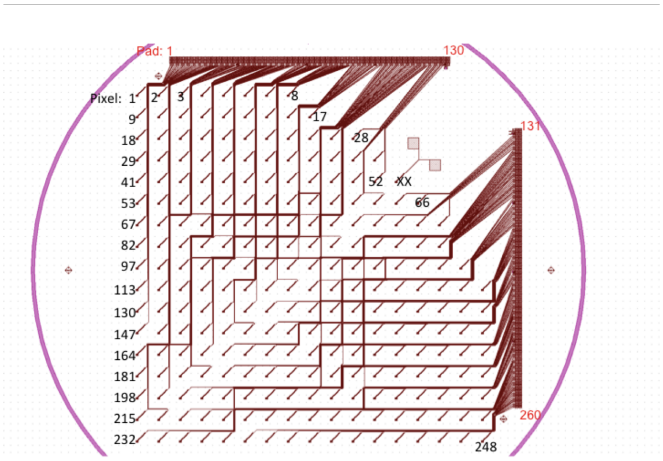


FIGURE 4.2 – Représentation d'un quart de plan focal constitué de 248 bolomètres supraconducteurs. Les courbes violettes délimitent le contour du support initial de trois pouces (environ 7,6 cm de diamètre). Les lignes marron représentent les pistes supraconductrices qui transportent le courant électrique entre chaque pixel et son couple de plots de connexion (ou *pads*). Tous les pads sont réunis sur les deux côtés extérieurs de la matrice où ils font le lien par *wire bonding* (soudure à l'aide d'un fin fil d'or ou d'aluminium) avec toute l'électronique de lecture. Cette figure est à rapprocher de la figure 4.1 où sont visibles quatre matrices issues d'un tel design.

au moins aussi grande que la longueur d'onde du signal [86]. Tout rayonnement de longueur d'onde plus grande ne sera pas emmagasiné correctement, l'absorbeur agissant comme un filtre passe haut.

— à surface donnée du plan focal, augmenter la taille de l'absorbeur revient à diminuer le nombre de pixels au total, il faut donc veiller à ne pas sous-échantillonner l'image avec des pixels trop grands.

Pour QUBIC, absorber correctement les photons impose d'une part pour 150 GHz ($\lambda = 2$ mm) et 220 GHz ($\lambda = 1,4$ mm) :

$$L_{abs} \geq 2 \text{ mm} \tag{4.1}$$

Pour l'échantillonnage, on doit d'autre part connaître le pouvoir de résolution de l'instrument. Dans un instrument imageur à télescope, la plus petite taille angulaire que l'on peut résoudre est donnée par la limite de diffraction :

$$\theta_{res} \simeq 1,22\frac{\lambda}{D} \qquad \text{[rad]} \tag{4.2}$$

avec D le diamètre du miroir collectant les photons. Pour QUBIC dont la configuration n'est pas celle d'un imageur classique, la pupille d'entrée est définie par l'ouverture d'une matrice carrée de 400 cornets primaires dos à dos avec 400 cornets secondaires identiques. Le diamètre équivalent D_{eq} est donc approximativement donné par l'ouverture – dépendant de la fréquence – des cornets d'un côté de la matrice. Pour 20 cornets identiques sur un côté on a :

$$150 \text{ GHz} \quad \Leftrightarrow \quad D_{eq} = 317 \text{ mm} \quad ; \quad \theta_{res} = 26,5' \tag{4.3}$$

$$220 \text{ GHz} \quad \Leftrightarrow \quad D_{eq} = 317 \text{ mm} \quad ; \quad \theta_{res} = 18,5' \tag{4.4}$$

La taille de l'absorbeur qui a été retenue pour QUBIC est $L_{abs} = 2,7$ mm. Le critère de la longueur d'onde est bien satisfait. Connaissant la distance focale f_{opt} du combinateur optique (un télescope à deux miroirs associé à un *cold stop*, un anneau servant de bouclier limitant les rayonnements parasites) qui est d'environ 300 mm [34], on obtient la taille angulaire d'un pixel, c'est-à-dire la meilleure résolution disponible avec des pixels de taille L_{abs} :

$$\tan\theta_{pix} \sim \theta_{pix} = \frac{L_{abs}}{f_{opt}} \qquad \text{[rad]} \tag{4.5}$$

soit $\theta_{pix} = 30,9'$, ce qui est un peu plus grand que le pouvoir de résolution de l'instrument. On constate donc que le plan focal est légèrement sous-échantillonné, avec un effet un peu plus important à 220 GHz. Pour satisfaire exactement le critère d'échantillonnage, il faudrait $\theta_{pix} = \theta_{res}$ soit respectivement un absorbeur de côté $L_{abs} = 2,3$ mm et 1,6 mm à 150 et 220 GHz. Dans le cas de matrices de bolomètres au design identique pour les deux fréquences, il faudrait privilégier l'échantillonnage

plus contraignant à 220 GHz, mais au détriment de la bande passante de 25 % à 150 GHz. La taille de l'absorbeur fixée à $L_{abs} = 2,7$ mm laisse donc une marge suffisante pour la bande passante sans trop dégrader la résolution. Le côté total du bolomètre mesure 3 mm de façon à prendre en compte la place nécessaire à la suspension du pixel et au routage.

La surface utile du plan focal est déterminée par le champ de vue des cornets d'entrée et la propagation des rayons dans le système optique. Rappelons qu'une lame dichroïque sépare et renvoie les deux canaux de fréquences vers deux plans focaux distincts. Le faisceau issu de tous les cornets sur un plan focal est approximativement un cercle de rayon $r_{PF} = 51$ mm [34], ce qui permet de l'échantillonner avec 1024 pixels (17 pixels de rayon), dont 992 exposés au rayonnement. Pour que l'architecture soit également adaptée à l'électronique de lecture et en particulier au multiplexage, chaque plan focal est divisé en quarts comme représenté sur la figure 4.1. Un quart de plan focal regroupe donc 256 pixels dont huit pixels aveugles pour des contrôles d'effets systématiques, notamment de dérive de bruit en $1/f$. Le quart de plan focal constitue la brique élémentaire sur laquelle tous les tests issus de ce travail ont été faits. Il est fabriqué à partir d'un seul support de trois pouces, une fine galette de silicium ou *wafer* en anglais, comme schématisé dans la figure 4.2.

D'un point de vue technologique, la partition du plan focal en quarts est nécessaire pour deux raisons :

— la fabrication des détecteurs est tributaire des équipements disponibles. Il est difficile de trouver des dispositifs adéquats pour des wafers de taille supérieure à quatre pouces en particulier en ce qui concerne l'aligneur double-face nécessaire à la structuration des membranes, comme on le verra dans le chapitre 5.

— plus le wafer est grand et plus les processus de fabrication peuvent montrer de disparités qui se traduisent ensuite par des inhomogénéités entre les propriétés des différents détecteurs, ce qui peut s'avérer gênant en fonctionnement. De plus, une erreur qui rendrait le wafer inutilisable serait plus pénalisant et coûteux sur un plan focal entier que sur une portion limitée de ce dernier.

On connait maintenant la forme, la taille et la disposition des pixels sur le plan focal. Il faut à notre disposition un processus de fabrication capable de produire des matrices uniformes sur plusieurs centaines de détecteurs de taille relativement élevée, ce qui représente un défi technologique.

4.1.2 Absorption de la radiation

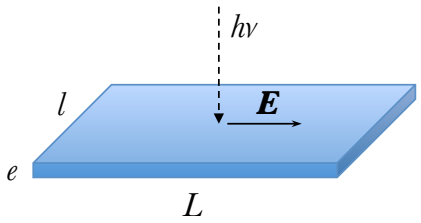
On cherche maintenant à optimiser l'absorption de l'onde incidente par le pixel. À l'interface entre deux milieux différents, une onde électromagnétique qui se propage peut être réfléchie, transmise ou absorbée. L'absorbeur idéal d'un bolomètre absorbe entièrement la puissance de la radiation et convertit rapidement l'énergie captée en chaleur. Il est également très bien couplé thermiquement au thermomètre pour

minimiser les pertes de chaleur.

Il existe différentes méthodes pour optimiser l'absorption de l'onde électromagnétique. Dans les expériences où les détecteurs sont couplés individuellement à un cornet, le pixel est intégré à une cavité résonnante et l'absorbeur est une couche mince dont la résistance par carré doit correspondre à l'impédance de sortie du cornet. On peut aussi coupler un détecteur à une antenne planaire supraconductrice : celle-ci guide l'onde par une ligne de transmission qui se termine par une résistance où la radiation est dissipée. Le thermomètre est alors en contact thermique avec la résistance dont l'impédance doit être adaptée à celle de la ligne de transmission. C'est le choix retenu par les expériences au sol BICEP2, *Keck Array* et ballon SPIDER [71]. Dans notre cas, l'absorbeur consiste simplement en une couche mince métallique sur le même plan que le thermomètre. Ce dernier doit occuper une surface beaucoup plus petite comparativement à celle de l'absorbeur, selon les considérations de la section précédente. Ces méthodes ont toutes un point commun : la maximisation de l'absorption de l'onde par une adaptation d'impédance.

4.1.2.1 Résistance par carré

Commençons par définir la résistance par carré (ou *sheet resistance*). Imaginons une couche mince métallique d'épaisseur e, de longueur L et de largeur l avec $e \ll L$ comme ci-dessous. Elle est exposée à une onde électromagnétique qui se propage dans le vide selon la direction de e, induisant dans le métal un champ électrique $\boldsymbol{E}$ selon L.



La résistance R du film est alors définie par :

$$R \equiv \rho \frac{L}{S} \tag{4.6}$$

avec ρ la résistivité du matériau choisi et $S = e \times l$ la section du film perpendiculaire à la direction du champ électrique. On peut réécrire :

$$R = \rho \frac{L}{e \times l} = R_{\square} \frac{L}{l} \tag{4.7}$$

Le terme $R_{\square}$ s'appelle la résistance par carré du matériau et est utilisé quand les dimensions L et l sont grandes devant son épaisseur. On l'exprime en $[\Omega/\square]$ et elle

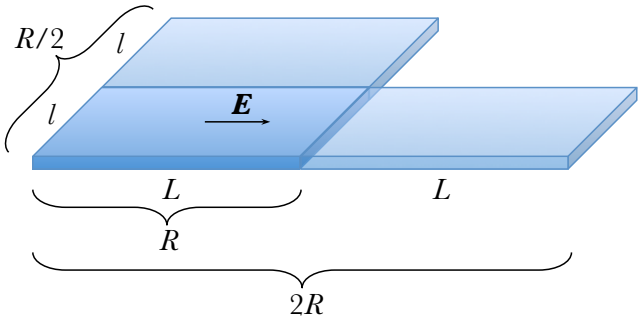


FIGURE 4.3 – La résistance R d'une couche mince métallique soumise à un champ électrique $\boldsymbol{E}$ devient deux fois plus grande si on double sa longueur dans la direction de propagation du champ et deux fois plus petite si on double sa largeur dans la direction transversale.

est définie d'après l'équation précédente comme :

$$R_{\square} = \frac{\rho}{e} \tag{4.8}$$

On remarque qu'elle est indépendante de la géométrie de l'échantillon dans le sens où elle ne dépend que de son épaisseur et du type de matériau. Sa dénomination vient du fait que pour une géométrie carrée quel que soit son côté $l = L$, on a $R = R_{\square}$. La résistance de n'importe quel échantillon peut être connue à partir de sa résistance par carré à condition de connaître son facteur de forme.

Notons aussi d'après l'équation 4.7 qu'ajouter un film de dimensions identiques dans la direction de propagation du champ électrique L revient à multiplier la résistance R par deux, tandis que le faire dans la direction perpendiculaire l revient au contraire à la diviser par deux (voir figure 4.3).

4.1.2.2 Maximum d'absorption

Gardons en tête le film métallique considéré précédemment. On examine le comportement d'une radiation u_i du domaine micro-onde à l'interface vide/film où l'épaisseur du film est effectivement inférieure à la longueur d'onde (millimétrique). La radiation ne peut être que réfléchie, transmise ou absorbée. Pour les métaux, l'absorption est majoritairement due à une dissipation de chaleur du fait du courant électrique généré. Les coefficients de la puissance de la radiation absorbée, transmise et réfléchie par la fine couche de métal sont connus et respectivement donnés par [88] :

$$A = \frac{4f}{(f+2)^2} \tag{4.9}$$

$$T = \frac{4}{(f+2)^2} \tag{4.10}$$

$$R = \frac{f(f-2)}{(f+2)^2} \tag{4.11}$$

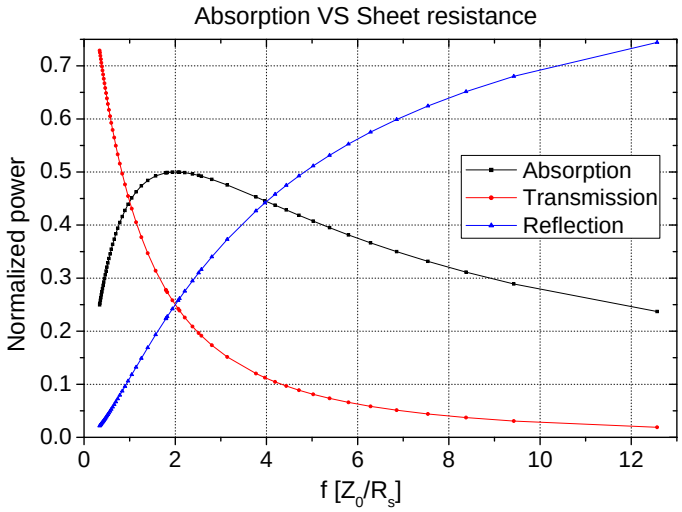


FIGURE 4.4 – Simulation extraite de [87] des coefficients de puissance absorbée, transmise et réfléchie d'une onde plane micro-onde arrivant sur une couche mince métallique simple. Le métal absorbe au maximum la moitié de la puissance de l'onde incidente lorsqu'on l'a dimensionné tel que le rapport f de l'impédance du vide sur la résistance par carré du métal est de 2, c'est-à-dire quand $R_\square = Z_0/2$. Le reste est réfléchi pour un quart ou transmis pour l'autre quart.

où le facteur f s'écrit :

$$f = \sigma e \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{e}{\rho} Z_0 = \frac{Z_0}{R_\square} \tag{4.12}$$

avec σ la conductivité du matériau et μ_0, ε_0 et Z_0 la perméabilité magnétique, la permittivité et l'impédance du vide. On cherche à contraindre la résistance par carré de notre film métallique de façon à optimiser l'absorption de l'onde incidente. En réalisant des simulations illustrées par la figure 4.4 à l'aide des équations 4.10, 4.11 et 4.9 on trouve que le maximum est atteint pour $f = 2$ c'est-à-dire pour :

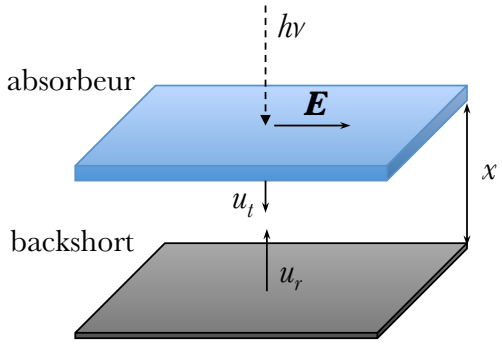
$$R_\square = \frac{Z_0}{2} \tag{4.13}$$

Dans cette configuration, l'absorbeur le plus efficace possible a une géométrie carrée et pour résistance la moitié de l'impédance du vide. Cependant, l'application numérique montre également que la puissance de l'onde absorbée n'est que de 50 %. La moitié de la puissance de l'onde incidente est irrémédiablement perdue : un quart est réfléchi et un quart traverse le matériau sans être absorbé, ce qui représente une trop grande perte pour une expérience CMB.

4.1.2.3 La cavité réfléchissante

On peut s'affranchir de ce problème en multipliant les passages de l'onde sur l'absorbeur (c'est le cas des cavités intégrantes pour les bolomètres couplés à des

cornets individuels) ou en plaçant derrière le film métallique un matériau réfléchissant orthogonal à la direction de propagation de l'onde transmise (un *backshort*) comme sur le schéma ci-dessous.



La fraction de puissance qui passe au travers de l'absorbeur par transmission est réfléchie par le *backshort* et renvoyée vers l'absorbeur de l'autre côté de l'onde incidente. De cette façon, l'onde réfléchie par le *backshort* se superpose à la fraction de l'onde transmise par l'absorbeur et crée une onde stationnaire dans la cavité [1]. Supposons l'onde transmise par l'absorbeur u_t et l'onde réfléchie par le *backshort* u_r. Elles ont la même longueur d'onde, la même amplitude si la réflexion est parfaite et même direction de propagation mais dans des sens opposés :

$$u_t = \quad a\sin(kx - \omega t) \tag{4.14}$$

$$u_r = \quad a\sin(kx + \omega t) \tag{4.15}$$

L'onde stationnaire u_s qui se développe entre l'absorbeur et le *backshort* s'écrit alors :

$$u_s = u_t + u_r = 2a\sin(kx)\cos(\omega t) \tag{4.16}$$

La composante spatiale de l'onde stationnaire présente des nœuds et des ventres selon la position x qui décrit la distance entre le *backshort* et l'absorbeur. Sachant qu'on impose un nœud au niveau du *backshort*, on doit alors placer l'absorbeur à un ventre de u_s si on veut maximiser l'amplitude de l'onde stationnaire, c'est-à-dire placer le *backshort* à la distance x de l'absorbeur telle que :

$$\sin(kx) = \pm 1 \qquad \Leftrightarrow \qquad kx = (2n+1)\frac{\pi}{2} \quad ; \quad x = (2n+1)\frac{\lambda}{4} \tag{4.17}$$

1. Une représentation équivalente consiste à modéliser le système comme une ligne de transmission sans perte dans le vide [89]. La cavité est représentée par un court-circuit à une distance $\lambda/4$ de l'absorbeur modélisé par une impédance Z_1. Dans cette configuration, il faut $Z_1 = Z_0$ pour que le coefficient de réflexion soit nul à l'arrivée de l'onde sur Z_1 et que l'absorption soit totale.

où n est un entier. L'emplacement du *backshort* doit aussi être précis à moins de $\frac{\lambda}{4}$ sous peine de risquer de se placer à un nœud de vibration pour :

$$\sin(kx) = 0 \qquad \Leftrightarrow \qquad kx = n\pi \quad ; \quad x = n\frac{\lambda}{2} \tag{4.18}$$

où la présence du *backshort* rendrait nulle toute absorption de l'onde, comme on peut le voir sur la figure 4.5 gauche.

On a donc besoin de placer une cavité réfléchissante à la distance $x = \frac{\lambda}{4}$ de l'absorbeur pour optimiser l'absorption et dans ce cas, le maximum est atteint pour :

$$R_{\square} = Z_0 = 377\ \Omega/\square \tag{4.19}$$

La résistance par carré du matériau choisi pour l'absorbeur doit être deux fois plus grande que dans le cas où il n'y avait pas de cavité réfléchissante quart d'onde. L'épaisseur du matériau doit donc être deux fois plus petite que dans le cas précédent. L'avantage de cette configuration est que dans ces conditions, l'intégralité de l'onde incidente est absorbée (comme en témoigne la figure 4.5 droite), contrairement à la configuration avec l'absorbeur seul où la moitié de la puissance totale peut être absorbée au maximum. En revanche, on a vu dans les simulations que l'utilisation d'un *backshort* permet d'optimiser l'absorption pour une longueur d'onde donnée avec un effet passe-bande, contrairement à l'absorbeur seul qui est large bande.

Aussi, dans un instrument comme QUBIC où le parti a été pris de conserver un design identique pour les deux bandes de fréquences à 150 et 220 GHz, la distance du *backshort* doit être optimisée pour ne pas trop dégrader l'absorption dans l'une ou l'autre des bandes. Des simulations ont été réalisées en prenant également en compte la membrane en nitrure de silicium sur laquelle l'absorbeur est déposé et qui peut influer sur le distance optimale du *backshort*. Le meilleur compromis est trouvé pour une cavité de 400 μm avec une absorption théorique de 96 % et 94 % à 150 et 220 GHz respectivement (voir figure 4.6).

4.1.2.4 Structuration de l'absorbeur

D'après le paragraphe précédent, l'absorbeur idéal est un carré métallique dont la résistance est égale à l'impédance du vide. La résistivité typique d'un métal se situe autour de 100 Ω.nm ce qui d'après les équations 4.8 et 4.19 revient à vouloir fabriquer un absorbeur d'une épaisseur uniforme inférieure au nanomètre. Technologiquement, il est impossible de réaliser de telles couches minces : l'or par exemple se dépose d'abord en gouttes qui coalescent pour former une couche continue au-delà de 10 à 20 nm d'épaisseur, ce qui est bien au-delà des valeurs visées [90]. Le moyen communément utilisé pour obtenir l'impédance désirée avec une épaisseur raisonnable est de structurer la couche mince sous forme de grille [91] [92]. Tant que le maillage de la grille est au moins cinq fois plus petit que la longueur d'onde considérée, celle-ci

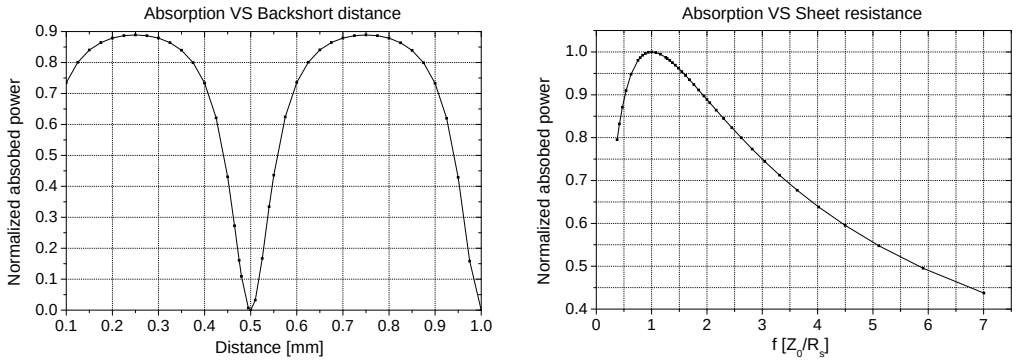


FIGURE 4.5 – *Gauche :* Simulation de l'absorption d'une onde de $\lambda = 1$ mm par une couche mince métallique en fonction de la distance entre le *backshort* et l'absorbeur. Le maximum est atteint pour $\lambda/4$ ou $3\lambda/4$ tandis que l'absorption est nulle pour $\lambda/2$. *Droite :* Simulation de l'absorption de la même onde et du même absorbeur avec un *backshort* situé à $\lambda/4$ en fonction du facteur f. On atteint une absorption de 100 % de la puissance de l'onde incidente quand $f = 1$, c'est-à-dire $R_{\square} = Z_0$. Les deux simulations sont extraites de [87].

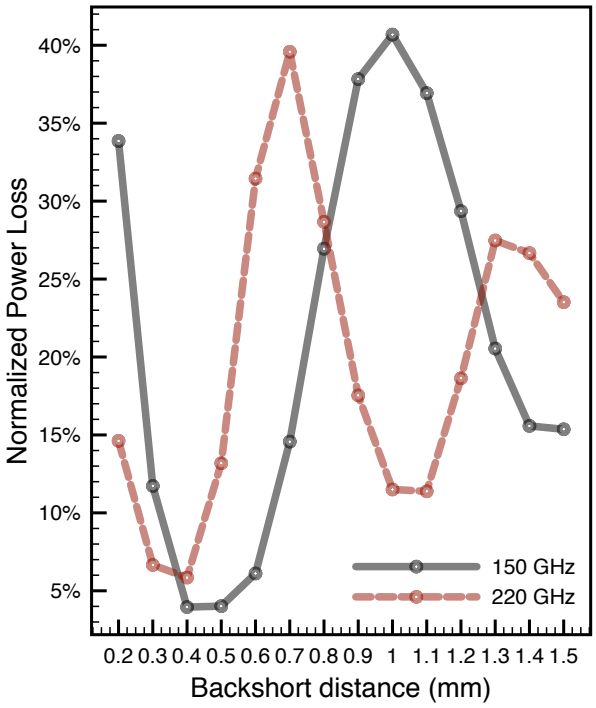


FIGURE 4.6 – Simulation de la perte de puissance d'une onde à 150 et 220 GHz en fonction de la distance entre l'absorbeur et le *backshort* dans le cadre de QUBIC. Pour un design identique pour les deux fréquences, la perte est minimale à une distance de 400 μm. Elle est évaluée à près de 4 % à 150 GHz et à 6 % à 220 GHz. *Simulation réalisée par Adnan Ghribi.*

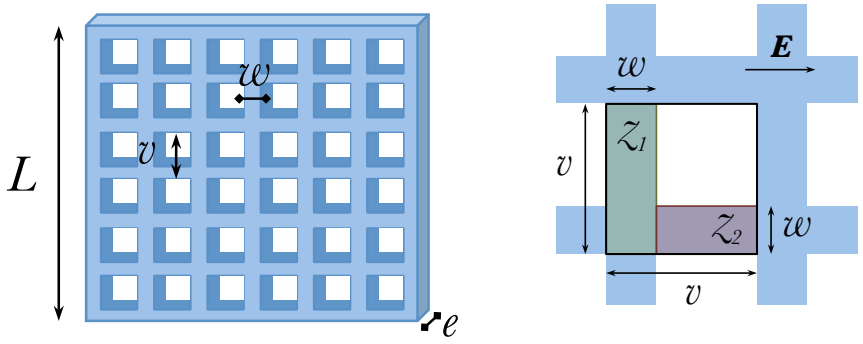


FIGURE 4.7 – *Gauche :* Ensemble de l'absorbeur métallique structuré sous forme de grille. *Droite :* Détail de la maille d'un carreau de la grille. Comme le rapport d'aspect de l'absorbeur dans son ensemble est identique à celui de la maille, on peut calculer l'impédance de la grille à partir de celle du carreau. Cette mise en forme permet de conserver une résistance par carré adaptée à l'impédance du vide tout en veillant à garder une épaisseur suffisamment grande pour être compatible avec les procédés de microfabrication et les matériaux communément accessibles.

ne « voit » pas le motif et se comporte comme si le film était continu. Pour une grille de pas v et de largeur de pistes w, l'impédance totale de la grille est alors égale à celle de sa maille ayant le même rapport d'aspect (voir figure 4.7) :

$$Z_{grille} = Z_1 + Z_2 \tag{4.20}$$

$$= R_\square \frac{w}{v} + R_\square \frac{v-w}{w} \tag{4.21}$$

$$= R_\square \frac{w^2 + v^2 - vw}{vw} \tag{4.22}$$

Si le pas de la grille est grand devant la taille des barreaux, l'équation se simplifie en :

$$Z_{grille} = \frac{v}{w} R_\square \tag{4.23}$$

On peut alors créer des absorbeurs plus épais en jouant sur le rapport v/w pour conserver l'adaptation en impédance. Les limitations sur le matériau et les dimensions choisies sont les suivantes :

— le pas v de la grille ne doit pas être trop grand pour ne pas être vu par l'onde incidente. En pratique il ne devrait pas excéder environ 200 μm dans le millimétrique.

— la largeur des barreaux w de la grille ne peut pas être trop fine pour être facilement fabriquée par procédé lithographique. Du point de vue de la réalisation technologique, les motifs doivent être d'au moins 2 μm de largeur. Le rapport v/w qui est l'inverse du facteur de remplissage de l'absorbeur devrait donc être $1 \leq v/w \leq 100$, le minimum de 1 étant atteint pour une couche uniforme.

Cela revient à dire que le facteur de remplissage de l'absorbeur $\eta = w/v$ doit être d'au moins 1 %.

— le matériau doit être relativement facile à évaporer dans les évaporateurs classiques des centrales technologiques. Le choix doit en outre se porter sur un matériau capable de former des couches uniformes conduisant bien la chaleur et reproductibles à relativement faible épaisseur.

Un absorbeur en forme de grille possède donc plusieurs avantages : tout d'abord, comme on l'a vu, celui de pouvoir rendre possible l'utilisation de matériaux déposés avec une épaisseur plus grande que dans le cas d'une couche continue. À ceci s'ajoute l'avantage d'alléger la masse supportée par les poutres qui assurent le découplage thermique et, dans un contexte de mission spatiale, cela permet aussi de réduire la section efficace des rayonnements cosmiques dont certains peuvent interagir directement avec l'ensemble absorbeur/thermomètre, comme on l'a vu dans la partie 3.1.3.2.

4.1.2.5 Choix du matériau

Abordons maintenant le choix du matériau. Il est possible d'employer un métal classique pour l'absorbeur mais sous certaines conditions, un supraconducteur peut également remplir la même tâche. En effet, un supraconducteur possède en principe une résistance de surface nulle. Mais lorsque les photons du rayonnement incident ont une énergie caractéristique au moins deux fois plus grande que l'énergie de *gap* du supraconducteur, il y a rupture de paires de Cooper et la résistivité du film tend vers sa résistivité normale [93]. Cette condition sur l'énergie des photons incident s'écrit :

$$h\nu > 2E_{gap} \approx 1,76 k_B T_{c_{abs}} \tag{4.24}$$

ce qui se traduit dans le domaine millimétrique comme une température critique de l'absorbeur $T_{c_{abs}}$ inférieure à 1 K, en gardant à l'esprit que cette température critique doit en même temps être différente de la température critique du thermomètre. Le choix parmi les matériaux supraconducteurs peut donc s'avérer difficile, l'avantage avancé sur les métaux classiques étant leur faible chaleur spécifique et donc leur faible contribution à la capacité calorifique totale du bolomètre qui doit rester faible. Le tableau 4.1 récapitule les matériaux utilisés pour les absorbeurs des différentes générations de matrices QUBIC et leur configuration pour qu'ils soient adaptés à l'impédance du vide.

L'iridium est un matériau supraconducteur dont la température critique se situe autour de 150 mK. Il a été testé comme absorbeur sur les premiers démonstrateurs QUBIC, issus du design initial des matrices de l'expérience ballon Olimpo [94]. Ces matrices comptait 23 pixels par wafer [1]. L'iridium était alors adapté pour une température critique des thermomètres alors prévue autour de 100 à 150 mK. Cependant cette valeur imposait une température de bain encore plus basse et des

Matériau	e [Å]	v [μm]	w [μm]	w/v [%]	$T_{c_{abs}}$	Matrices
Iridium	250	50	2	4	150 mK	23 pixels
Titane-Vanadium 7%	150	50	5	10	1,2 K	248 pixels
Titane-Vanadium 2%	200	50	5	10	800 mK	248 pixels
Palladium	100	50	2.5	5	/	248 pixels

TABLE 4.1 – Matériaux utilisés chronologiquement pour les absorbeurs en grille des différentes générations de matrices QUBIC. L'épaisseur e, le pas de la grille v et la largeur des barreaux w est choisie pour que la résistance de l'absorbeur soit adaptée à l'impédance du vide et que l'absorption soit ainsi maximale dans une cavité quart d'onde.

contraintes en cryogénie bien trop difficiles à satisfaire. Toutes les matrices suivantes (à 248 pixels) dont il est question dans cette thèse et fabriquées en vue de l'instrument final QUBIC ont des TESs dont la température critique visée est de 400 à 500 mK. En conséquence, il n'y aurait pas eu d'intérêt particulier à utiliser l'iridium qui n'aurait pas été supraconducteur à la température de fonctionnement des pixels. Il a alors fallu considérer un autre matériau avec une température critique plus élevée.

Le choix s'est porté sur l'alliage titane-vanadium qui a été testé et étudié en détail dans [95]. Le principe consiste à évaporer simultanément du titane avec une très faible quantité de vanadium (de 2 à 7 %). En ajoutant du vanadium, on augmente le température critique du composé jusqu'à 2 K par rapport à celle du titane pur massif qui est de l'ordre de 450 mK. La température critique de l'absorbeur peut alors être ajustée en jouant sur le pourcentage de vanadium et sur l'épaisseur de l'échantillon [2]. On ajoute également par dessus une couche protectrice de silice (SiO_2) pour éviter l'oxydation du titane. Les premières générations des matrices à 248 pixels (numérotées de P17 à P40) ont été fabriquées avec des absorbeurs en TiV avec 7 % de vanadium et une épaisseur de 150 Å, garantissant une température critique autour de 1,2 K. La deuxième génération de matrices (P41 à P45) a reçu une composition légèrement modifiée (TiV à 2 % et épaisseur à 200 Å) pour atteindre une température critique de l'ordre de 800 mK. L'argument avancé privilégiant les supraconducteurs comme absorbeurs pour minimiser leur chaleur spécifique et leur contribution à la capacité calorifique totale du bolomètre s'est finalement révélé discutable : en effet la contre-réaction électrothermique a déjà pour effet d'accélérer la réponse du bolomètre et une capacité calorifique trop faible pourrait le faire basculer dans un régime instable comme on en a discuté dans le chapitre 2. D'autre part, la marge sur la capacité calorifique avant que le bolomètre ne devienne trop lent semble très large, d'après ce qu'on a vu dans la partie 3.3.3.

Aussi la troisième génération de matrices QUBIC à 248 pixels (de P50 à P61) s'est vu équiper d'absorbeurs en palladium, un métal utilisé couramment pour ce

2. En principe, à partir d'un matériau composite dont on peut moduler la T_c en fonction de la composition de l'alliage et de son épaisseur, on peut fabriquer un bolomètre où le thermomètre et l'absorbeur sont réalisés avec le même alliage. C'est ce qui a été testé à haute impédance (méandres) avec le Nb_xSi_{1-x} dans [96].

rôle. L'avantage supplémentaire de l'utilisation d'un matériau non supraconducteur est sa bonne conductance thermique qui ne fait pas apparaître de constante de temps supplémentaire ni de gradient de température le long de la membrane. En revanche, il a fallu diminuer de moitié le facteur de remplissage pour garantir l'adaptation à l'impédance du vide avec une épaisseur suffisamment grande pour garantir un film facilement réalisé et reproductible.

Désormais, on connait les matériaux compatibles avec nos besoins et on sait que la couche mince faisant office d'absorbeur doit être structurée sous forme de grille adaptée à l'impédance du vide dans une cavité réfléchissante d'une profondeur de 400 μm.

4.1.2.6 Capacité calorifique du pixel

On l'a dit, la capacité calorifique totale du pixel doit être faible de manière à ce que l'absorption d'une petite quantité d'énergie se traduise facilement par une élévation de température, directement responsable de la rapidité naturelle du pixel à travers sa constante de temps $\tau = C/G$. Dans le modèle simple d'un seul découplage thermique entre l'ensemble absorbeur/thermomètre et le bain thermique (pour rappel, voir figure 2.2), la partie suspendue est considérée comme un corps unique à la capacité calorifique C. La contribution principale à la capacité calorifique du pixel devrait donc être celle de la grille absorbante. Pour que la thermalisation s'effectue bien et n'induise pas de constante de temps supplémentaire, celles du thermomètre et de la membrane devraient lui être très inférieures.

Pour un métal à l'état normal, la capacité calorifique est égale au produit de la chaleur spécifique du matériau par la masse de l'échantillon. Dans le cas de l'absorbeur en palladium où on fait l'approximation d'une grille d'épaisseur e, de longueur $L = l = 2,7$ mm et de taux de remplissage $\eta = w/v$ donnés dans le tableau 4.1, sa capacité calorifique peut s'exprimer pour le volume V_{abs} correspondant :

$$C_{abs} = c_{abs} \frac{\rho V_{abs}}{M} \tag{4.25}$$

avec c_{abs} la chaleur spécifique du palladium à la température T, ρ sa masse volumique et M sa masse molaire. La chaleur spécifique s'écrit sous la forme générale [97] :

$$c_{abs} = \gamma T + \beta T^3 \tag{4.26}$$

avec γ et β des constantes déterminées expérimentalement. Le premier terme représente la contribution des électrons et le second celle des phonons du réseau cristallin. Pour les métaux, le premier terme domine à basse température. Ainsi pour le palladium, $\gamma = 9,42$ mJ/(mol.K^2) [98] d'où à 450 mK, la chaleur spécifique est de l'ordre de $c_{abs} = 4,24$ mJ/(mol.K). Avec $\rho = 12,02$ g/cm^3 et $M = 106$ g/mol on obtient

Élément	c	V [cm^3]	C [pJ/K]
Absorbeur Pd	$4,24 \times 10^{-3}$ J/(mol.K)	$7,11 \times 10^{-9}$	3,40
Membrane Si_3N_4	$5,29 \times 10^{-8}$ J/(cm^3.K)	$4,21 \times 10^{-6}$	0,23
Thermomètre Nb_xSi_{1-x}	$4,8 \times 10^{-5}$ J/(cm^3.K)	$3,36 \times 10^{-9}$	0,16
Total			**3,79**

TABLE 4.2 – Tableau récapitulatif de la capacité calorifique évaluée des différents éléments du TES à partir de leur dimensionnement et des données issues de [95] [98] [101]. Comme on s'y attend, la contribution principale est celle de l'absorbeur, celle de la membrane et du thermomètre étant comparativement petites.

finalement :

$$C_{abs} = 3,40 \text{ pJ/K} \tag{4.27}$$

ce qui satisfait très largement la condition de rapidité considérée dans la section 3.3.3 si l'absorbeur est effectivement le contributeur principal à la capacité calorifique totale du pixel.

Pour la membrane en Si_3N_4 le thermomètre en Nb_xSi_{1-x}, on calcule leurs capacités calorifiques à partir de valeurs de chaleur volumique empiriques [99] [100]. Pour la membrane, on considère les mêmes dimensions $L = l$ que pour l'absorbeur mais avec une épaisseur $e = 1$ μm et un facteur de remplissage plus grand, de l'ordre de $\eta = 35$ %. Dans [101], on trouve pour le Si_3N_4, $c_{SiN} = 0,58\,T^3$ μJ/(cm^3.K) soit à 450 mK, $c_{SiN} = 5,29 \times 10^{-8}$ J/(cm^3.K). Pour le thermomètre, on peut trouver dans [95] $c_{NbSi} = 4,8 \times 10^{-5}$ J/(cm^3.K) d'où pour un volume $V = 3,36 \times 10^{-9}$ cm^3, on a $C_{NbSi} = 0,16$ pJ/K. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 4.2.

La capacité calorifique théorique totale du pixel à partir de son dimensionnement pour les matrices de dernière génération est de l'ordre de :

$$C_{th} \sim 3,79 \text{ pJ/K} \tag{4.28}$$

mais celle-ci est susceptible de fluctuer d'un bolomètre à l'autre selon les aléas des étapes de fabrication. Elle est principalement due à la capacité calorifique de l'absorbeur, ce qui appuie la validité du modèle thermique qu'on a adopté en première approximation, caractérisé par un seul découplage thermique entre l'ensemble absorbeur/thermomètre et le bain, dans la mesure où le thermomètre et la membrane sont fortement couplés thermiquement à l'absorbeur. La valeur est également largement compatible avec le seuil autorisé de rapidité évalué dans la section 3.3.3 et ce, quelles que soient les valeurs prises dans la zone de liberté de G et T_c pour les deux canaux fréquentiels.

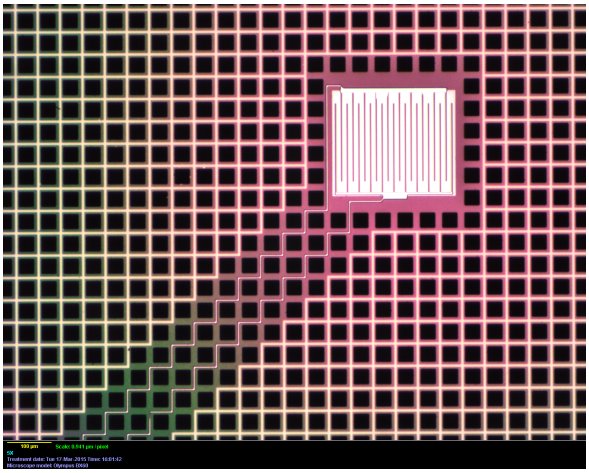


FIGURE 4.8 – Photographie au microscope optique d'un détail d'un pixel (matrice P42). En rose et vert, on distingue la membrane de nitrure de silicium. Sur cette membrane reposent le thermomètre (le grand carré blanc) et l'absorbeur (la grille blanche tout autour). Les parties en noir sont évidées. L'absorbeur n'étant pas en contact électrique avec le thermomètre, le couplage thermique est assuré par la diffusion des phonons dans la membrane en Si_3N_4 entre l'absorbeur et le thermomètre. L'absence d'absorbeur sur une diagonale permet de laisser passer les lignes de courant des *pads* jusqu'au thermomètre.

4.2 Le thermomètre

4.2.1 Une température critique sur mesure

Après l'absorption des photons incidents, le fort couplage thermique de la grille avec le thermomètre s'effectue par l'intermédiaire des phonons au sein de la membrane de nitrure de silicium (Si_3N_4) sur laquelle ils reposent (voir figure 4.8). Lorsqu'ils subissent la contre-réaction électrothermique, les TESs se maintiennent sur leur transition supraconductrice, leur température de fonctionnement est donc approximativement leur température critique si la transition est fine. De ce paramètre crucial vont dépendre les performances du détecteur à travers son bruit de phonons, son bruit Johnson mais aussi sa puissance de saturation. Le choix de la température critique a aussi bien sûr des répercussions importantes sur les moyens cryogéniques mis en œuvre. Il est donc indispensable de pouvoir prévoir et contrôler ce paramètre, d'autant plus qu'on a vu dans le chapitre précédent que le dimensionnement de la température critique était étroitement lié à celui de la conductance thermique qui est, de son côté, plus difficile à contrôler.

4.2.1.1 Méthodes d'ajustement

Les expériences utilisant des TESs sont réparties suivant différentes méthodes de confection de thermomètres avec une température critique ajustable. La plus intuitive

et la plus ancienne consiste à employer un supraconducteur pur de relativement basse température critique, par exemple le tungstène ou le titane. Agencé sous la forme d'un film mince, la température critique du thermomètre peut alors être augmentée selon différents paramètres de fabrication lors du dépôt par pulvérisation. Les TESs des expériences sol BICEP2, *Keck Array* et ballon SPIDER sont par exemple en titane pur [71].

Une autre méthode, majoritairement répandue, consiste à empiler une couche mince d'un matériau supraconducteur (ex : l'iridium, l'aluminium, le molybdène ou le titane) sur une couche mince métallique (ex : or, argent ou cuivre). Si ces films sont plus fins que la longueur de cohérence supraconductrice et que l'interface entre les deux couches est parfaite, le thermomètre composite présente une température critique totale inférieure à celle du supraconducteur pur, par effet de proximité. Cela est dû au fait que pour assurer la continuité entre les deux matériaux, la densité d'états supraconducteurs décroit de manière exponentielle dans le métal et par conséquent ne devient nulle qu'après une certaine longueur de pénétration, en deça de laquelle des paires de Cooper peuvent diffuser. Les TESs des matrices ACTPOL ont par exemple des thermomètres bicouches Mo/Cu [63] et ceux de POLARBEAR en Al/Ti [102]. Cependant, cette approche présente à nos yeux différents inconvénients : principalement, il semble difficile de prévoir le comportement du thermomètre composite dans des conditions qui n'ont pas été testées et référencées au préalable. La température critique semble en outre pouvoir dépendre de paramètres sous-jacents comme la chimie entre les composés et les conditions de fabrications qui peuvent s'avérer complexes à contrôler et identifier. De plus, l'épaisseur des TESs multicouches est tributaire de cet effet de proximité, ce qui rend difficile la maîtrise de la résistance normale R_n de manière indépendante et l'oblige à prendre une valeur très faible du fait de la présence de la couche de métal normal.

Une alternative peu utilisée consiste à diminuer la température critique d'un supraconducteur en le dopant avec une faible concentration d'impuretés : des ions de fer pour le tungstène et le molybdène et des ions manganèse pour le titane et l'aluminium. Dans cette thèse, les TESs ont été fabriqués selon une méthode légèrement différente : l'utilisation d'un alliage amorphe en proportions contrôlées d'un supraconducteur, le niobium, et d'un isolant, le silicium.

4.2.1.2 L'alliage Nb_xSi_{1-x}

La réalisation des thermomètres en Nb_xSi_{1-x} se base sur la maîtrise fiable du procédé de fabrication, fruit d'un long développement au CSNSM [105] [106] [107] [104] [103]. L'idée repose sur le fait que la température critique du composé amorphe Nb_xSi_{1-x} peut être adaptée à loisir suivant trois paramètres :

1. La concentration x en niobium. Dans des conditions de fabrication similaires, à épaisseur e_t égale et suffisamment grande pour être considérée comme 3D

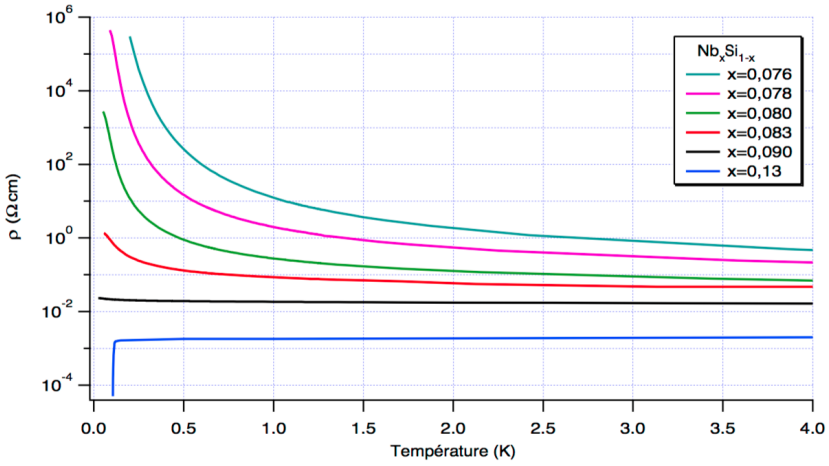


FIGURE 4.9 – Évolution de la résistivité d'un échantillon de Nb_xSi_{1-x} de 1000 Å d'épaisseur avec la température pour différentes concentrations x de niobium. Le comportement supraconducteur qui nous intéresse apparaît pour $x > 12$ % après un comportement semi-conducteur puis métallique. Ces valeurs sont étroitement liées aux caractéristiques de désordre de l'alliage et donc du type de dépôt choisi, ici la co-évaporation. *Crédit : [99].*

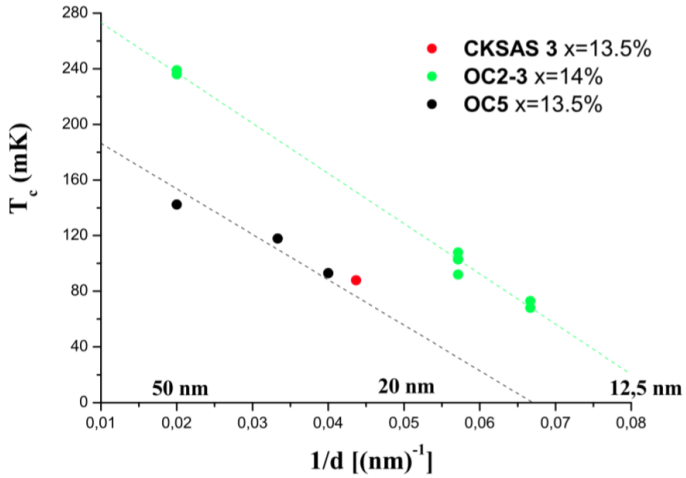


FIGURE 4.10 – Évolution de la température critique d'échantillons de Nb_xSi_{1-x} avec l'inverse de l'épaisseur des films pour des concentrations de niobium x de 13,5 et 14 %. La figure est tirée de [103] à partir de mesures de [104] pour les séries d'échantillons OC2-3 et OC5.

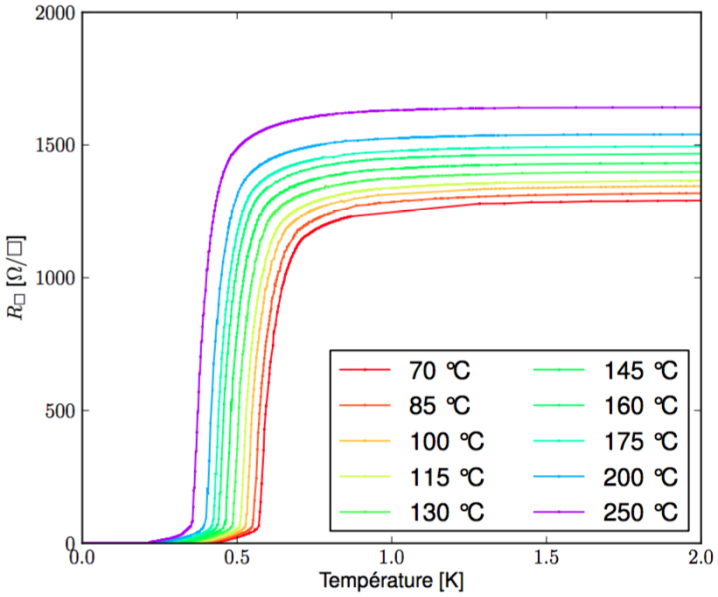


FIGURE 4.11 – Évolution de la résistance par carré et de la température critique d'un échantillon de Nb_xSi_{1-x} pour $x = 18$ % et une épaisseur $e_t = 75$ Å pour des températures de recuit $70 > \theta_a > 250$ °C. *Crédit : [104]*

($e_t \geq 300$ Å), le Nb_xSi_{1-x} possède la propriété remarquable de pouvoir exister à l'état supraconducteur, semi-conducteur ou métallique selon sa proportion de niobium. La figure 4.9 en montre un exemple : pour une épaisseur de 1000 Å, une concentration x de niobium inférieure à 9 % induit un comportement semi-conducteur, proche du comportement du silicium pur. Pour 9 % $< x <$ 12 % le film se comporte comme un métal et pour $x >$ 12 % un supraconducteur. L'ajustement de la température critique passe donc en partie par la détermination de la valeur adéquate de cette concentration par rapport à des étalonnages déjà connus. Plus x est proche de la valeur seuil de 12 % et plus la température critique est basse.

2. L'épaisseur du film. Plus on réduit l'épaisseur de la couche mince et plus on accroît son désordre effectif, ce qui tend à le rendre plus résistif. Ainsi à concentration en niobium donnée, la température critique du Nb_xSi_{1-x} diminue avec l'épaisseur du film comme en témoigne la figure 4.10. En dessous d'une certaine épaisseur, il n'y a plus de température critique et on observe un comportement semi-conducteur. L'épaisseur de l'échantillon constitue le deuxième moyen d'affiner la température critique du thermomètre quand sa composition est déjà fixée.

3. Les recuits. En dernier lieu, on peut ajuster plus finement la température critique à l'aide d'un recuit à une température donnée. La figure 4.11 révèle qu'à composition et épaisseur donnée, plus le recuit est à température élevée et plus

on diminue la température critique du film. On remarque aussi que ce recuit augmente en parallèle la résistance normale du film R_n. Du fait d'un apport d'énergie externe (le recuit), cette modification des propriétés du film a été interprétée comme la possibilité d'une relaxation qui se traduit par une réorganisation locale du système via des mouvements subatomiques. Le système serait alors encore plus désordonné, ce qui diminuerait la conductance locale [108].

4.2.1.3 Dépôt par co-évaporation et par co-pulvérisation

Les thermomètres en Nb_xSi_{1-x} des matrices dont il est question dans cette thèse ont tous été fabriqués par la technique habituelle de co-évaporation du CSNSM dans un évaporateur spécialement conçu à cet effet. Cependant une technique alternative de dépôt est à l'étude à la CTU du C2N (ex-IEF) dans un bâti de co-pulvérisation, l'intérêt étant de simplifier les procédés de fabrication et de minimiser le nombre de transports de l'échantillon entre les laboratoires. Dans un premier temps, il s'agit de vérifier le type de comportement du Nb_xSi_{1-x} puisque, on l'a dit, les propriétés d'un composé amorphe dépendent de ses caractéristiques de désordre liées en partie à ses conditions de fabrication (voir le chapitre 5 en particulier la section 5.1.2 pour plus de détails sur les deux méthodes).

Pour ce faire, des échantillons ont été fabriqués en pulvérisant simultanément du niobium et du silicium en pleine plaque sur des wafers de quatre pouces, c'est-à-dire plus grands que ceux utilisés pour les matrices de QUBIC, de trois pouces. Contrairement à l'évaporateur du CSNSM qui dispose de microbalances à quartz, le bâti de pulvérisation disponible ne permet pas à l'heure actuelle de contrôler *in situ* les quantités déposées de niobium et de silicium. La variation de composition se fait indirectement via la puissance qui traverse les cathodes cibles de niobium et de silicium. La puissance traversant la cible de silicium est fixée à 500 W, tandis que celle de la cible de niobium varie parmi les échantillons de 40 à 75 W. La mesure de la composition exacte et de l'épaisseur des films (autour de 1200 Å) se fait a posteriori par une mesure de rétro-diffusion Rutherford (« Rutherford Backscattering Spectroscopy »(RBS)).

La figure 4.12 haut montre les variations de résistance de ces échantillons avec la température. Elle met en évidence un comportement du Nb_xSi_{1-x} obtenu par pulvérisation similaire à celui observé chez les thermomètres déposé par évaporation avec cependant des valeurs seuil différentes. Ici le comportement supraconducteur a été obtenu pour des concentrations en niobium supérieures à 15 %.

La figure 4.12 bas met en regard la possibilité d'ajuster la température critique du Nb_xSi_{1-x} par évaporation et par pulvérisation. Sur la dizaine d'échantillons pleine plaque réalisés en pulvérisation, seuls trois échantillons contenaient une proportion suffisante de niobium pour avoir un comportement supraconducteur. Il pourrait donc être intéressant d'affiner par la suite ces mesures en réalisant davantage d'échantillons

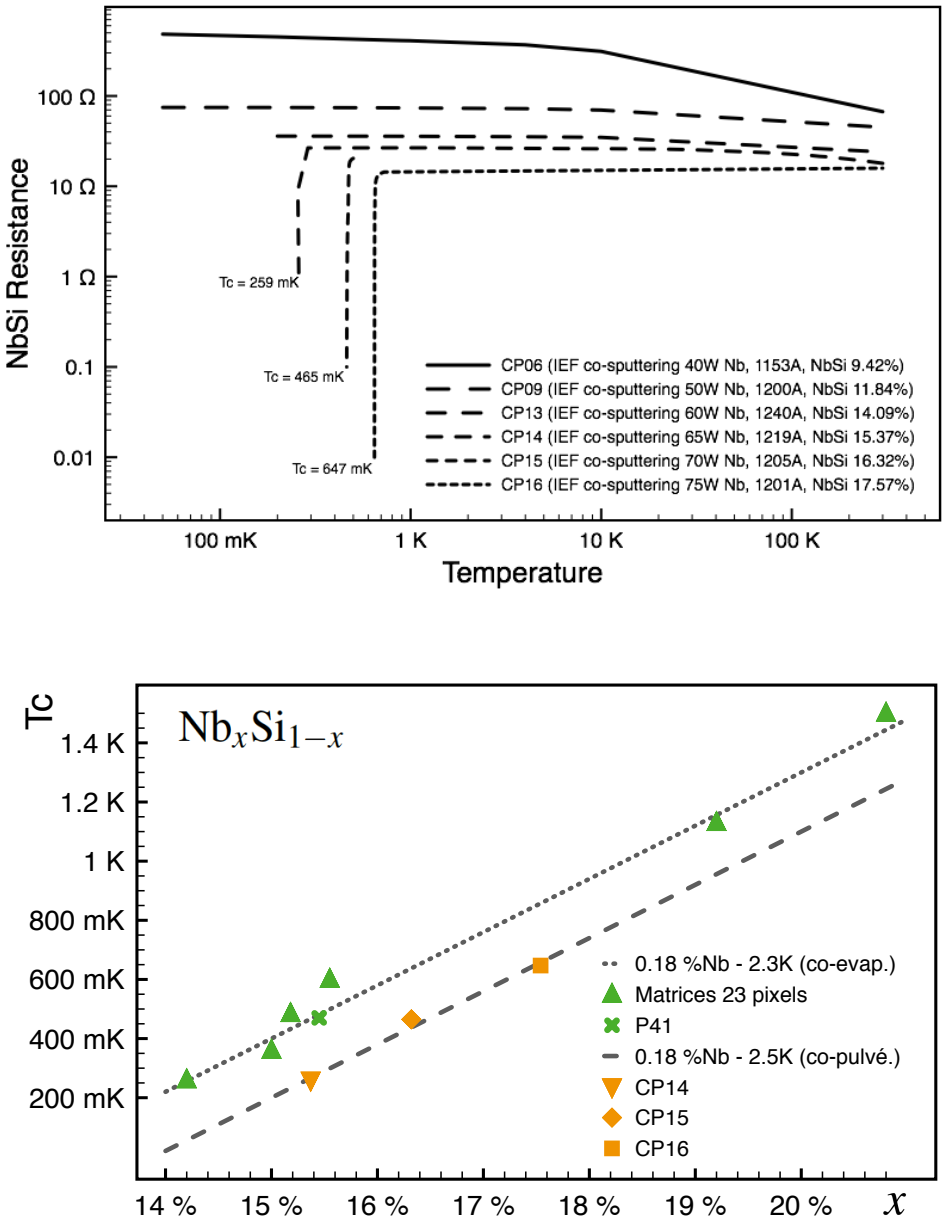


FIGURE 4.12 – *Haut :* Résistance en fonction de la température d'échantillons de Nb_xSi_{1-x} d'une épaisseur d'environ 1200 Å obtenus par pulvérisation avec différentes proportions de niobium. Le comportement supraconducteur apparaît au-delà d'une valeur qui se situe entre 14 et 15 % (contre 12 % pour la co-évaporation). On retrouve le fait que plus on est proche de cette valeur seuil et plus la température critique est basse. À quantité de niobium plus faible, le composé se comporte comme un métal, voire comme un semi-conducteur. *(Échantillons réalisés par Benoît Bélier et Davide Cammilleri). Bas :* Comparaison des températures critiques de Nb_xSi_{1-x} pour différentes quantités x de niobium de dépôts réalisés par évaporation (en vert) et par pulvérisation (en orange). Les triangles verts correspondent à des mesures effectuées par *Martino et al. (2012)* sur les anciennes matrices de TESs à 23 pixels. La croix verte représente la température critique moyenne constatée sur l'ensemble des matrice à 248 pixels de ce travail.

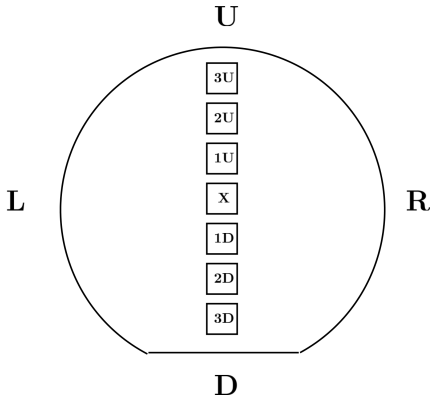


FIGURE 4.13 – Répartition des sous-échantillons sur un wafer de quatre pouces pour les tests d'homogénéité du Nb_xSi_{1-x} pleine plaque en co-pulvérisation.

où la puissance passant par la cible de niobium est supérieure à 60 W. La figure semble toutefois promettre que la quantité de niobium déposée par pulvérisation est un moyen fiable de prédire et d'ajuster la température critique du Nb_xSi_{1-x}, de la même manière que pour l'évaporation (même pente). La raison de l'écart entre les deux méthodes reste en revanche encore à déterminer, les données actuelles ne permettant qu'une comparaison limitée des deux procédés (épaisseur des échantillons différente entre les deux méthodes etc.). Une hypothèse est la présence éventuelle d'argon dans les couches déposées en co-pulvérisation. En effet, dans ce procédé, c'est par l'intermédiaire d'un plasma d'argon que des atomes de silicium et de niobium sont arrachés de leurs cathodes respectives et déposés sur l'échantillon. La présence d'argon dans le film agirait comme une légère dilution de la quantité de niobium. Ainsi, à proportion identique présumée de niobium dans les deux méthodes relativement à la quantité de silicium, la proportion effective en niobium serait en réalité un peu plus faible dans le cas de la pulvérisation. Cela serait équivalent à avoir une quantité légèrement inférieure de niobium et expliquerait la température critique plus basse.

Une préoccupation à propos de l'élaboration des films en Nb_xSi_{1-x} concerne l'homogénéité de leur composition x et de leur épaisseur entre les bords et le centre du wafer. Chaque wafer de 4 pouces ayant reçu un dépôt de Nb_xSi_{1-x} par pulvérisation a donc été découpé en sept sous-échantillons le long d'un diamètre, schématisé en figure 4.13. On a ensuite mesuré la température critique de différents sous-échantillons d'un même wafer. Sur le wafer CP15 dont le sous-échantillon central CP15-X avait une température critique de 465 mK, la disparité de T_c mesurée sur les autres sous-échantillons est trop faible pour être significative (de l'ordre de 10 à 15 mK de plus qu'au centre pour les échantillons CP15-3U et CP15-3D). En revanche, une deuxième mesure de la température critique de CP15-X a été effectuée dans les mêmes conditions neuf mois plus tard et a révélé une baisse de 30 mK. Cela peut s'expliquer par

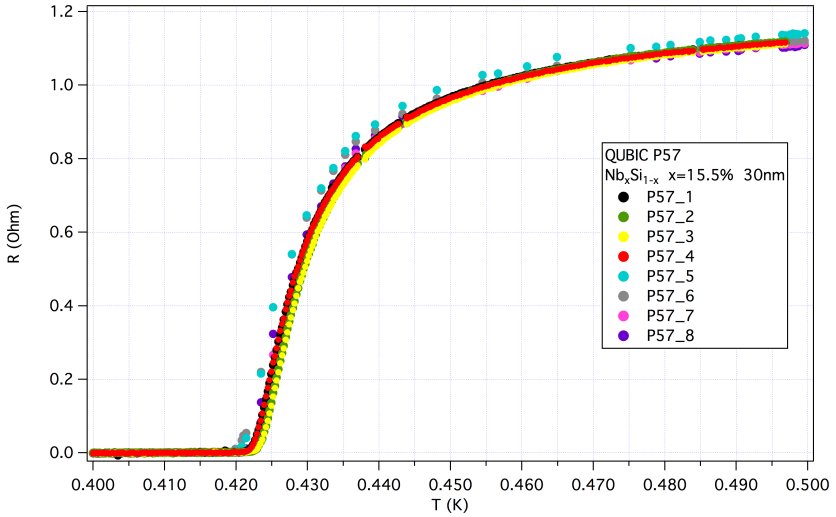


FIGURE 4.14 – Transition de l'état métallique vers l'état supraconducteur de huit pixels sur la matrice de 248 pixels P57. Pour une épaisseur de 300 Å et $x = 15.5$ % de niobium, la température critique du Nb_xSi_{1-x} est ici d'environ 423 mK pour une résistance normale proche de 1.1 Ω. Ces pixels qui sont répartis uniformément sur l'ensemble de la matrice montrent une très bonne homogénéité dans leurs propriétés.

le fait que l'alliage s'oxyde en surface.

Pour résumer, le dépôt de Nb_xSi_{1-x} par co-pulvérisation pourrait être une alternative intéressante à la co-évaporation. Pour explorer cette possibilité, il pourrait être utile par la suite de vérifier plus finement l'influence de la composition en niobium sur la température critique du film et ses autres propriétés ainsi que l'influence de l'épaisseur de l'échantillon et la température de recuits. Pour compléter cette étude, des tests de comparaison des deux techniques et de stabilité des propriétés dans le temps pourraient être réalisés.

4.2.1.4 Température critique des échantillons testés

La température critique du thermomètre en Nb_xSi_{1-x} est évaluée en premier lieu à partir du pourcentage de niobium en tenant compte de l'épaisseur du film. Cette épaisseur est choisie pour être facilement réalisable et pour que le film soit homogène. Elle est donc relativement grande, d'autant plus que le bruit intrinsèque des porteurs de charges dans le Nb_xSi_{1-x} a tendance à diminuer quand le volume de l'échantillon augmente. En revanche on veille à ce que la contribution du thermomètre à la capacité calorifique totale du pixel ne soit pas trop élevée. Si le design des matrices de TESs évolue au fur et à mesure des réalisations et qu'il devient nécessaire de changer la température critique, il est facile de ne jouer que sur l'épaisseur ou la composition de l'alliage sans modifier l'autre paramètre et sans devoir faire appel à un nouveau matériau. Il reste également la possibilité d'avoir recours à un recuit si l'on souhaite diminuer la température critique d'un échantillon a posteriori.

Sauf mention contraire, toutes les matrices sur lesquelles on a travaillé dans cette thèse ont des thermomètres d'épaisseur $e_t = 300$ Å et une proportion $x = 15.5$ % de niobium se traduisant par une température critique $T_c \approx 420$ mK, ce qui est conforme à la valeur idéale calculée en 3.35 lors du dimensionnement du chapitre précédent. La figure 4.14 montre la transition entre l'état normal et l'état supraconducteur de huit pixels témoins aléatoirement choisis et répartis sur l'ensemble de la matrice P57.

4.2.2 Résistance normale

Tout comme la température critique T_c, la résistance du thermomètre à l'état normal est influencée par la composition, l'épaisseur et la température de recuit du film de Nb_xSi_{1-x}. Bien que son ajustement puisse être fait séparément de celui de la température critique en ajustant ces mêmes paramètres [109], le parti pris ici est d'utiliser ces paramètres pour dimensionner en priorité la température critique qui est plus déterminante dans les performances du bolomètre. On utilise donc un moyen indépendant pour moduler la résistance du thermomètre, ce qui présente un avantage par rapport aux thermomètres bicouches ou multicouches pour lesquels cette valeur est fixée par l'épaisseur du film.

Comme la surface du thermomètre reste petite par rapport à la surface totale du pixel, de la grille absorbante et de l'onde incidente, la résistance du thermomètre n'a pas besoin d'être adaptée à l'impédance du vide[3]. Dans une géométrie carrée, la résistance du film est directement la résistance par carré vue par le circuit de polarisation. Elle est lue par deux électrodes supraconductrices à la température de fonctionnement (en niobium ou en aluminium) et vaut R_n à l'état normal. De cette valeur dépend principalement la dynamique du bolomètre : plus R_n est grande et plus la puissance de saturation P_{sat} l'est aussi (équation 3.22), c'est-à-dire que plus le bolomètre est capable d'absorber de puissance optique avant de saturer.

Lorsque le TES est en fonctionnement à R_0, il est à l'origine – entre autres – d'un bruit Johnson dépendant de la résistance (voir section 2.4.6.3). Afin de limiter les pertes d'information, on cherche à garder une chaine de lecture dont le bruit reste inférieur aux bruits intrinsèques générés par le bolomètre. Or, comme on le verra plus en détail par la suite, la chaîne de lecture par multiplexage temporel employée ici impose de garder une marge plus importante encore entre ces deux contributions que lors d'une lecture simple, sans multiplexage. Pour un SQUID qu'on considère ici comme un premier étage d'amplification associé à un TES, son bruit en fonctionnement seul est de l'ordre de $0,6$ pA/$\sqrt{\text{Hz}}$. Ainsi pour conserver une marge, on veut que le bruit Johnson du TES soit supérieur à 6 pA/$\sqrt{\text{Hz}}$, ce qui se traduit à 450 mK par une résistance de fonctionnement $R_0 \lesssim 690$ mΩ. Aussi la résistance de fonctionnement de base du bolomètre a donc été prévue à $R_0 \approx 100$ mΩ. Cette valeur

3. Les thermomètres en Nb_xSi_{1-x} sont des rectangles de 240 μm × 280 μm de côté et la grille absorbante est un carré de 2,7 mm de côté. La surface occupée par le thermomètre représente moins de 1 % de la surface totale de l'absorbeur.

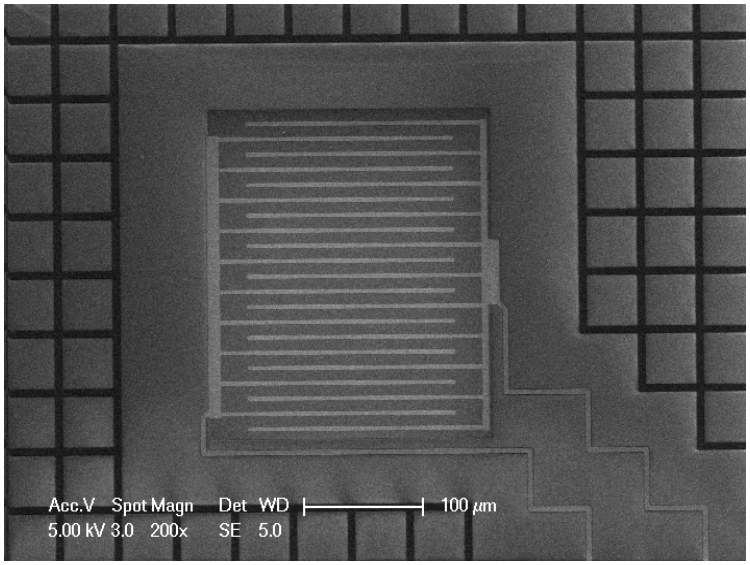


FIGURE 4.15 – Photographie prise au microscope électronique à balayage (MEB) du thermomètre d'un pixel de la matrice P16 avant gravure de la membrane. Les parties les plus claires au centre sont les électrodes en forme de peignes interdigités et les pistes (ici en niobium) effectuant la polarisation du thermomètre dont on distingue le carré plus sombre. Dans cette configuration, les électrodes permettent de diminuer la résistance de l'échantillon de Nb_xSi_{1-x} en changeant le rapport d'aspect des résistances équivalents mises en parallèle. On distingue également en noir la grille de l'absorbeur (ici en TiV).

est également choisie en tenant compte de la forme de la transition supraconductrice, en particulier là où le coefficient α est le plus important.

L'ordre de grandeur de la résistance normale est calculé de manière à ce que $R_0 \sim 10\ \% R_n$, soit $R_n \approx 1\ \Omega$. Par rapport aux tout premiers démonstrateurs (matrices à 23 pixels) pour lesquels $R_n \approx 125\ \mathrm{m}\Omega$, avoir une résistance normale beaucoup plus grande permet une plus grande liberté quant au choix du point de fonctionnement sur la transition supraconductrice et d'être moins gêné par la résistance parasite dans le bas de la transition.

Un carré de Nb_xSi_{1-x} à 15,5 % de niobium et d'épaisseur 500 Å a une résistance d'environ 300 Ω. Donc pour une épaisseur $e_t = 300$ Å et une géométrie identique, la résistance du thermomètre $R_t = \rho_0/e_t$ est de l'ordre de 500 Ω. Pour adapter la résistance vue par le circuit de polarisation, on peut diminuer cette valeur en changeant le rapport géométrique des électrodes [99] comme on peut le voir dans la figure 4.15. En les mettant sous formes de peignes interdigités avec N/2 dents pour l'une et (N/2)+1 dents pour l'autre, cela revient à mettre en parallèle N résistances

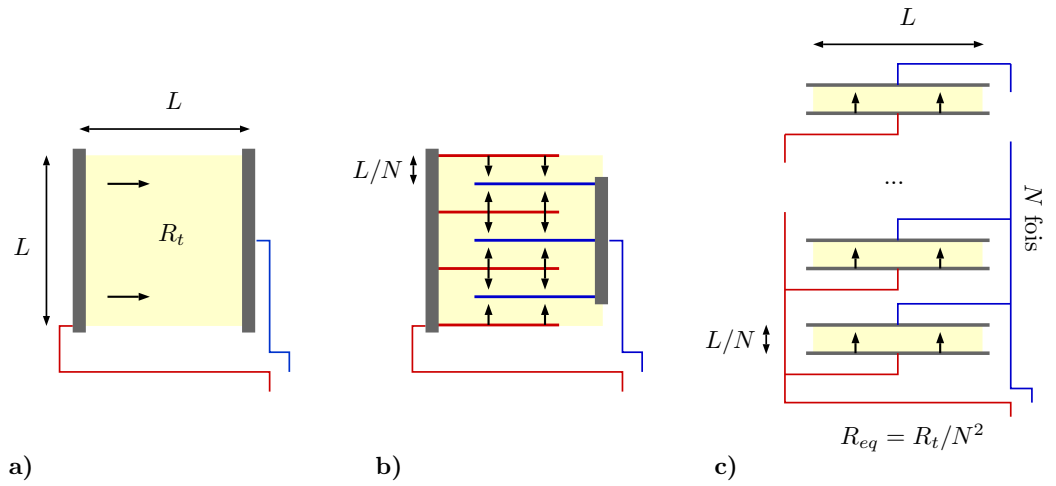


FIGURE 4.16 – *a)* En jaune un carré de Nb_xSi_{1-x} de côté L, d'épaisseur e_t et de résistance R_t traversé par un courant électrique matérialisé par les flèches noires. *b)* Le même échantillon avec des électrodes en peignes interdigités faisant apparaître N segments de Nb_xSi_{1-x} de dimension $L \times L/N$ dans lesquels le courant circule. *c)* Schéma équivalent au *b)*. Les électrodes reviennent à mettre N résistances en parallèle, et chacune de ces résistances est traversée par un courant qui se propage dans un rectangle de largeur L et de longueur L/N. Au final, la résistance équivalente de l'échantillon en *b)* vaut $R_{eq} = R_t/N^2$.

identiques $R_{//}$ (voir schéma 4.16). La résistance équivalente R_{eq} est donc telle que :

$$\frac{1}{R_{eq}} = \underbrace{\frac{1}{R_{//}} + \frac{1}{R_{//}} + ... + \frac{1}{R_{//}}}_{\text{N fois}} \tag{4.29}$$

$$R_{eq} = \frac{R_{//}}{N} \tag{4.30}$$

et dans une géométrie de départ carrée, ce qui est approximativement le cas, chaque résistance en parallèle équivalente $R_{//}$ est un rectangle traversé par un courant dans le sens où il est N fois plus large que long, donc :

$$R_{//} = \frac{\rho_0}{e}\frac{L}{NL} = \frac{R_t}{N} \tag{4.31}$$

$$R_{eq} = \frac{R_t}{N^2} \tag{4.32}$$

Finalement on réduit la résistance effective d'un facteur N^2 par rapport à la résistance de départ R_t. Ainsi, pour une électrode à 11 dents et l'autre à 10 dents, cela revient à mettre 20 résistances en parallèles et on diminue de 400 fois la résistance initiale. C'est ce qui a été fait pour les matrices dont il est question ici, ce qui donne une résistance normale $R_n \approx 1.25\ \Omega$ sans toucher à l'épaisseur de l'échantillon ni modifier sa géométrie. Notons qu'on peut au contraire augmenter la résistance

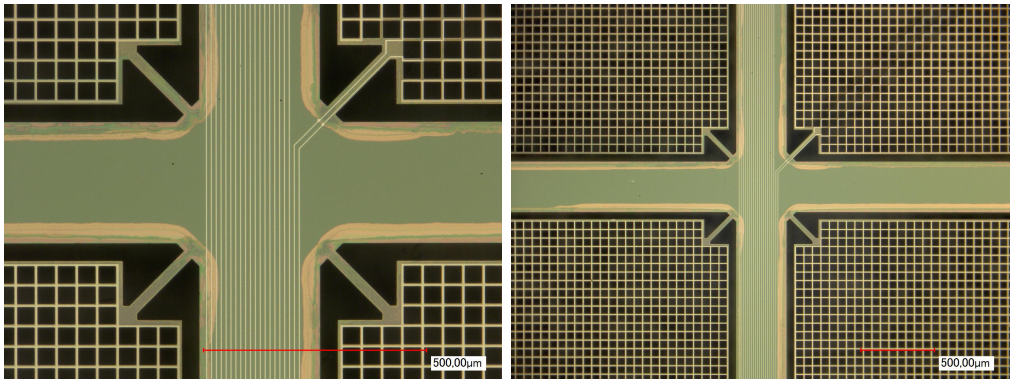


FIGURE 4.17 – La photo de gauche est un agrandissement de la photo de droite, prises toutes deux au microscope optique sur la matrice P17. On y voit quatre pixels de manière tronquée. Sur chaque coin de pixel, le champ de vue permet de distinguer une des quatre poutres de maintien (en vert) assurant la suspension et le découplage thermique de l'ensemble thermomètre/absorbeur avec la référence thermique générée par le cryostat. Le faisceau de fines lignes verticales blanches au centre sont les lignes de lecture des TESs dont celui en haut à droite représenté sur la photo.

équivalente pour atteindre le méga-ohm en déposant le Nb_xSi_{1-x} sous forme d'un méandre entre deux électrodes simples, ce qui est équivalent à faire passer le courant dans un rectangle très long et fin. Ce type de thermomètre à haute impédance est adapté à une électronique de lecture à base de transistors JFET [4]. L'ajustement des électrodes en peignes interdigités ou le dépôt du Nb_xSi_{1-x} en méandre permet donc de moduler la résistance normale du thermomètre selon l'application qui lui est dédiée.

4.3 Le découplage thermique

Le découplage thermique G responsable de la dynamique et de la sensibilité du pixel est assuré par de fines poutres qui soutiennent l'ensemble absorbeur/thermomètre et dans une moindre mesure par les pistes électriques supraconductrices qui amènent le courant au thermomètre. Ces poutres suspendent entièrement la partie sensible au rayonnement du pixel (voir figure 4.17). En plus d'êtres faites dans un matériau dont la conductance thermique doit correspondre aux attentes formulées dans la partie 3.3.2, elles doivent être suffisamment robustes pour résister aux fortes contraintes mécaniques au sein du pixel pendant et après la fabrication. Le matériau couramment choisi pour ce rôle est le nitrure de silicium Si_3N_4 qui constitue également la membrane couplant l'absorbeur au thermomètre.

Le transport de chaleur dans le Si_3N_4, matériau amorphe, se fait principalement par diffusion de phonons. Plus on baisse la température du substrat, plus il devient difficile d'exciter les phonons – l'énergie du système devenant trop petite par rapport

4. *Junction Field Effect Transistor*

aux niveaux d'énergie des phonons – et plus leur diffusion est inefficace. Ainsi, le libre parcours moyen des phonons augmente et à température cryogénique il peut même excéder l'épaisseur de l'échantillon. La diffusion de surface devient alors importante.

D'après des études menées sur des échantillons d'un micron d'épaisseur de Si_3N_4 faiblement contraint [101], on distingue principalement deux régimes de diffusion :

— lorsque la température $T > 4$ K, la diffusion se fait majoritairement dans l'ensemble du volume de l'échantillon.

— lorsque $T < 4$ K le libre parcours moyen des phonons devient plus grand que l'épaisseur de l'échantillon et la diffusion se fait principalement en surface.

Il est difficile de prévoir la valeur de G de manière fiable en amont de toute expérience, simplement à partir des dimensions des poutres de nitrure de silicium et de la température de l'expérience. L'évaluation de la conductance thermique effective dans une configuration donnée se fait plutôt grâce à des mesures I(V) (voir section 6.3). Cependant on peut en faire une estimation dans la limite de la diffusion de surface en utilisant [101] :

$$G = 4\,\sigma A\,T^3\xi \tag{4.33}$$

où A est la section de la membrane perpendiculaire à la direction de l'écoulement de chaleur et $\sigma = \sum_i(\pi^5 {k_B}^4/15h^3{v_i}^2) = 15,7$ mW.cm^{-2}.K^{-4} la constante de Stefan-Boltzmann obtenue en sommant deux modes acoustiques transverses et un longitudinal ayant respectivement les vitesses du son $v_t = 6,2.10^5$ cm/s et $v_l = 10,3.10^5$ cm/s dans des membranes en Si_3N_4 similaires [110]. Le facteur sans dimension ξ caractérise le type de diffusion de surface. Il est encadré par deux valeurs limites :

$$\xi_{Casimir} \leq \xi \leq 1 \tag{4.34}$$

Le cas idéal $\xi = 1$ a lieu lorsque la réflexion des phonons sur la surface de l'échantillon se fait de manière spéculaire. À l'opposé, la limite inférieure appelée « limite de Casimir » se manifeste lorsque les phonons sont susceptibles d'être réfléchis selon tous les angles solides possibles, rendant la diffusion globale moins efficace et réduisant donc la conductance thermique G. Ce facteur dépend beaucoup de l'état de surface de la partie de l'échantillon où se réfléchissent les phonons, parallèlement à l'écoulement global du flux de chaleur : lorsque la surface de réflexion est parfaitement lisse, on se rapproche du cas spéculaire où $\xi = 1$. En revanche quand la surface présente des aspérités dues à des défauts dans le matériau lui-même ou à l'ajout d'une couche mince d'un autre matériau, on observe une diminution de la conductance thermique et on se rapproche de la limite de Casimir. Cela confirme l'hypothèse d'une diffusion majoritairement surfacique plutôt que volumique : si la diffusion se faisait surtout dans l'ensemble de l'échantillon, l'ajout de matière en surface produirait un flux de chaleur parallèle au flux principal et augmenterait G, contrairement à ce qui est observé.

On comprend qu'il est difficile de donner une valeur exacte à ξ sans réaliser

Matrices	$A = e \times l$	L	Type	Quantité
248 pixels	1 μm $\times$ 30 μm	200 μm	poutres diagonales	4/pixel
23 pixels	0,5 μm $\times$ 140 μm	700 μm	poutres diagonales	4/pixel
23 pixels	0,5 μm $\times$ 100 μm	500 μm	poutres centrales	4/pixel

TABLE 4.3 – Dimension des poutres en Si_3N_4 faiblement contraint assurant le découplage thermique entre le pixel et la référence thermique T_{bath}. Les poutres ont une longueur L et une section A définie par le produit de l'épaisseur e et la largeur l, perpendiculaire au flux de chaleur. Les matrices à 248 pixels dont il est question dans cette thèse possèdent quatre poutres diagonales dans les coins du pixel. Les anciennes matrices à 23 pixels comptent huit poutres par pixel : quatre poutres centrales et quatre poutres diagonales.

tout un travail de caractérisation avec des tests spécifiques. Cependant, pour des échantillons dont le facteur de forme est faible, on peut approximer la limite de Casimir par $\xi_{Casimir} \sim \sqrt{A}/L$ avec A la section de l'échantillon perpendiculaire à l'écoulement de chaleur et L sa longueur [101]. Le tableau 4.3 réunit les dimensions des poutres de soutien des matrices utilisées dans cette thèse (matrices à 248 pixels) et des matrices précédentes (23 pixels). En considérant que les conductances thermiques des quatre poutres s'additionnent (ce qui revient à un découplage à une seule poutre de section quatre fois plus grande mais de même longueur) et à partir des valeurs du tableau, on trouve pour notre géométrie une valeur théorique minimale de la conductance thermique totale pour la limite de Casimir $G_{Casimir} \sim 188$ pW/K.

Cette valeur, bien qu'associée à beaucoup d'incertitude, possède le mérite de donner un ordre de grandeur à la valeur minimale attendue et de rendre compte du fait qu'à une géométrie donnée, une surface non parfaitement dégagée et lisse peut avoir pour effet de diminuer la conductance effective.

Une manière plus empirique de prédire la conductance théorique des pixels à partir de leur géométrie et de la température consiste à se servir de mesures déjà effectuées sur les matrices à 23 pixels dans [1]. En effet, on a vu dans la section 2.4.2.3 que la conductance thermique peut s'écrire :

$$G(T_0) = n\kappa {T_0}^{n-1} \tag{4.35}$$

Les anciennes mesures faites sur les matrices à 23 pixels ont révélé une conductance thermique moyenne $G_{23} = 210$ pW/K à une température $T_{23} = 575$ mK et une loi de puissance $n = 2,8$. Le lien thermique étant constitué du même matériau et le pixel fabriqué selon des méthodes identiques, il parait légitime d'imaginer que les phonons diffusent approximativement de la même manière pour les deux générations de matrices. On fait l'hypothèse que la conductivité thermique et la loi de puissance n sont les mêmes dans les deux cas. On peut évaluer la valeur théorique de la conductance

d'un bolomètre d'une matrice à 248 pixels avec :

$$G_{248} = G_{23}\frac{(A/L)_{248}}{(A/L)_{23}}\left(\frac{T_{248}}{T_{23}}\right)^{n-1} \tag{4.36}$$

En utilisant la température critique $T_{248} = 450$ mK qui est la température critique mesurée en moyenne sur les TESs de la matrice testée à froid P41 et les dimensions du tableau 4.3, on trouve $G_{248} \sim 70 - 100$ pW/K selon qu'on utilise la loi de puissance calculée pour les matrice à 23 pixels (n=2,8) ou à 248 pixels (n=4,1). Insistons encore sur le fait que cette valeur ne sert que de simple indication qu'il convient de confronter aux mesures. Il est également possible qu'elle varie d'un pixel à l'autre selon son aspect de surface et les inhomogénéités qui peuvent survenir lors de la gravure des pixels qui dégagent les poutres du substrat.

En prenant en compte les deux méthodes qui comportent toutes deux d'importantes incertitudes, on arrive à un ordre de grandeur théorique :

$$G_{th} \sim 140 \pm 70 \text{ pW/K} \tag{4.37}$$

Les mesures préliminaires réalisées sur la matrice P41 et exposées dans la section 6.3 ont permis d'évaluer en moyenne une conductance thermique $G \sim 60$ pW/K. Bien que cette matrice soit équipée des anciennes versions d'absorbeur en TiV, le design concernant la découplage thermique est identique à celui des matrices les plus récentes. La valeur obtenue est beaucoup plus faible que la valeur attendue du fait de la simple géométrie des poutres utilisées. Cela plaide en faveur d'une hypothèse selon laquelle sur cette matrice les membranes de Si_3N_4 ont été sur-gravées et ont perdu de leur épaisseur. Il conviendrait de vérifier cette hypothèse par des mesures au microscope électronique à balayage.

Néanmoins pour les matrices récentes avec l'absorbeur en palladium, si les prévisions de la section 4.1.2.6 en matière de capacité calorifique et ci-dessus à propos du découplage thermique se vérifiaient expérimentalement, cela correspondrait à une constante de temps naturelle (sans ETF) des détecteurs de l'ordre $\tau \sim 25$ ms. Cette valeur de τ pourrait être corroborée par des mesures d'impédance complexe.

4.4 Récapitulatif

Au chapitre précédent, on a dressé le portrait idéal des détecteurs en fonction des contraintes liées aux expériences dédiées de manière à ce qu'ils soient les plus performants possible. Dans ce présent chapitre, on s'est penché sur le design des pixels concrets actuellement fabriqués dans le cadre de l'instrument QUBIC. On a montré de quelle manière on peut ajuster la configuration de certains paramètres pour optimiser leur fonctionnement : choix, dimensionnement et structuration de l'absorbeur, ajout d'un *backshort*, méthodes d'ajustement de la température critique

Grandeur	Unité	Valeur moyenne
Capacité calorifique C_{th}	pJ/K	3,79
Conductance thermique G_{th}	pW/K	140
Constante de temps τ_{th}	ms	25

TABLE 4.4 – Valeurs moyennes théoriques des principales caractéristiques des pixels d'une matrice à partir du design actuel avec un absorbeur en palladium. Pour la matrice P41 sur laquelle on a pratiqué des tests préliminaires (voir chapitre 6), l'absorbeur est en TiV, la capacité calorifique et par conséquent la constante de temps naturelle devraient donc être légèrement différentes.

et de la résistance normale du thermomètre:. À partir du design existant pour les matrices les plus récentes, on en a déduit une plage de valeurs prévisionnelle pour des grandeurs caractéristiques importantes telles que la capacité calorifique du détecteur, sa conductance thermique et sa constante de temps naturelle. Ces valeurs sont récapitulées dans le tableau 4.4.

Si ces prévisions se vérifient effectivement lors de tests cryogéniques et sachant que la température critique des différents échantillons réalisés jusqu'ici a été choisie dans une gamme de valeurs allant de 420 à 470 mK, on peut comparer les valeurs théoriques à celles du tableau 3.6. On remarque que pour l'instrument final QUBIC, le design actuel conduit à une conductance thermique trop faible, ce qui pourrait entraîner une saturation trop rapide des bolomètres en fonctionnement. Il pourrait être facile d'augmenter la conductance thermique en doublant l'épaisseur de la couche de Si_3N_4 par exemple. Les températures critiques semblent adaptées au plan focal à 150 GHz, en revanche il faudrait l'augmenter pour le plan focal à 220 GHz si le choix est conservé de ne changer que la température critique entre les deux plans focaux. La capacité calorifique théorique C_{th} est bien en dessous de la valeur maximale autorisée C_{max} et ce, quelles que soient les valeurs de G et de T_c choisies. Aussi, la constante de temps naturelle théorique τ_{th} est inférieure à la constante de temps maximale τ_{max} autorisée avant que le détecteur ne devienne trop lent. On dispose donc d'une très bonne marge sur la rapidité du détecteur, d'autant plus qu'il s'agit pour τ_{th} de la constante de temps sans ETF et donc non-accélérée. De plus, si on augmente la conductance thermique, on accélérera encore la constante de temps.

CHAPITRE 5

La microfabrication, ou comment forger des matrices de centaines de pixels

Au chapitre précédent, on a dressé le portrait concret du pixel et plus largement du plan focal spécifique qu'on souhaite réaliser. On s'attache à montrer ici les coulisses des étapes technologiques aboutissant finalement à l'élaboration complète de matrices opérationnelles ainsi que les enjeux soulevés par les procédés de fabrication. Les étapes qui suivent se portent sur des matrices à 248 bolomètres effectifs fabriquées à partir de wafers de trois pouces. Chaque matrice matérialise donc un quart de plan focal. Tous les échantillons dont il est question dans cette thèse ont exclusivement été réalisés au CSNSM en ce qui concerne les dépôts par évaporation et à la CTU IEF-Minerve pour toutes les autres étapes [1].

5.1 Quelques bases en microfabrication

Les procédés employés pour la fabrication de nos matrices sont communément utilisés dans la réalisation de microsystèmes ou *MEMS*[2]. Ces techniques qui ont connu une explosion dans les années 1990 sont héritées de la microélectronique et de la réalisation de leurs circuits intégrés. En 1959, le deuxième circuit intégré réalisé par Robert Noyce utilise la technologie planaire pour l'intégration et la connexion de transistors : les structures réalisées sont un empilement de couches planes minces déposées sur un unique substrat plan et dont les motifs ont été gravés. Le même principe a connu un tel essor qu'il a été développé et massivement transposé aux microsystèmes. Cette technique a aujourd'hui atteint des précisions excellentes : on est en mesure de réaliser des motifs extrêmement fins et des architectures complexes et variées allant de microbancs optiques à charnières [111] à des systèmes suspendus en passant par des microengrenages. Elle repose en revanche en grande partie sur un

1. Le travail de fabrication s'est déroulé simultanément avec la transition de l'IEF vers le C2N.
2. Pour *micro electro mechanical systems*. On définit comme microsystème tout dispositif miniaturisé comportant par exemple de l'électronique intégrée et dont l'une des dimensions au moins est micrométrique.

procédé particulier : la photolithographie. Les explications qui suivent sont étayées plus en détail dans [112] et [113].

5.1.1 La photolithographie, un pochoir de photons

5.1.1.1 Généralités

La photolithographie ou même lithographie est un terme abusivement employé pour désigner la technique qui consiste à « sculpter » un motif particulier dans une couche mince de résine plane à l'aide d'un flux de photons. Un substrat plan, par exemple un wafer de silicium, est recouvert d'une couche de cette résine spéciale, dite photosensible. On insole cette plaque à l'aide d'une source de lumière (ici ultraviolette) au travers d'un masque plan et comportant un motif. Par projection, les zones de résine qui se situent à l'aplomb des parties transparentes du masque sont exposées, à l'opposé de celles qui se situent sous le motif. Suivant le type de résine utilisé, l'exposition aux photons permet de durcir ou au contraire de fragiliser les zones exposées. Il est alors possible de retirer dans un bain de solvant la partie la plus fragile de la résine, laissant apparaître le motif du masque (ou son négatif). Ce motif en résine sera éliminé avant le rendu final du microsystème. Il sert simplement d'intermédiaire, de couche sacrificielle pour délimiter les contours des zones que l'on désire graver ou sur lesquelles on veut déposer un matériau, à la manière d'un pochoir. En procédant de la même manière, couche après couche, on construit petit à petit une structure qui peut s'avérer complexe et finalement produire un microsystème qui reste le plus souvent plan.

Un des attraits de cette technique est qu'elle permet de reproduire simultanément des éléments à de nombreux exemplaires sur le même support en en dessinant plusieurs sur le même masque et que le même masque peut être réutilisé à loisir.

5.1.1.2 Déroulement

La photolithographie se déroule selon des étapes dont certaines ne sont pas sans rappeler celles du tirage des clichés en photographie argentique. Ces étapes sont illustrées en figure 5.1 et décrites ci-dessous.

1. **Préparation du substrat.** Les dimensions des motifs souhaités pouvant être du même ordre de grandeur que la taille des poussières qu'on rencontre fréquemment dans tout environnement, il est nécessaire de nettoyer au préalable l'échantillon et de travailler dans une salle blanche où la température, l'humidité et la pression sont maintenues à un niveau précis et où la concentration particulaire est contrôlée.

   Il faut ensuite s'assurer que la résine va bien adhérer au substrat. Quand il est en silicium ou en métal noble, l'adhésion se fait facilement. En revanche ce n'est pas le cas quand la surface est en silice (SiO_2) qui se développe na-

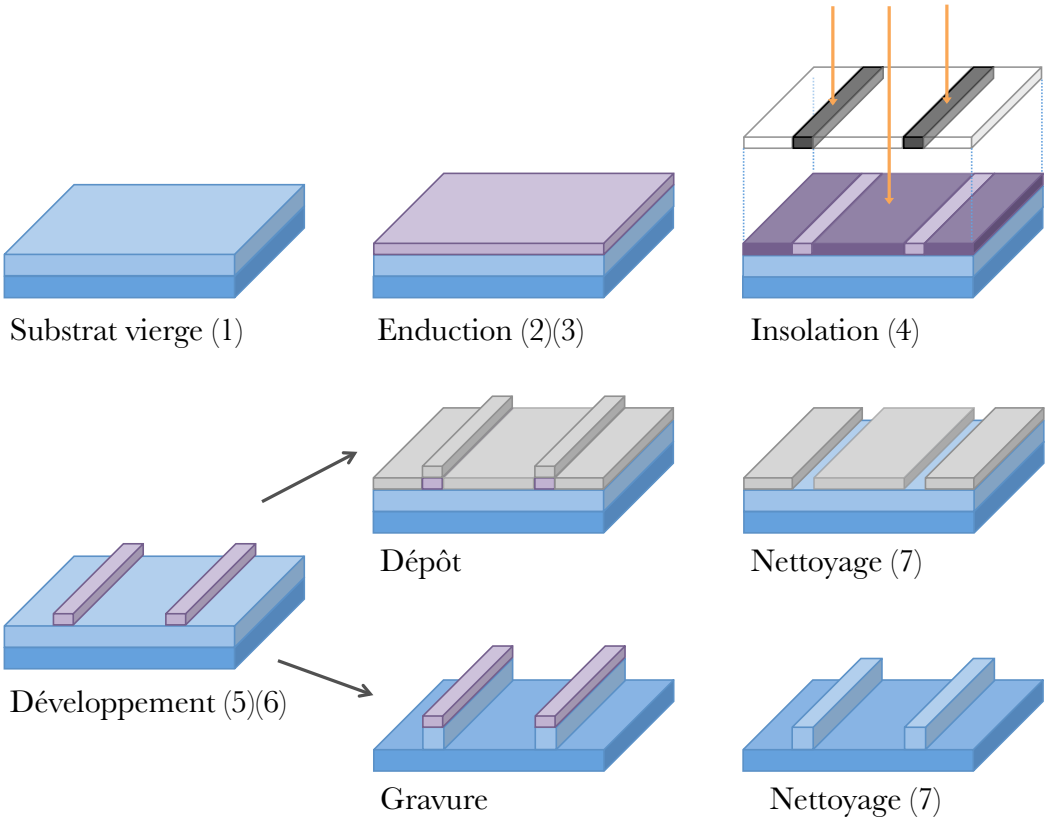


FIGURE 5.1 – Principe de la photolithographie. Pour la description des étapes, voir le texte dans la section 5.1.1.2. Notes : par souci de clarté, on a dessiné un substrat vierge comportant déjà deux couches de matériaux différents (en bleu foncé et en bleu clair). On a également représenté le masque à distance de l'échantillon à l'insolation, mais les deux sont en réalité en contact. On a aussi pris le parti de représenter le résultat obtenu au développement avec une résine positive (en mauve et violet foncé), puis de montrer les motifs obtenus en cas de dépôt (en gris) ou de gravure.

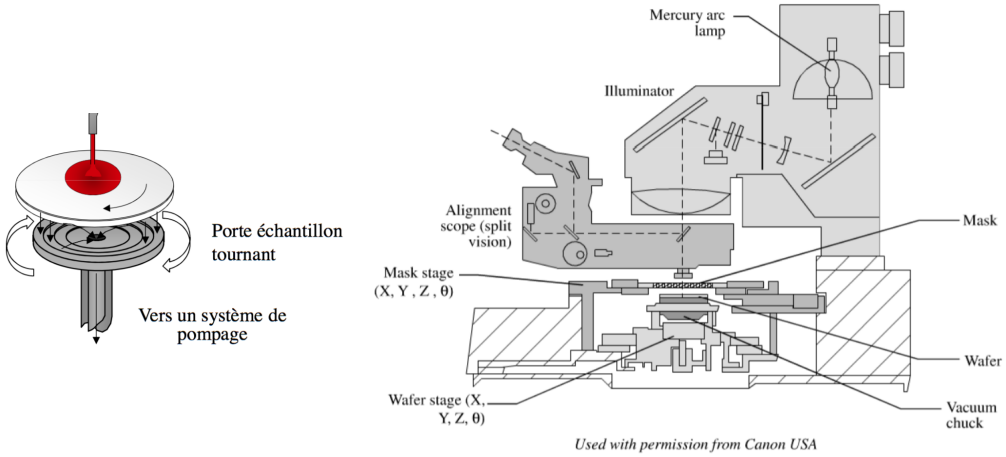


FIGURE 5.2 – *Gauche :* Schéma de fonctionnement d'une tournette [113]. L'échantillon est maintenu en place par aspiration sur le porte-substrat puis l'expérimentateur verse en son centre de la résine photosensible à la pipette. On met alors l'échantillon en rotation rapide selon un régime adapté à la résine. Dans un premier temps la résine s'étale à la surface de l'échantillon, puis l'excès en est éjecté, laissant en principe une couche d'épaisseur uniforme. *Droite :* Schéma d'un aligneur de masque. L'échantillon est maintenu par aspiration dans un réceptacle au-dessus duquel on vient superposer le masque. À partir d'une lampe à mercure, un système optique produit un faisceau de rayonnement UV perpendiculaire au masque. L'alignement du masque avec l'échantillon se règle à l'aide de la superposition de motifs complémentaires situés sur ces derniers et visualisés par deux caméras tournées vers l'échantillon. Les aligneurs double-face possèdent deux caméras supplémentaires positionnées sous l'échantillon.

turellement sur le silicium au contact de l'air ou en aluminium qui s'oxyde de même. Dans ce cas, on peut se débarrasser de l'eau adsorbée par le substrat par une déshydratation (en le chauffant par exemple) ou par adjonction d'un promoteur d'adhérence (*primer*). On place pour cela le substrat sur un porte-échantillon tournant rapidement, une « tournette » (représentée en figure 5.2 gauche), et on verse quelques gouttes de *primer* au centre de l'échantillon. Par centrifugation, le liquide s'étale à la surface de l'échantillon puis le surplus en est éjecté, recouvrant entièrement le substrat de manière uniforme. Le *primer* réagit chimiquement avec l'eau adsorbée de l'échantillon en substituant l'hydrogène de sa liaison -OH par une chaîne qui diminue la tension de surface, favorisant ainsi le contact avec la résine.

2. **Enduction de résine.** On recouvre maintenant l'échantillon d'une couche de résine photosensible. Il s'agit d'un liquide visqueux qui comprend au moins un polymère (le corps de la résine), un composé photosensible et un solvant (environ 70 %). Pour cela on a recours à la même méthode que pour le primer, l'enduction par centrifugation (*spin-coating*) au cours de laquelle la résine s'étale et la teneur en solvant va diminuer jusqu'à atteindre 10 à 35 % par

évaporation. L'épaisseur de la résine déposée est étalonnée par rapport à sa viscosité, la vitesse et le temps de rotation. Elle est normalement uniforme sur l'ensemble de la surface mais peut présenter un léger bourrelet sur le bord si la résine est très épaisse.

3. **Premier recuit (*prebake* ou *softbake*).** L'échantillon enduit subit un premier recuit, par exemple sur une plaque chauffante à une température inférieure à 200 °C. Ce recuit a pour rôle de réduire encore la teneur en solvant (jusqu'à 4 à 7 %) et de densifier la résine (au prix d'une perte d'environ 10 % d'épaisseur), ce qui détend les contraintes créées dans la résine et améliore son adhésion. Il faut néanmoins prendre soin de ne pas chauffer trop fort ou trop longtemps l'échantillon sous peine de détruire les composés photosensibles.

4. **Insolation**. On place l'échantillon enduit dans un aligneur de masques comme illustré en figure 5.2 droite. Dans notre cas, ce dispositif plaque directement sur l'échantillon un masque fait d'une plaque de verre ou de quartz transparente aux rayonnements UV sur lequel est dessiné un motif en chrome qui y est opaque [3]. On parle de lithographie par contact. On comprend alors qu'un rebord de résine qui serait apparu lors de l'enduction empêcherait le masque d'être parfaitement en contact avec l'échantillon, ce qui dégraderait la résolution du fait de la diffraction au bord des parties opaques du masque. Puis, à l'aide d'un système optique simple, une lampe à mercure émet un flux de photons UV (à une « dose » elle aussi étalonnée) perpendiculaire à la surface de l'échantillon qui traverse le masque dans ses zones transparentes. À cette longueur d'onde et proximité, la résolution attendue est de l'ordre du micron. Il se produit à l'insolation des réactions photo-chimiques dans la couche de résine exposée qui modifient sa vitesse de dissolution et que l'on décrit au prochain paragraphe. Certaines résines nécessitent un recuit entre l'insolation et le développement pour activer la réaction, on parle de *post-exposure bake*.

   Lorsque l'objet final comporte plusieurs couches qui nécessitent différentes étapes de lithographie, il est nécessaire de disposer de repères sur le masque et l'échantillon pour maintenir l'alignement des couches les unes par rapport aux autres. Quand on doit de plus travailler sur les deux faces de l'échantillon comme c'est le cas ici pour suspendre chaque pixel, on a besoin d'un aligneur double-face qui permet d'aligner le masque du côté de travail avec des repères présents sur l'autre face de l'échantillon.

5. **Développement.** Après l'insolation dans l'aligneur, on plonge l'échantillon dans un bain de révélateur ou développeur, solvant qui dissout spécifiquement la résine fragilisée (selon le type de résine, la partie exposée ou non-exposée). Il reste alors le motif de résine que l'on voulait transférer. L'insolation et le

3. Le masque est lui-même souvent fabriqué par lithographie laser dont le faisceau, contrôlé, balaye et grave les zones désirées d'une pleine plaque de chrome à partir d'un fichier informatique exécutable.

développement déterminent le profil des flancs de la résine qui faciliteront ou non les étapes successives de fabrication. Il faut également savoir que certains développeurs peuvent avoir tendance à attaquer les métaux qui ne sont pas protégés par la résine.

6. **Second recuit (*hardbake*).** Ce recuit peut aussi s'effectuer sur une plaque chauffante et a pour rôle d'éliminer le solvant restant du motif de résine. Il la durcit également, ce qui termine d'optimiser son adhésion au substrat et sa résistance aux attaques pour les procédés qui suivront. À la fin de toutes ces étapes, le substrat en lui-même n'a pas été modifié, on a simplement dessiné les contours des formes où on désire déposer ou enlever de la matière. Il convient donc d'inspecter et de vérifier au microscope l'état de la résine avant de poursuivre : homogénéité, absence de bulles d'air ou d'éraflures, allure des flancs ... Si la qualité de la lithographie n'est pas satisfaisante, elle est en principe entièrement réversible, il suffit pour cela de rincer l'échantillon avec un solvant adapté (souvent de l'acétone) et de recommencer à la première étape en s'assurant que le nettoyage a été efficace.
7. **Nettoyage (*stripping*).** Enfin, si la lithographie s'est bien déroulée et qu'on a effectué le transfert (c'est-à-dire le dépôt ou le retrait de matière voulue selon les techniques qu'on décrit dans les sections 5.1.2 et 5.1.3), on cherche à retirer la résine qui a rempli son rôle sans abimer l'objet en cours de réalisation. Pour cela, on a souvent recours à un nettoyage par voie humide : on immerge l'échantillon dans un solvant organique, un acide fort etc. Mais si la résine a trop durci ou que la voie humide est incompatible car l'objet est trop fragile ou que certaines couches risquent d'être attaquées, on utilise la voie sèche. Le *stripping* sec classique peut se faire à l'aide d'un plasma O_2 (délaquage) qui forme des produits volatils avec la résine, évacués par pompage.

5.1.1.3 Les résines

Les résines sont constituées comme on l'a vu plus haut de trois éléments principaux :

— un polymère ou matrice qui assure la tenue mécanique de la résine, son squelette. Sa structure peut changer pendant l'insolation.
— un composé photosensible qui peut être porté par le polymère. C'est lui qui déclenche la réaction photo-chimique quand il est exposé aux UV.
— un solvant qui ne joue pas de rôle dans la réaction photo-chimique mais qui est indispensable pour rendre l'enduction centrifuge uniforme.

Dans les résines en couches minces dont il est question ici (c'est-à-dire dont l'épaisseur est comprise entre un et quelques microns), il existe deux familles principales de résines : les résines positives et les résines négatives.

Avec les résines positives, les parties qui ont été exposées aux rayonnements

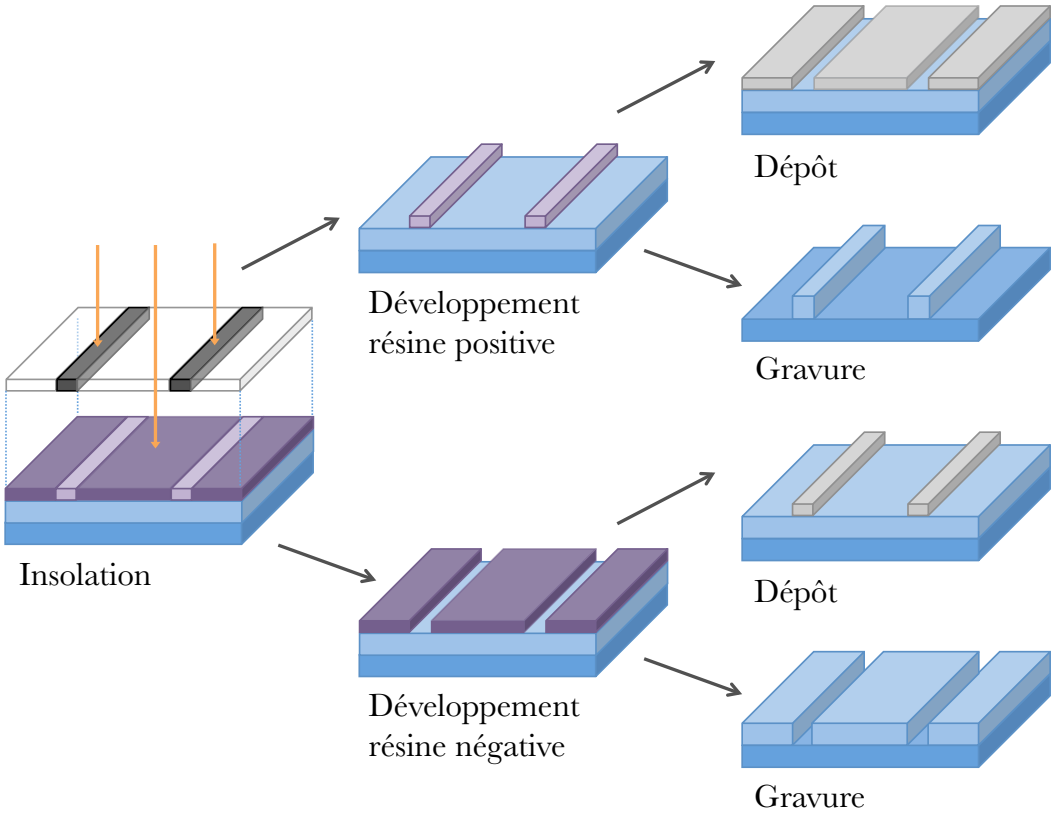


FIGURE 5.3 – Résultats obtenus à partir du même masque pour un développement à partir d'une résine positive (en haut) ou négative (en bas). Les résines positives donnent en lithographie le positif du masque, et les résines négatives le négatif du masque. On voit que selon la réalisation d'un dépôt ou d'une gravure, on peut alors obtenir quatre résultats différents (après *lift-off* ou nettoyage) mais complémentaires les uns des autres à partir du même motif présent sur le masque.

UV deviennent par réaction photo-chimique plus solubles que les parties masquées. Pour les résines de type novolaque qui sont couramment employées par exemple, le composé photoactif se transforme sous l'effet du rayonnement et de l'eau contenue dans la résine en un composé polaire, l'acide indénique. Ce dernier forme un sel soluble avec le révélateur adéquat (alcalin), ce qui permet de dissoudre la résine dans les régions insolées.

Les résines négatives au contraire permettent la dissolution dans un révélateur des zones de résine qui étaient à l'ombre et rend les zones qui ont pris le « coup de soleil » insolubles (voir figure 5.3). Cela est rendu possible par plusieurs réactions qui entrainent une augmentation du poids moléculaires ou un changement de polarité de groupes fonctionnels des zones exposées. Les résines négatives offrent une meilleur résistance vis à vis des étapes technologiques suivantes, mais elles sont en contrepartie plus difficiles à nettoyer et offrent une résolution moins bonne que les résines positives.

Parmi les paramètres d'une résine qui auront une influence sur la qualité de

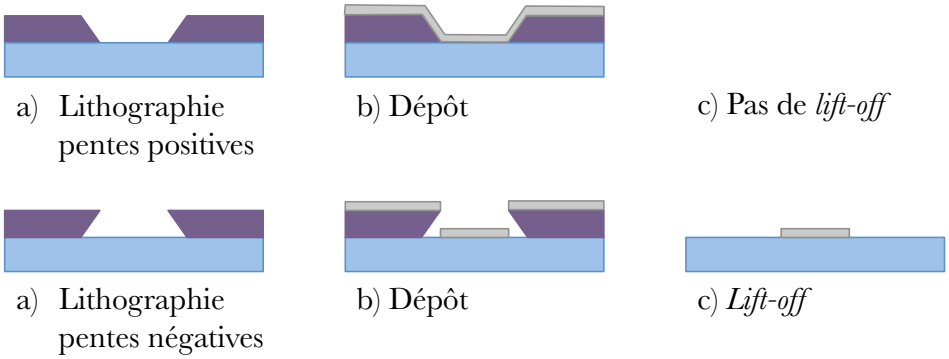


FIGURE 5.4 – *Lift-off* dans deux cas différents. En haut, avec une résine positive classique, les flancs ont tendance à présenter une légère pente positive. Après le dépôt, elles sont intégralement recouvertes du matériau déposé. À l'immersion dans le solvant adapté à la résine, celui-ci n'attaque pas le matériau déposé, il ne peut donc pas atteindre la résine et ne peut pas décoller la couche de dépôt superflue. On voit en dessous que le *lift-off* est grandement facilité par des flancs inversés à la lithographie. Au dépôt, les flancs de la résine sont protégés par ombrage et laissent un petit espace entre le dépôt et la résine. Ainsi, lorsqu'on plonge l'échantillon dans le développeur, celui-ci peut attaquer la résine puis passer sous la couche de dépôt excédentaire et la décoller, laissant apparaître le motif désiré.

l'image lithographique, on peut citer ses propriétés optiques (réponse spectrale, indice de réfraction) et chimiques (viscosité, sensibilité à la température ou aux gaz ambiants...). En particulier son contraste, défini selon des courbes d'étalonnage, caractérise l'aptitude de la résine à donner des flancs verticaux. Les flancs des motifs en résine jouent un rôle dans la résolution et la fidélité de l'objet final par rapport à son masque de départ, mais aussi dans l'efficacité et la netteté des étapes technologiques réalisées.

L'idéal est souvent de conserver des flans verticaux, cependant, pour certains procédés comme le *lift-off*, il peut être avantageux d'avoir un profil avec des parois inversées, en « casquette » [4] (voir figure 5.4). En effet, imaginons un wafer venant de subir une lithographie puis sur lequel on a réalisé un dépôt. Le procédé de dépôt est tel que toute la surface de l'échantillon est recouverte y compris la partie enrésinée. Pour se débarrasser de la résine ayant rempli son rôle, on immerge et on laisse reposer l'échantillon dans un solvant de la résine, c'est le *lift-off*. La surface évaporée pèle et se détache aux endroits enrésinés. Cependant pour que l'opération fonctionne, le solvant ne doit bien sûr pas attaquer le matériau qu'on vient d'évaporer et surtout atteindre la résine afin de décoller la partie superflue pour laisser apparaître le motif désiré. Cela est grandement facilité avec des flancs inversés.

Pour faciliter le *lift-off* avec une résine positive qui a tendance à avoir des flancs

4. À l'opposé de ce que l'on rencontre souvent avec les résines positives dont les flancs ont tendance à avoir des pentes positives à 75-85 ° du fait que la lumière est de plus en plus atténuée quand elle pénètre dans la résine.

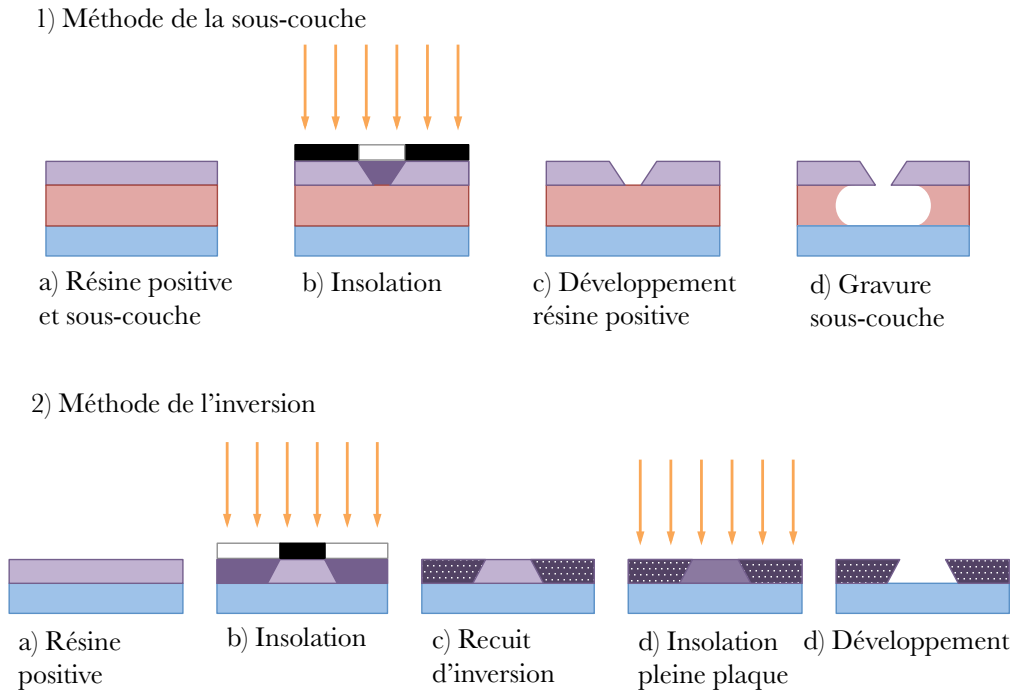


FIGURE 5.5 – Méthodes pour faciliter le *lift-off* à partir d'une résine positive. *Haut :* la méthode consiste à empiler une résine positive classique sur une couche de résine non photo-sensible mais gravée par le même développeur que la résine. L'insolation se déroule de manière classique mais au développement, le solvant attaque la couche supérieure de résine positive là où elle a été exposée puis attaque en partie la sous-couche. Si on réalise par la suite un dépôt, l'allure de ces flans permet au solvant du *lift-off* de s'engouffrer sous la couche superflue et de la décoller. *Bas :* la méthode par inversion utilise une résine positive qui contient un agent de réticulation. L'insolation se fait de manière classique, mais elle est suivie d'un recuit au cours duquel l'agent de réticulation présent réagi pour créer un composé inerte, uniquement dans les parties insolées. Il suffit ensuite d'insoler la partie auparavant protégée pour la rendre soluble, puis la développer. On obtient alors des flans inversés favorables au *lift-off*.

positifs, il existe deux méthodes, illustrées par la figure 5.5. On peut par exemple empiler deux couches de résines dont seule la couche supérieure est photosensible, fine et positive mais dont les deux sont solubles dans le même développeur. On procède à l'insolation de la même manière que d'habitude. Mais lors du développement, le révélateur va d'abord dissoudre la partie exposée de la couche photosensible, puis la deuxième couche et ainsi creuser sous la première, facilitant le décollement en cas de *lift-off*. Un exemple de lithographie réalisée avec une sous-couche est donné en figure 5.6.

L'autre solution consiste à utiliser une résine inversible. Il s'agit en fait d'une résine positive à laquelle on adjoint un agent de réticulation. Une fois encore, on procède de façon habituelle jusqu'à l'exposition avec le masque, créant des zones exposées plus solubles que les zones masquées. Cependant, on effectue ensuite un

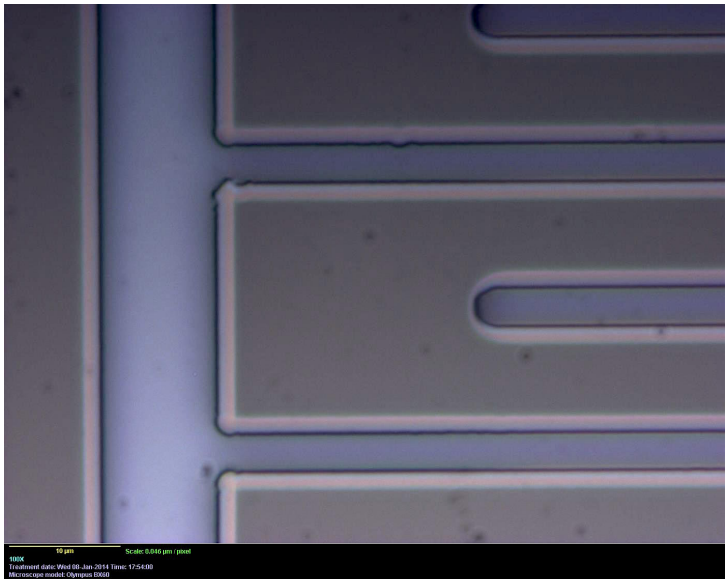


FIGURE 5.6 – Photographie au microscope optique d'une lithographie par méthode de la sous-couche pour l'optimisation du *lift-off* en vue du dépôt des électrodes des thermomètres. Le motif visible en gris est fait de résine positive. Par transparence, on discerne en dessous une autre couche, plus foncée, qui est la couche de résine non photo-sensible.

recuit d'inversion : au-delà de 110 °C, l'agent de réticulation devient actif dans les régions insolées et forme alors avec le composé photo-actif une zone inerte quasi-insoluble dans le développeur et désormais insensible à l'exposition. La zone non exposée quant à elle continue à se comporter de manière habituelle. Il suffit alors d'insoler en pleine plaque l'échantillon : les zones réticulées ne changent pas mais la zone auparavant masquée devient soluble. Au développement, seule la partie durcie reste, avec les flancs recherchés.

5.1.2 Ajouter de la matière : les dépôts

Le rôle même de la lithographie est de délimiter les contours des formes sur lesquelles on vient ensuite ajouter ou enlever de la matière. On s'intéresse ici aux différentes techniques de dépôts auxquelles on fait appel lors de la réalisation des matrices à 248 pixels et qui sont loin d'être exhaustives. Les dépôts se font toujours sur l'ensemble de la surface de l'échantillon sous la forme de couches minces qu'on définit comme de quelques dizaines de nanomètres à quelques microns d'épaisseur.

5.1.2.1 LPCVD

Les dépôts se divisent en deux catégories générales : les dépôts *physiques* en phase vapeur (PVD) dans lesquels les principes mis en œuvre n'intègrent pas de réactions chimiques et les dépôts *chimiques* en phase vapeur (CVD) où elles sont à la base

du phénomène de dépôt. La LPCVD (pour *low pressure chemical vapor deposition*) fait partie de cette dernière famille. Son principe général consiste à introduire des espèces chimiques spécifiques sous forme gazeuse (précurseurs) dans une enceinte à basse pression. Là, elles réagissent à la surface du substrat pour fabriquer un composé solide qui se condense en formant le dépôt désiré. Il se crée souvent des sous-produits des réactions chimiques mais qui sont eux aussi gazeux et donc évacués par le flux qui traverse la chambre en permanence, la basse pression permettant de limiter les réactions chimiques non désirées.

Cette technique permet de traiter un grand nombre de substrats simultanément en les rangeant à la verticale sur la tranche et d'obtenir des couches très pures et homogènes. Elle n'a pas été employée sur nos échantillons dans les laboratoires qui effectuent toutes les étapes de fabrication mais est intervenue en amont, lors de la commande des wafers. En effet, il est possible de se procurer des substrats répondant à de nombreux critères, dont l'ajout d'une couche à l'épaisseur désirée, ici la membrane en Si_3N_4 dont la qualité de dépôt avec de très faibles contraintes est capitale. Notons toutefois que le procédé est tel que la couche est déposée sur les deux faces de l'échantillon même si une seule est utile.

5.1.2.2 Évaporation

L'évaporation, parfois abrégée PVD fait partie des dépôts *physiques* en phase vapeur. Cette méthode a été employée par le CSNSM pour le dépôt de toutes les couches qui forment les différents éléments des bolomètres (en dehors de la membrane en nitrure de silicium qui était déjà présente sur le wafer de départ). Le principe repose sur le changement d'état physique d'un corps pur (voir figure 5.7). Sous vide, par effet Joule ou par un canon à électrons (*e-beam PVD*), on chauffe dans un creuset le corps liquide ou solide qu'on veut déposer de telle sorte qu'il y ait suffisamment de pression de vapeur pour son évaporation ou sa sublimation. De la matière est éjectée et, rencontrant peu d'autres particules lui faisant obstacle grâce au vide, se propage de manière isotrope dans l'enceinte. Certaines particules atteignent donc la cible (l'échantillon) qu'on place en vis-à-vis et s'y condensent en formant un dépôt, ainsi que sur les parois de la chambre. L'épaisseur évaporée est contrôlée par une microbalance à quartz présente *in situ* : celle-ci subit une oscillation du fait d'une stimulation piézoélectrique délivrée par des électrodes. Toute particule se déposant à sa surface change sa masse et décale sa fréquence de résonance. En connaissant la densité et la masse du matériau évaporé, on peut alors en déduire son épaisseur.

Pour l'évaporation simultanée de différentes espèces, par exemple pour l'alliage titane-vanadium qu'on a utilisé pour l'absorbeur ou le Nb_xSi_{1-x} pour le thermomètre, on peut partir d'un creuset rempli de l'alliage ayant la composition souhaitée (cas du titane-vanadium) ou quand le bâti le permet de deux creusets distincts visant la même cible (cas du Nb_xSi_{1-x}). On parle dans ce dernier cas de co-évaporation.

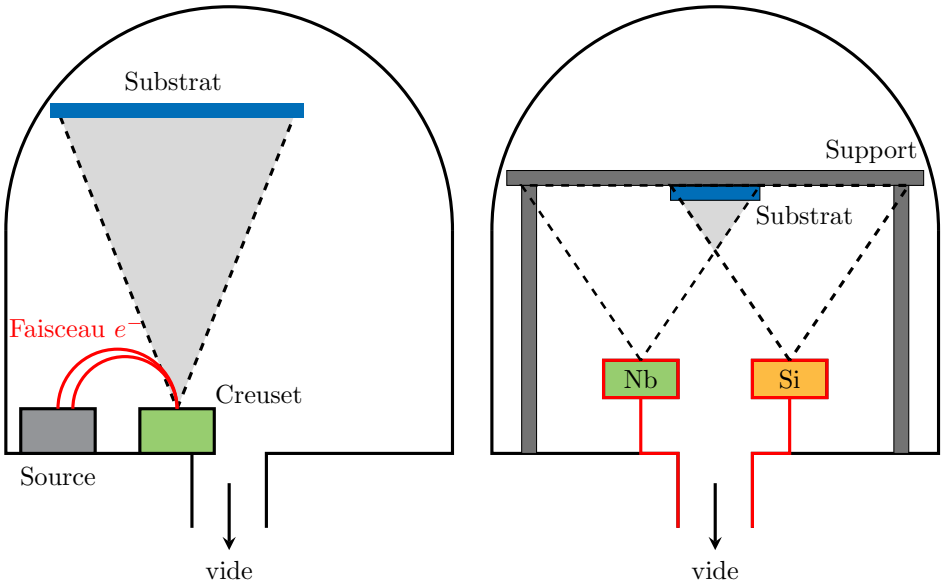


FIGURE 5.7 – *Gauche :* Schéma de principe de la méthode de dépôt par e-beam PVD. Un filament de tungstène chargé émet un faisceau d'électrons. Le matériau que l'on veut déposer est disposé dans un creuset sur une anode. Celle-ci est alors bombardée par le faisceau d'électrons qui transforme les molécules du creuset en phase gazeuse. On peut aussi obtenir le même effet en chauffant les creusets par effet Joule. Sous vide ou ultravide, les molécules libérées précipitent sous forme solide sur l'échantillon. L'homogénéité de la couche peut être améliorée en chauffant légèrement le substrat et en le faisant tourner sur lui-même. *Droite :* PVD par co-évaporation pour le dépôt de Nb_xSi_{1-x} à partir de deux sources distinctes qui peuvent être à l'origine d'un gradient de concentration si l'échantillon n'est pas en rotation. *Adapté de [114].*

Outre les problèmes éventuels rencontrés dans tout type d'évaporation (présence d'impuretés dans le film déposé due à la qualité du vide, à la vitesse d'évaporation etc.), la co-évaporation apporte une difficulté supplémentaire. En effet, du fait que les matériaux soient évaporés à partir de deux sources distinctes, les particules déposées arrivent avec un angle différent de la normale à la surface de l'échantillon ce qui provoque un gradient de concentration de l'ordre de 0,2 %/mm en s'écartant du centre de l'échantillon [95]. Pour un wafer de 3 pouces, cela reviendrait à une différence de l'ordre de 8 % entre un pixel du centre et un pixel de la périphérie. En outre, il peut aussi apparaître un phénomène d'ombrage si la surface de l'échantillon n'est pas tout à fait plane mais comporte des motifs en reliefs comme une résine réalisée par lithographie par exemple. Fixer le substrat à un porte-échantillon en rotation autour d'un axe vertical à une vitesse adaptée (de l'ordre d'un demi-tour par seconde pour une vitesse d'évaporation de 1 à 2 Å/s) suffit à rendre cet effet négligeable. En revanche, il subsiste une petite différence d'épaisseur entre le centre et le bord de l'échantillon.

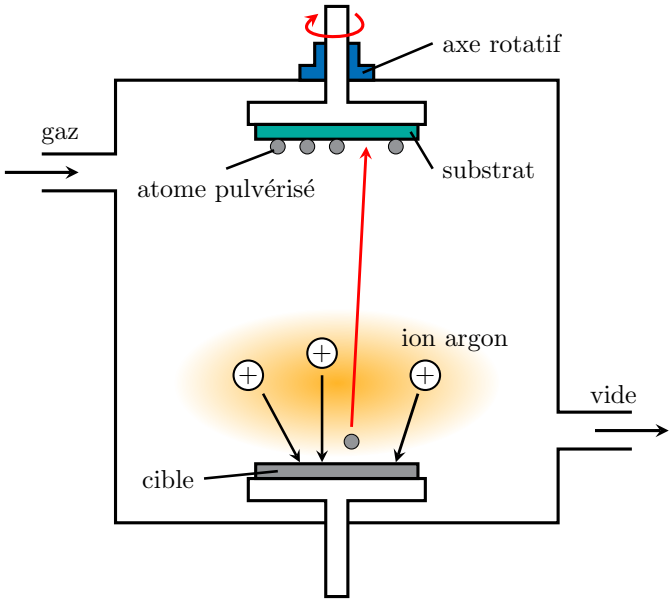


FIGURE 5.8 – Schéma de principe du dépôt par pulvérisation. Dans une chambre sous vide dans laquelle on injecte de l'argon, on applique une forte tension entre deux électrodes, générant un plasma. Le matériau à déposer se situe sur la cathode cible qui est bombardée par les ions d'argon. Le substrat est placé à l'anode où se condensent les atomes arrachés à la cible. Ici, le matériau à déposer n'est pas chauffé pour atteindre l'état gazeux comme pour l'évaporation, mais arraché physiquement par les ions du plasma. La co-pluvérisation fonctionne de manière identique avec une cathode supplémentaire constituée du second matériau à déposer.

5.1.2.3 Pulvérisation cathodique

La pulvérisation fait aussi partie des PVD. Elle a été utilisée à la CTU IEF-Minerve et n'est pas intervenue dans la fabrication des matrices de 248 bolomètres, mais a servi à élaborer tous les échantillons tests de Nb_xSi_{1-x} en co-pulvérisation dont il est question au paragraphe 4.2.1.3. Le procédé se déroule dans une chambre sous vide dans laquelle se trouvent une anode et une cathode (voir figure 5.8). Sur la cathode est placée la cible (matériau que l'on veut déposer) et sur l'anode le substrat, éventuellement en rotation. Puis on injecte dans la chambre un gaz neutre et on applique une forte tension électrique entre les électrodes, ce qui provoque l'ionisation du gaz et l'initiation d'un plasma. Les ions du plasma (positifs) bombardent alors la cathode sur laquelle se trouve la cible de matériau à déposer. Principalement par transfert de quantité de mouvement, les particules de gaz qui percutent la cible en arrachent des atomes qui sont éjectés dans l'enceinte et qui peuvent se condenser à la surface du substrat, à l'anode. La croissance de la couche mince passe par l'agglomération d'atomes sous forme d'îlots. Leur taille et leur nombre augmentent jusqu'à atteindre la saturation de densité de nucléation. Les ilots se mettent alors à coalescer (ce qui peut être accéléré en chauffant légèrement le substrat) et peu à

peu une couche continue se forme. Concernant le choix du gaz qui agit simplement comme un vecteur d'énergie, il ne doit pas réagir avec le film en croissance, ce qui limite le choix aux gaz rares. Pour cette raison, son coût relativement bas et sa masse atomique importante, on utilise souvent l'argon.

Lorsqu'on veut déposer un matériau amorphe à partir de deux composés, il est parfois possible, comme pour le Nb_xSi_{1-x} des échantillons dont il a été question, d'avoir recours à la co-pulvérisation en utilisant deux cibles séparées. Dans ce cas, on peut contrôler les proportions du composé en modulant la puissance à chaque cathode. Dans d'autres cas, notamment quand l'un des composés ne se trouve pas à l'état solide dans ces conditions de pression et de température, on peut aussi introduire un gaz supplémentaire non neutre qui va réagir chimiquement avec le matériau cible. Après réaction il sera un composant à part entière du dépôt élaboré. C'est le cas du nitrure de niobium (NbN) par exemple qu'on peut déposer à partir d'une cible de niobium et d'injection contrôlée d'azote. On parle dans ce cas de pulvérisation cathodique *réactive*, à la frontière entre les PVD et les CVD.

5.1.2.4 Pulvérisation et évaporation

Les systèmes de pulvérisation cathodique bénéficient d'un recouvrement plus uniforme des reliefs ou dépression d'un substrat que par évaporation, ainsi que de la possibilité de déposer presque n'importe quel matériau solide à des températures ordinaires y compris ceux difficiles à évaporer puisque le passage en phase vapeur se fait à la suite d'un processus mécanique (la collision du gaz inerte) et non à la suite d'un chauffage. En revanche les couches déposées peuvent être contaminées par le gaz du plasma.

Les systèmes par évaporation sont quant à eux à pression plus basse. Aussi les dépôts réalisés sont en principe plus purs. On peut également faire des dépôts simultanés sur plusieurs substrats. Néanmoins cette technique nécessite d'apporter beaucoup de puissance pour mettre en vapeur les composés les plus réfractaires et le dépôt d'alliage peut être perturbé si les composés ont des pressions de vapeurs saturantes très différentes.

5.1.3 Retirer de la matière : les gravures

On s'intéresse maintenant au pendant des dépôts dans les techniques de microfabrication, les gravures. De la même manière que les dépôts, les gravures servent à faire apparaître un motif dans une couche mince, à usiner un substrat en surface ou en volume. Elles peuvent également libérer des sections par retrait de couches sacrificielles. Les contours de ces motifs sont délimités par des masques à-même le substrat qui peuvent aussi bien être une couche de résine sculptée auparavant par lithographie que la couche d'un matériau déposé lors d'une étape précédente. Le principe repose sur le fait que le procédé employé pour retirer la couche désirée grave beaucoup plus

FIGURE 5.9 – Quel que soit le type de gravure (sèche ou humide), il existe des gravures isotropes ou anisotropes. Les gravures humides sont très souvent isotropes, c'est-à-dire que la vitesse de gravure est identique dans toutes les directions, ce qui donne un profil sphérique et permet la gravure sous le masque qui protège la zone à conserver (résine lithographiée ou couche d'un autre matériau remplissant une autre fonction). La gravure anisotrope au contraire possède des directions de gravure privilégiées : par exemple la vitesse de gravure est plus grande dans la direction perpendiculaire à la surface du substrat que dans la direction parallèle.

vite ce matériau qu'il ne grave le masque protecteur, ce dernier restant rarement parfaitement intact pendant toute la durée de la gravure. Le rapport des vitesses de gravure du matériau à enlever sur celle du masque qui le protège est appelé la sélectivité du procédé.

Il existe deux types de gravures. Les gravures dites humides qui se déroulent en milieu liquide et uniquement par le biais de réactions chimiques, et les gravures sèches, en milieu gazeux et via des procédés physiques, chimiques, ou une combinaison des deux. Les méthodes présentées ici se restreignent à celles qui sont majoritairement employées pour la fabrication de nos matrice à 248 pixels et ne couvrent qu'un panel limité des techniques de gravures existantes.

5.1.3.1 Isotropie et anisotropie de gravure

Qu'elle soit humide ou sèche, la gravure peut se faire de deux manières différentes. Le procédé peut être anisotrope, c'est-à-dire que sa vitesse de gravure n'est pas la même dans toutes les directions (voir figure 5.9). En particulier, la vitesse de gravure peut être plus grande dans la direction perpendiculaire à la surface du substrat que dans la direction longitudinale, ce qui assure des flancs bien droits et qui est souvent préférable. Lorsque la gravure est isotrope au contraire, la vitesse de gravure est la même dans toutes les directions, ce qui rend les profils de gravure arrondis. Cette technique peut présenter un avantage pour graver en-dessous des masques et créer des structures suspendues par exemple.

5.1.3.2 Gravure humide

La gravure humide est à ne pas confondre avec le procédé de *lift-off* qui consiste à décoller le surplus d'une couche mince déposée par dessus l'ensemble d'un substrat

comprenant un masque en résine. Dans le cas du *lift-off*, seule la résine est gravée et le relief présent est aplani. Dans la gravure humide au contraire, c'est la couche mince qui est directement attaquée et creusée (silicium ou métal par exemple) par réaction chimique tandis que la résine sert de protection aux autres zones. Le procédé en revanche reste le même, l'immersion totale de l'échantillon dans une solution adaptée et dont on peut contrôler la température par bain-marie ou l'agitation par ultrasons.

Selon l'empilement de couches déjà présentes qui peuvent être hétérogènes, il est parfois délicat de trouver une solution de gravure adaptée et suffisamment sélective, attaquant peu le masque et les autres composés. En général, les gravures humides sont isotropes et les vitesses de gravure sont thermiquement activées. Ici, elles ont été utilisées pour graver l'aluminium qui matérialise tout l'accès électrique des TESs (électrodes, routage et plots de contact en bord d'échantillon). Une fois l'échantillon immergé, la solution oxyde dans un premier temps l'aluminium en générant des cations métalliques. Puis l'acide phosphorique aussi présent dans le solution forme un complexe avec ces cations, qui sont alors solubles dans l'eau. La gravure est isotrope et sa vitesse augmente avec la température mais diminue avec l'utilisation de la solution. Par le passé, on a également testé la gravure du silicium par gravure humide anisotrope au KOH mais les résultats obtenus étaient peu encourageants car ils semblaient fragiliser les membranes après l'élimination de la résine de protection à l'acétone [115].

5.1.3.3 La gravure RIE

La gravure ionique réactive ou RIE (*Reactive Ion Etching*) est une technique de gravure sèche anisotrope qui a été employée pour graver de fines couches de silicium et des composés en contenant, comme le Si_3N_4 ou le Nb_xSi_{1-x}. Comme il s'agit d'un procédé relativement doux et lent, on ne peut pas l'utiliser pour graver des motifs sur des couches trop épaisses de silicium, la résine servant de masque pour protéger les zones à ne pas graver se consumant au fur à et à mesure et risquant de ne plus remplir son rôle.

Le principe de la RIE s'apparente beaucoup au fonctionnement de la pulvérisation cathodique, et particulièrement de la pulvérisation cathodique *réactive* (voir figure 5.10). Comme elle, la RIE est de type capacitif : dans une enceinte sous vide, on applique une différence de potentiel à deux électrodes, mais cette fois l'échantillon devient la cible et est placé à la cathode. Des gaz sont introduits dans l'enceinte et un plasma est généré, les ions sont attirés et bombardent l'échantillon pour en arracher des atomes, c'est donc une gravure physique. Mais les gaz introduits (précurseurs) sont choisis et combinés de manière à ce qu'ils se dissocient en un certain nombre d'espèces chimiques dont des radicaux[5], très réactifs. Par adsorption, ces espèces vont additionnellement réagir avec la surface de l'échantillon pour créer des espèces

5. Des atomes ou des molécules neutres dont la couche de valence est incomplète.

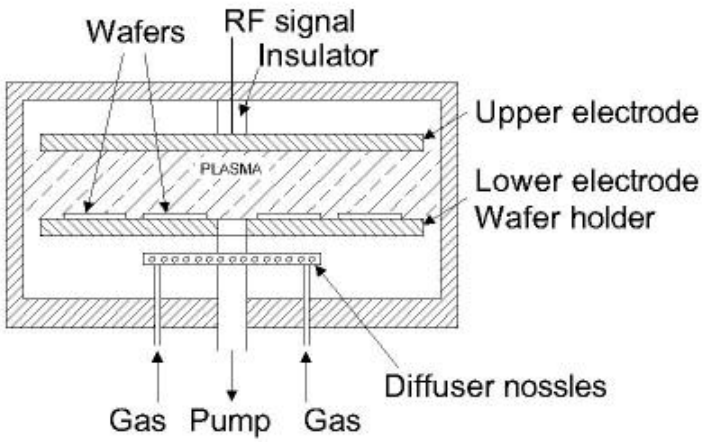


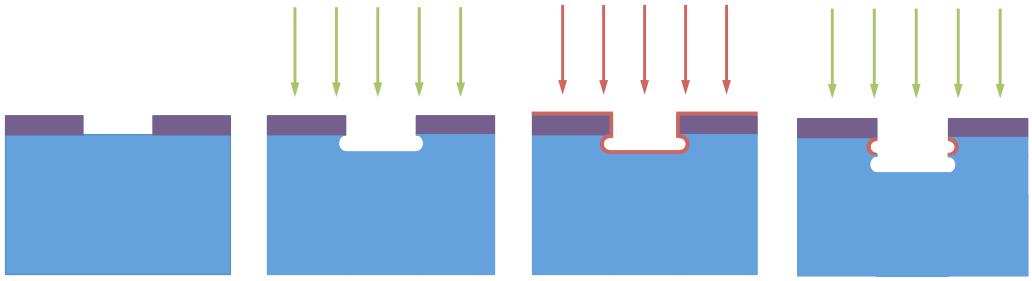
FIGURE 5.10 – Schéma de gravure par RIE. Ce type de gravure s'apparente beaucoup à la technique de dépôt par pulvérisation cathodique réactive. Cette fois ci, c'est l'échantillon qui est placé à la cathode et qui devient la cible du bombardement par les ions générés du plasma. À cette gravure physique anisotrope est adjointe une gravure plus chimique par l'introduction supplémentaire de gaz réactifs précurseurs d'espèces qui, par adsorption, réagissent avec la surface du substrat pour créer des espèces volatiles évacuées par pompage. *Crédit : MNX - MEMS & Nanotechnology Exchange.*

volatiles qui vont ensuite diffuser dans l'enceinte et être évacuées par pompage. En accélérant les ions grâce à une polarisation continue entre les électrodes, ceux-ci impactent le surface de l'échantillon selon une orientation préférentielle, perpendiculairement à la surface de l'échantillon. La gravure se fait donc par combinaison de gravure physique qui conserve son anisotropie et de gravure chimique qui conserve son plus haut taux de gravure.

Pour les substrats de silicium et de ses composés, on emploie souvent des dérivés fluorés (SF_6 ou CF_4 par exemple) ou parfois chlorés associés à des gaz plus inertes (argon, dioxygène) de manière à rendre le plasma plus ou moins réactif et optimiser le taux de gravure.

5.1.3.4 La gravure ICP-RIE

Pour des couches plus épaisses, on emploie un système qui intègre une torche à plasma, l'ICP-RIE (pour *Inductively Coupled Plasma*). Il s'agit toujours d'une RIE mais de type inductif, le plasma étant dans ce cas généré par un fort champ magnétique dans le domaine RF. On peut ainsi obtenir un plasma plus dense et donc une gravure plus forte, mais au prix de la rendre plus isotrope et de risquer de chauffer l'échantillon. L'ICP-RIE permet en outre à travers un cycle particulier de réaliser la technique de Deep-RIE (ou D-RIE), la gravure capable de graver en



a) Couche épaisse de silicium

b) Gravure du Si au SF_6

c) Passivation au C_4F_8

d) Second cycle de gravure au SF_6

FIGURE 5.11 – Principe de la gravure profonde du silicium par D-RIE. Dans un premier temps, un plasma contenant des ions de SF_6 gazeux est généré. La direction des ions du plasma assure une gravure physique verticale, et les ions du SF_6 gravent chimiquement le silicium de manière quasi-isotrope. À l'issue de cette première gravure, on libère un gaz de passivation, le C_4F_8, qui réagit sur toute la surface de l'échantillon pour créer un film polymère inerte. On reprend le cycle de gravure au SF_6. Par la gravure physique, tout le film de passivation va être détruit à la verticale, c'est-à-dire à la surface de l'échantillon et dans le fond de l'ouverture gravée précédemment. En revanche, les flancs qui viennent d'être créés sont protégés de la gravure physique et ne réagissent pas chimiquement avec le SF_6. Ainsi le SF_6 attaque la couche de silicium inférieure. En répétant ces cycles, on peut percer des trous dans des couches de plusieurs centaines de microns d'épaisseur de silicium. L'allure des flancs n'est bien sûr pas à l'échelle sur le schéma et négligeable par rapport à la profondeur atteinte.

profondeur des couches comme le silicium sur plusieurs centaines de microns, comme illustré en figure 5.11.

Un cycle de D-RIE commence par la libération dans la chambre de gaz SF_6 qui grave spontanément le silicium de manière isotrope. Comme on cherche surtout à graver le silicium dans une seule direction (perpendiculairement à la surface du substrat), on libère ensuite un gaz polymérisant, le C_4F_8, pour améliorer l'anisotropie de gravure. Le C_4F_8 se dissocie dans le plasma pour créer des radicaux précurseurs d'un film qui recouvre la surface de tout l'échantillon, y compris les parois latérales et le fond de la tranchée créée lors de la gravure au SF_6, c'est la passivation. Ce polymère possède la propriété d'inhiber la gravure chimique du SF_6. Au cycle suivant, quand on le réinjecte, le SF_6 grave peu les parois de la tranchée recouvertes du polymère. En revanche, du fait de la direction générale du bombardement des ions, la couche de passivation de la surface de l'échantillon et du fond de l'ouverture est supprimée par gravure physique, le silicium qui est en dessous est exposé et se grave. La gravure profonde se fait par répétition de ces cycles au cours desquels il peut apparaître différents problèmes de profils des flancs mais qui peuvent généralement être prévenus en équilibrant certains paramètres et qui à notre échelle sont négligeables.

5.1.3.5 Le XeF_2

La gravure du silicium ou du Nb_xSi_{1-x} peut également se faire grâce au difluorure de xénon (XeF_2) gazeux. Il est obtenu à partir de XeF_2 solide qui se sublime à environ 3,8 Torr à 25 °C. Ce dispositif ne nécessite donc pas de créer de plasma ou d'apporter une source de chaleur. Le XeF_2 grave spontanément le silicium de manière isotrope avec en principe une sélectivité de 1000 : 1 par rapport aux photorésines, au SiO_2, au Si_3N_4 et à l'aluminium. La réaction chimique produit des gaz et se fait selon l'équation :

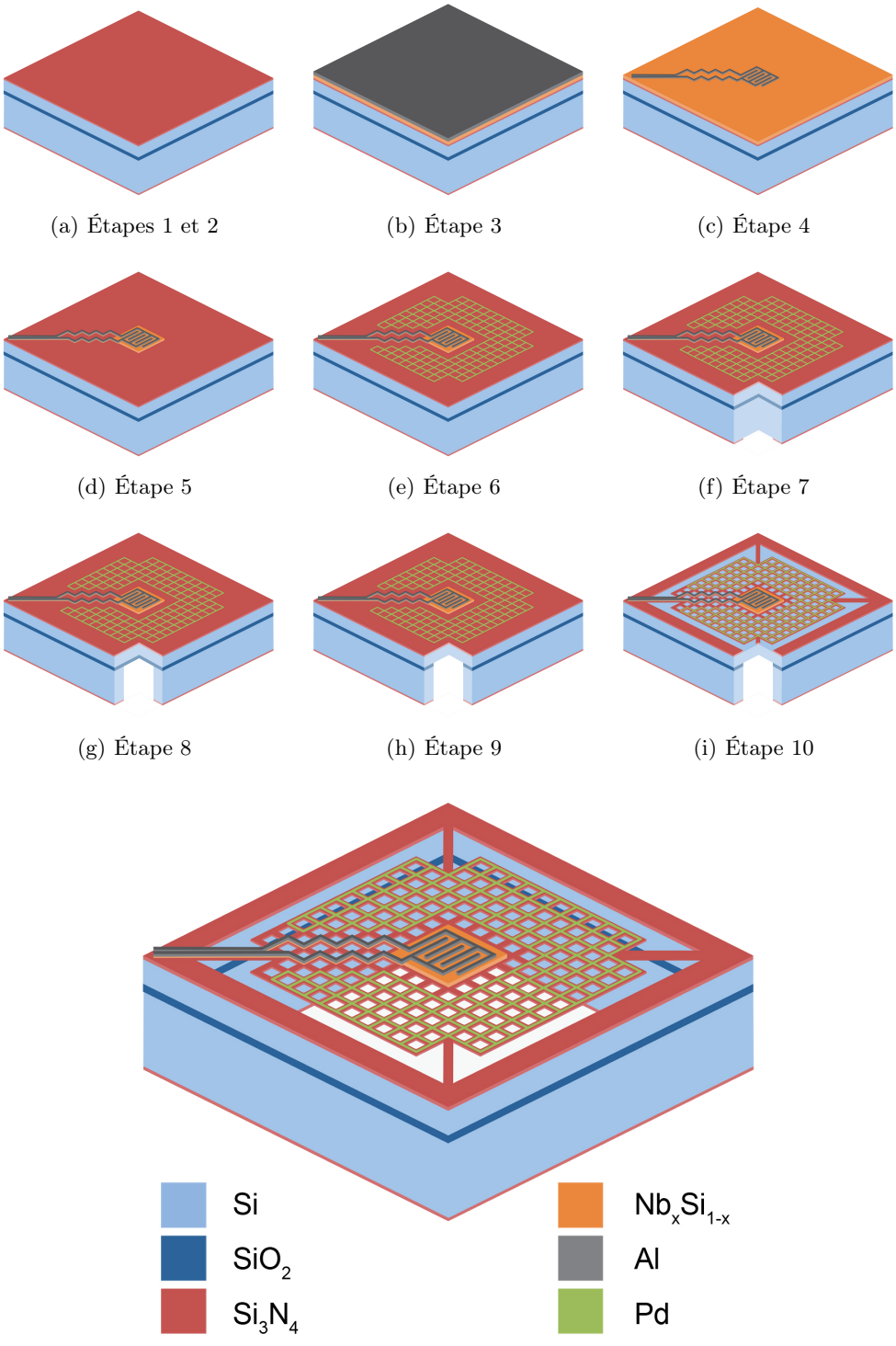
$$Si + 2\,XeF_2 \rightarrow 2\,Xe + SiF_4 \tag{5.1}$$

Le XeF_2 est donc le candidat idéal pour retirer le silicium résiduel sous la membrane de Si_3N_4 et ainsi libérer les poutres qui suspendent l'ensemble absorbeur/thermomètre. Pour cette étape, la gravure gazeuse présente aussi un avantage par rapport à la gravure humide car à cette échelle, les forces de tension de surface peuvent être importantes et la gravure humide atteindrait difficilement le dessous du pixel tout en ayant tendance à ajouter des contraintes sur les poutres de suspension. En revanche, la gravure au XeF_2 doit impérativement se faire sur un échantillon venant d'être déshydraté. Dans le cas contraire, il peut se former un film polymère par réaction avec l'eau à la surface de l'échantillon pouvant freiner voire totalement interrompre la gravure. L'autre inconvénient de cette technique est le fait qu'il n'existe pas de manière de stopper la gravure du silicium, contrairement au KOH par exemple qui est une gravure humide qui se fait préférentiellement selon un plan cristallin du silicium. La gravure doit donc se faire quand on veut totalement éliminer le silicium d'une couche.

5.2 Réalisation des matrices de 248 pixels

Les étapes de fabrication des matrices à 248 pixels se sont développées autour de nombreux tests, modifications et optimisations du processus dont on discutera dans la section 5.3. La recette qu'on présente ici est le résultat actuel de cette évolution et est susceptible de changer dans le futur si des difficultés sont rencontrées ou des améliorations proposées. Les phases d'avancement décrites sont à mettre en regard de la figure 5.12.

1. En premier lieu, on fait l'acquisition de wafers vierges de 3 pouces. Ces wafers sont des SOI (*Silicon On Insulator*), c'est-à-dire qu'au lieu d'être en silicium brut, ils contiennent une fine couche d'isolant en SiO_2 d'un micron d'épaisseur. Cette couche de silice est prise en sandwich entre une couche mince de silicium (5 μm) et une autre beaucoup plus épaisse (400 ou 500 μm). Ce wafer sert uniquement de support mécanique à la réalisation de toutes les autres étapes et au maintient de l'ensemble, il n'intervient pas activement dans le fonctionnement d'un bolomètre, à part pour sa thermalisation avec la température de



(a) Étapes 1 et 2 (b) Étape 3 (c) Étape 4

(d) Étape 5 (e) Étape 6 (f) Étape 7

(g) Étape 8 (h) Étape 9 (i) Étape 10

(j) Étapes 11 et 12

FIGURE 5.12 – Représentation des étapes de fabrication d'un pixel et plus largement d'une matrice de 248 TESs (non à l'échelle). Pour les étapes de 7 à 10, on a dessiné une vue de coupe pour permettre de visualiser la face arrière. *Remerciements à Christelle Carré pour son aide sur les figures.*

bain. En revanche c'est l'épaisseur de ces couches qui matérialise la distance entre l'absorbeur et le backshort.

2. Par LPCVD, la membrane en Si_3N_4 est déposée à la commande avec une très faible contrainte (*ultra-low stress*) sur toute la surface du wafer. La faible contrainte est censée assurer la bonne répartition des forces de tension lors du dépôt pour minimiser la casse au moment de la libération des membranes. La couche a une épaisseur de 500 nm et le procédé est tel qu'elle est déposée sur les deux faces du wafer, même si seule la face avant (du côté de la couche fine de silicium) est utile.

3. Les wafers sont livrés au CSNSM. Par évaporation au canon à électrons, on dépose en pleine plaque face avant (du côté fin du silicium) une épaisseur de 30 nm de Nb_xSi_{1-x} qui deviendra plus tard le thermomètre. Puis, dans la foulée et dans la même machine sans casser le vide, on évapore aussi une couche d'aluminium de 200 nm sur l'ensemble de l'échantillon, par dessus celle de Nb_xSi_{1-x}. Cette couche d'aluminium servira par la suite à toute l'alimentation électrique de la matrice : électrodes des thermomètres, routage desservant chaque pixel, plots de connexion.

4. On effectue une première lithographie sur la couche d'aluminium puis on l'attaque par gravure humide où il n'est pas masqué, à l'issue de quoi apparait le réseau des fils de la figure 4.2. La résine résiduelle est éliminée à l'acétone.

5. C'est au tour de la couche de Nb_xSi_{1-x} d'être lithographiée (le masque en résine créé ayant pour motif les thermomètres) puis d'être gravée, cette fois-ci par RIE ou éventuellement au XeF_2 jusqu'à l'affleurement de la membrane de Si_3N_4 tout autour. La couche est ensuite également nettoyée de sa résine à l'acétone. À la fin de cette étape, il est possible de pratiquer des tests électriques à température ambiante pour vérifier l'état du routage (voir section 5.3).

6. Une troisième lithographie est effectuée sur la membrane pour la réalisation de la grille absorbante. Par dessus cette couche de résine, l'absorbeur est déposé par évaporation sur une épaisseur de 10 nm pour le palladium. La grille est ensuite dégagée par *lift-off* dans un bain d'acétone. On dispose à ce stade de toutes les couches servant aux différents éléments des pixels (thermomètres, pistes électriques, absorbeur). Il reste encore à structurer la membrane et la libérer pour effectuer le découplage thermique.

7. Pour cela, on retourne le wafer et on effectue une quatrième lithographie sur la face arrière, à l'aplomb des dépôts réalisés en face avant grâce à un aligneur double-face. La résine utilisée ici doit être épaisse car elle est conservée pour différentes étapes de gravure. Le motif de la résine déposée est une trame, une grille carrée dont les trous sont de la taille du pixel qui sera ultérieurement suspendu. On fait aussi apparaître le contour carré de la future matrice découpée dans le wafer. Ce masque de résine sert dans un premier temps à retirer sur la

face arrière par RIE la couche inutile de Si_3N_4 qui se trouve sous le pixel.

8. Puis, avec la même résine, l'échantillon est placé dans le bâti de gravure ICP-RIE. Ce dernier étant prévu pour un wafer de 4 pouces, l'échantillon est collé côté face avant à un wafer-tampon de 4 pouces via une graisse thermique. Lors de l'étape de gravure, l'échantillon peut chauffer beaucoup, c'est pourquoi il est capital de bien thermaliser l'échantillon avec le support refroidi à l'hélium de l'ICP (on rappelle qu'un recuit des thermomètres aurait pour effet de baisser leur température critique et pourrait durcir les résines). Ensuite, par D-RIE, la couche épaisse de silicium est retirée sous le pixel. Cette technique a généralement tendance à attaquer les échantillons de manière légèrement inhomogène : les pixels situés en périphérie sont gravés 5 à 10 % plus vite que ceux du centre, et la vitesse générale de gravure peut varier d'une matrice à l'autre. La fine couche d'isolant en silice présente dans l'épaisseur du wafer de départ se grave beaucoup moins vite que le silicium. Elle sert donc de couche d'arrêt à la gravure qui permet d'égaliser l'épaisseur restante sous les membranes.

9. Quand la gravure profonde est terminée dans toutes les zones de la matrice, on grave alors la couche d'arrêt d'un micron de silice dans le même bâti mais sans D-RIE, par une autre recette. Comme l'épaisseur considérée est négligeable comparée aux 400 ou 500 μm de la couche épaisse de silicium, la gravure de la silice est homogène sur les différents pixels. Les résidus des polymères de passivation sont ensuite nettoyés à la RIE ainsi que la graisse thermique à l'isopropanol et la résine à l'acétone.

10. Une fois l'échantillon nettoyé, on retourne une nouvelle fois le wafer pour une cinquième lithographie, sur la face avant. Celle-ci est particulièrement délicate car elle délimite les zones à ajourer de la membrane en Si_3N_4 (et le contour général de la matrice). La couche en Si_3N_4 est ensuite gravée par RIE. À l'issu de cette étape, la membrane est évidée dans le maillage de l'absorbeur, et les bras de suspension de l'ensemble absorbeur/thermomètre sont mis à nu. En revanche, tout est encore maintenu par une couche de 5 μm de silicium du wafer vierge de départ. La matrice est quant à elle découpée à sa forme carrée finale.

11. La dernière couche de résine est conservée en guise de protection, puis le silicium restant est gravé par face avant au XeF_2. Comme la gravure est sèche et isotrope, elle arrive à passer sous le pixel par les ajours dans la membrane. C'est à ce moment que les membranes sont entièrement libérées, il s'agit donc d'une étape particulièrement critique et délicate. Ce n'est pas la nature du procédé en lui-même mais le fait de retirer le support de silicium qui peut révéler des contraintes plus ou moins fortes sur les membranes (dépendant également, entre de nombreux autres paramètres, des dépôts et des gravures des couches précédentes) et les fragiliser.

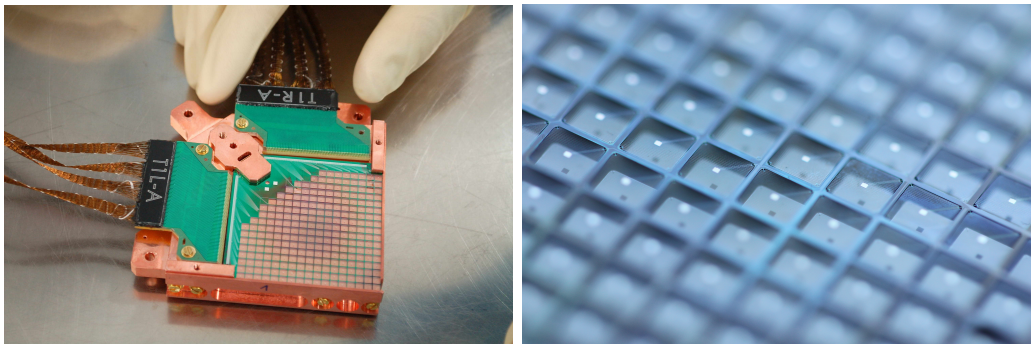


FIGURE 5.13 – *Gauche :* Exemple d'une matrice entièrement achevée, montée dans le support thermo-mécanique qui la fixe par la suite au cryostat (P41). On peut remarquer en vert les deux wafers de report qui font la liaison électrique entre les *pads* de la matrice (par *wire bonding*) et les nappes de fils supraconducteurs (en NbTi) assurant la connexion avec toute l'électronique de lecture. *Droite :* Détail de cette même matrice.

12. Les derniers résidus de résine sont supprimés à l'aide d'un délaquage au plasma 0_2, tout nettoyage par voie humide étant proscrit pour ne pas fragiliser davantage les structures suspendues par des forces capillaires lors d'un séchage. Les matrices de 248 pixels sont alors terminées et prêtes à être intégrées pour des tests à température cryogénique.

On peut facilement apprécier la complexité et l'étendue du travail à accomplir pour produire une seule matrice de 248 pixels dont la feuille de route énumérée ci-dessus ne donne qu'un aperçu (pour se donner une idée de l'allure d'une matrice ayant traversé toutes ces étapes avec succès, voir la figure 5.13). La multiplicité des étapes et le fait qu'elles aient lieu dans au moins deux laboratoires distincts à l'aide du concours de plus d'expérimentateurs encore sont des facteurs qui rendent le suivi et la fabrication des matrices fastidieuses et difficiles. La réussite de chacune des étapes peut être déterminante pour le résultat final et dépend tant de choix et de paramètres définissables par l'opérateur que de paramètres échappant à tout contrôle, dont les fréquents aléas de fonctionnement des équipements disponibles ou les interactions imprévues de différents procédés. Les causes à l'origine d'un problème peuvent en outre s'avérer multiples et difficiles à identifier. C'est pourquoi des tests sont régulièrement menés au cours de la réalisation d'une matrice.

Jusqu'à présent, la majorité des problèmes rencontrés s'est manifestée après la libération des membranes par de nombreux pixels fragilisés ou inutilisables – ce qui ne signifie a priori pas que le procédé de libération en soit lui-même la cause, celui-ci pouvant très bien être le révélateur d'un problème survenu en amont. Une matrice avec un rendement d'au moins 90 % de détecteurs fonctionnels serait le résultat d'un parcours absolument sans faute et d'un concours de circonstances laissant une certaine part de chance. À ce jour, les matrices qui ont traversé toutes les étapes

de fabrication avec succès atteignent un rendement maximal de l'ordre de 60 %, ce qui est insuffisant pour une utilisation scientifique. En revanche, cela nous a permis de mener des tests préliminaires à température cryogénique (voir chapitre 6) et des efforts ont été faits pour tenter de comprendre et résoudre les difficultés rencontrées. Ce dernier point constitue l'objet de la section suivante.

5.3 Défauts et adaptations

Pour construire un instrument complet compétitif, outre le niveau de sensibilité des bolomètres dont il est question au chapitre 6, on estime qu'il faut être en mesure de fabriquer les deux plans focaux avec un taux de perte de pixels [6] inférieur à 10 %. Compte tenu des moyens mis à disposition, l'obtention d'un tel rendement relève d'un défi technologique majeur car il nécessite la réussite parfaite et de bout en bout du processus de fabrication de huit matrices distinctes (s'agissant de deux plans focaux dont chacun est constitué de quatre matrices de 248 pixels). Cependant cette limite à atteindre semble indispensable car chaque sous-système (cornets, SQUIDs et chaîne de lecture etc.) possède son propre rendement qui se combine indépendamment à celui des bolomètres pour conduire au rendement total de l'instrument, inévitablement inférieur. Pour cette raison, la qualité des matrices doit être surveillée à différentes étapes au cours de leur fabrication.

5.3.1 Tests à la volée

Un test pratiqué sur un échantillon en cours de réalisation n'est jamais anodin. Idéalement, un échantillon ne devrait pas quitter la salle blanche à partir du moment où on a commencé à réaliser un travail dessus et ce jusqu'à ce qu'il soit totalement terminé, afin d'éviter tout risque de détérioration (contamination par des poussières, risque de casse etc.). Ce n'est bien sûr pas possible, puisque dans l'état actuel des choses il doit subir un voyage après chaque dépôt (qui a lieu par évaporation au canon à électrons au CSNSM) vers l'IEF où ont lieu toutes les autres étapes.

Pour se faire une idée de l'état général de la matrice *en cours* de fabrication, on dispose alors de trois techniques principales :

— la plus simple et la moins invasive consiste à inspecter visuellement l'échantillon, à l'œil nu ou au microscope optique. Cela se fait très facilement en salle blanche sans risque d'abimer l'échantillon et permet d'identifier immédiatement des problèmes majeurs ou de donner des indices sur des problèmes rencontrés lors des deux autres méthodes.

6. On considère un pixel comme perdu lorsqu'il est catégoriquement impossible d'en obtenir un signal scientifique à l'issue de la fabrication. Certains bolomètres peuvent par exemple montrer des réponses imparfaites mais qu'on peut imaginer utilisables si elles sont reproductibles et caractérisables lors du traitement des données.

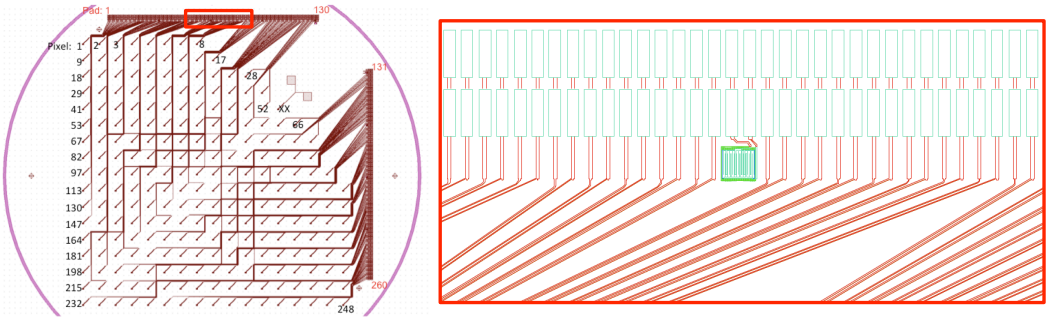


FIGURE 5.14 – La figure de gauche montre le routage d'une matrice de 248 pixels par rapport à son wafer d'origine de trois pouces, comme la figure 4.2. La figure de droite est un agrandissement du rectangle noir de la figure de gauche. Les lignes orange représentent les pistes transportant le courant entre les thermomètres de chaque pixel et les plots de contact ou *pads* matérialisés par les rectangles verts. Les tests sous pointes à température ambiante pour cartographier l'état du routage se font successivement sur les 248 paires de *pads*. Les tests cryogéniques à quatre fils peuvent avoir lieu entre autres sur les pixels aveugles de référence dont on voit un exemple représenté par le carré vert au centre. Pour une raison de compacité, le thermomètre aveugle est plus petit mais garde le même rapport d'aspect que les thermomètres des pixels effectifs, il doit donc conserver les mêmes propriétés de résistance normale et de température critique. Huit pixels aveugles de ce type sont répartis uniformément le long des deux rangées de pads de la figure de gauche.

— on pratique aussi régulièrement des tests sous pointes des pixels. Ces tests sont réalisés à température ambiante dans une salle propre, en « zone grise » où le risque de dépôt des poussières est un peu plus important qu'en salle blanche. Ils consistent à mesurer la résistance de chaque piste par l'injection d'un courant continu entre deux pointes en contact avec les deux *pads* d'un pixel (voir figure 5.14). Ils peuvent être réalisés à plusieurs stades de fabrication, dès le dépôt et la structuration des thermomètres et du routage. Cette phase de test est simple mais fastidieuse car elle se pratique manuellement et doit être répétée sur chaque pixel de la matrice. Comme elle est réalisée à température ambiante, cette phase ne donne en aucun cas d'information sur la qualité de la transition des thermomètres qui sont normaux à cette température. En revanche, elle permet de donner un aperçu de l'état du routage et d'en dresser une cartographie servant de référence lors des étapes ultérieures de fabrication.

— dans une certaine mesure, on peut aussi avoir recours à des tests à froid. Sur chaque matrice de 248 pixels sont répartis, en plus, 8 pixels « aveugles ». Ils ne sont constitués que d'un thermomètre connecté très près des rangées de *pads* qui se situent sur deux côtés de la matrice (voir figure 5.14). Le CSNSM dispose d'un cryostat dont la configuration permet de vérifier la transition supraconductrice d'une dizaine de pixels. Les pixels aveugles peuvent alors

servir de référence. Toutefois, l'absence d'une chaîne de lecture à SQUIDs et de polarisation en tension empêche la réalisation de ces tests lorsque les TESs sont découplés thermiquement car ils dériveraient vers un régime instable. Ces tests ne peuvent donc avoir lieu qu'avant la libération des membranes. La caractérisation complète de la matrice à température cryogénique, quant à elle, ne peut être réalisée qu'à l'APC lorsque la matrice est entièrement achevée et intégrée à sa chaîne de lecture spécifique (voir chapitre 6). Si les tests sous pointes donnent une idée de l'état du routage, les tests cryogéniques sur les pixels en cours de réalisation nous fournissent des informations sur les caractéristiques des thermomètres (R_n, α, T_c).

Chaque test présente un risque potentiel pour l'échantillon qui devient plus critique à mesure que l'objet avance dans son élaboration. Avec des ressources financières, matérielles, humaines et un temps limités, le choix de pratiquer un test ou non doit donc résulter d'une délibération – toute subjective – à la question : est-il plus préjudiciable à la réussite de l'expérience de dépenser ces ressources pour des tests ou pour la production de bout en bout de matrices potentiellement inutilisables ? La réponse à cette question se fait souvent au cas par cas et débouche généralement sur un compromis entre les deux. En conséquence, les matrices ne suivent pas encore un protocole systématique et standardisé de tests, ce qui rend parfois la comparaison des résultats obtenus difficile. S'ils n'ont jamais semblé être à l'origine des problèmes rencontrés, ces tests ont en outre permis d'identifier plusieurs points durs dans la fabrication dont certains ont pu être résolus.

5.3.2 Points critiques

On répertorie ici les principaux éléments ayant posé problème lors de la fabrication des matrices ainsi que les hypothèses quant à leur origine. On verra que certains problèmes paraissent avoir été résolus (notamment l'uniformité de la réponse et des propriétés des bolomètres ainsi que le contact entre les électrodes et le thermomètre) mais qu'il subsiste des difficultés qui semblent à l'origine de la majorité des pertes de pixels, comme la préservation de l'intégrité du routage et la libération des membranes lors des dernières phases de gravure.

5.3.2.1 Le wafer

Les premières générations de matrices à 23 pixels étaient fabriquées à partir de wafers en silicium brut, contrairement aux nôtres qui le sont sur des wafers SOI, c'est-à-dire comportant une couche d'arrêt d'un micron de silice. Sans cette couche d'arrêt, le dégagement de la membrane du support se faisait dans un premier temps comme pour nos matrices actuelles par gravure en face arrière à la Deep-RIE (voir la section 5.2). Cependant la fin de cette étape de gravure se faisait de manière arbitraire et comme cette technique a tendance à graver plus vite les bords que le

centre de l'échantillon, elle présentait le risque de consommer tout le silicium et de commencer à attaquer la membrane dans ces zones particulières, d'autant plus que la vitesse exacte de gravure peut varier d'une matrice à l'autre. Aussi pour prévenir ce phénomène, on avait tendance à arrêter cette étape bien en amont et à finir la gravure du silicium sous la membrane au XeF_2, mais la disparité entre la gravure sous la membrane des pixels des bords et du centre de l'échantillon avait tendance à subsister, ce qui se traduisait par une inhomogénéité des propriétés des pixels [1].

Les wafers SOI permettent d'égaliser la gravure de la face épaisse du silicium et de sa couche d'arrêt de silice, beaucoup plus fine (étapes 8 et 9 de la figure 5.12). Ainsi la présence éventuelle de silicium sous la membrane en fin de fabrication ne devrait provenir que de la gravure au XeF_2 (étape 11) de la couche supérieure de cinq microns de silicium et devrait être beaucoup plus fine. Grâce au changement du type de wafer, on a pu diminuer la présence et l'impact de silicium résiduel sous les membranes des pixels centraux. Ainsi on a pu obtenir des pixels aux comportements beaucoup plus homogènes comme on le verra dans le chapitre 6, ce qui est d'autant plus critique qu'on travaille sur des pixels plus petits et des wafers plus grands (trois pouces contre deux pouces pour les matrices à 23 pixels).

5.3.2.2 Le routage

Le câblage de centaines de pixels sur une surface aussi restreinte que la nôtre relève indubitablement d'un certain challenge. En effet, les *pads* qui assurent le lien avec la connexion à toute l'électronique de lecture extérieure se situent sur deux côtés adjacents du carré que constitue la matrice finale et ceux-ci doivent également être reliés à tous les pixels y compris les plus éloignés de ces deux bords (pour rappel voir les figures 4.2 et 5.14). Pour desservir chaque bolomètre, les pistes sont réunies en faisceaux qui cheminent le long de la matrice. Un côté de pads alimente 124 pixels soit la moitié du quart de plan focal, dans la diagonale. Le facteur de remplissage du plan focal impose aux bolomètres d'occuper la plus grande surface possible et donc aux pistes d'être fines et rapprochées. Ainsi il est facile d'imaginer qu'un problème survenu localement (présence d'une poussière dans la résine lors de la photolithographie des pistes par exemple) peut avoir des répercussions sur le routage de nombreux pixels dans des zones plus ou moins étendues et avoir des conséquences potentiellement désastreuses sur le rendement final. Plus le pixel est éloigné de ses *pads* et plus la probabilité qu'il lui arrive un incident est grande puisque sa piste est longue.

Observations

Les problèmes de routage sont courants et se manifestent le plus souvent en fin de parcours aux tests sous pointes à température ambiante par des circuits ouverts (pistes coupées) et plus rarement par des courts-circuits. Lorsqu'ils sont identifiés,

ils peuvent faire l'objet d'une observation au microscope dont on donne quelques exemples en figure 5.15. Ces problèmes peuvent être très localisés ou répandus sur l'ensemble du wafer, ce qui permet parfois d'incriminer ou non certaines causes.

Hypothèses

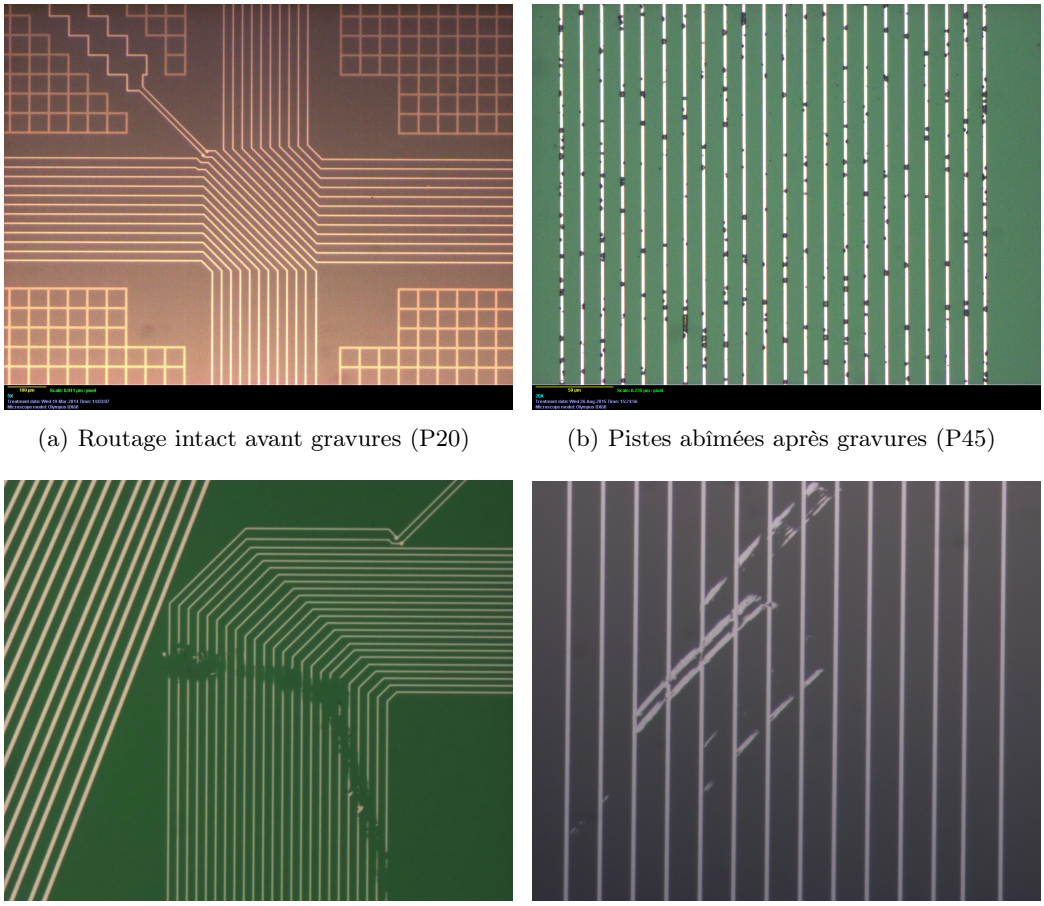
Les événements à l'origine de ces problèmes peuvent être multiples, mais ils interviennent en général soit à la lithographie des pistes, soit aux processus de dépôt.

À la lithographie, une poussière peut se déposer sur le masque servant à la projection du motif des pistes sur la résine et créer une zone non-insolée supplémentaire. Il arrive également qu'après l'insolation, le masque reste collé à l'échantillon dans l'aligneur et se décolle de manière brutale, pouvant rayer la résine, ce qui se traduit plus tard par des pistes présentant des stries parallèles pouvant créer des courts-circuits ou des circuits ouverts comme en figure 5.15 (d). Cela peut se produire si la résine utilisée n'est pas complètement sèche ou que la couche enduite par centrifugation n'est pas absolument plane, si la résine provient d'une bouteille contenant des impuretés (petits morceaux de résine séchée, bulles etc.) ou qu'elle n'a pas été éjectée correctement de l'échantillon par exemple. De plus, l'alignement du masque sur les repères de l'échantillon se fait d'abord hors contact, mais la mise en contact consécutive se fait parfois avec un décalage d'alignement. Pour obtenir un alignement satisfaisant, il est parfois nécessaire de recommencer plusieurs fois la mise en contact et le décollement, multipliant d'autant la probabilité de dégrader la résine ou de salir le masque. Un défaut survenu lors de la lithographie se révèle plus tard sur l'allure des pistes, après dépôt ou gravure.

Au dépôt des pistes par ailleurs, le problème peut être la mauvaise adhésion du matériau au substrat, additionnée ou non d'un *lift-off* difficile. En effet, les pistes des premières matrices étaient en niobium qui a tendance à s'oxyder au contact de l'air. Pour cette raison, elles étaient recouvertes d'une couche d'iridium qui semblait rendre tous les moyens de gravure difficiles.

Améliorations

Concernant les problèmes de lithographie, la seule solution consiste à prendre toutes les précautions possibles pour minimiser les contaminations (nettoyage du masque après chaque utilisation, vérification de l'état de la résine, minimum d'interactions etc.) – précautions qui sont déjà de mise avec n'importe quelle lithographie. On peut néanmoins augmenter la largeur des pistes pour être moins sensibles aux poussières : ainsi on est passé d'une largeur de 3 à 6 μm, ce qui permet également de conserver une marge en cas d'attaque d'un procédé sur les bords des pistes. Il est également possible de changer de procédé en passant d'une résine négative à une résine positive plus adaptée par exemple. On peut aussi minimiser le nombre d'interconnexions entre les thermomètres et les *pads* qui multiplient d'autant les étapes



(a) Routage intact avant gravures (P20)

(b) Pistes abîmées après gravures (P45)

(c) Pistes coupées (P32)

(d) Courts-circuits (P17)

FIGURE 5.15 – Exemples de routage en cours de fabrication de matrices. (a) Un routage intact. On remarque la finesse et la proximité des pistes, de l'ordre de 3 μm de largeur et 15 nm d'épaisseur. Au cours de certaines étapes, des défauts peuvent survenir comme des pistes coupées en (b) où la résine qui protège les lignes a dû être consommée par un processus de gravure qui a commencé à attaquer les pistes ou en (c) où un problème est probablement survenu lors de la lithographie. Il peut aussi exister des courts-circuits comme en (d) où les stries parallèles semblent être la signature d'un frottement du masque sur la résine dans l'aligneur. Les défauts peuvent être localisés comme en (c) et (d) ou étendus comme en (b), mais dans les deux cas ils peuvent rapidement engendrer la perte d'un grand nombre de pixels.

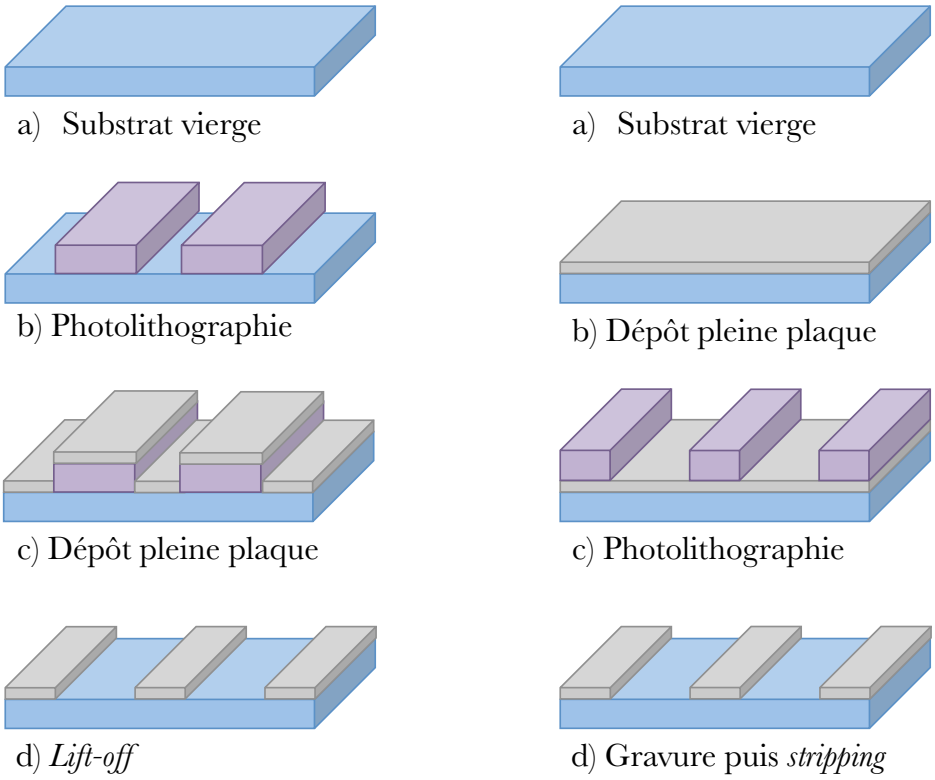


FIGURE 5.16 – Exécution d'un routage à partir d'un substrat vierge. À gauche, la méthode par *lift-off* qui consiste d'abord à effectuer une lithographie puis à déposer le matériau désiré par dessus. La résine est ensuite dissoute par immersion dans un bain de développeur qui décolle le surplus de matériau. À droite, la méthode par gravure commence par le dépôt en pleine plaque de la couche mince. On réalise ensuite une lithographie servant de protection lors de la gravure des zones en excès. Les deux approches arrivent en principe au même résultat mais la méthode par gravure semble préserver davantage l'intégrité et l'adhérence des pistes dans notre cas.

et les risques d'endommagement du routage. On a pour cela remplacé le câblage en niobium et les *pads* en aluminium par un seul tenant d'aluminium. L'aluminium présente comme le niobium l'avantage d'être supraconducteur aux températures de travail envisagées, en plus d'être compatible avec le câblage par fil (*wire bonding*) qui relie les *pads* à l'électronique de lecture. Il possède aussi la propriété d'être plus sélectif que le niobium vis à vis des gravures sèches mais en contrepartie d'être gravé par un plus grand nombre de développeurs, qu'il faut donc choisir avec soin.

Relativement aux problèmes de dépôts, la solution a simplement consisté à changer de méthode. En effet pour fabriquer le routage, on peut avoir recours à deux approches différentes illustrées en figure 5.16. La première, à gauche, consiste d'abord à effectuer une lithographie, puis à déposer par dessus la couche du matériau formant le routage, en particulier dans les tranchées laissées par la résine. L'échantillon recouvert est ensuite immergé dans un développeur de la résine qui décolle les parties superflues, c'est le *lift-off*. L'autre méthode, à droite, consiste à commencer par

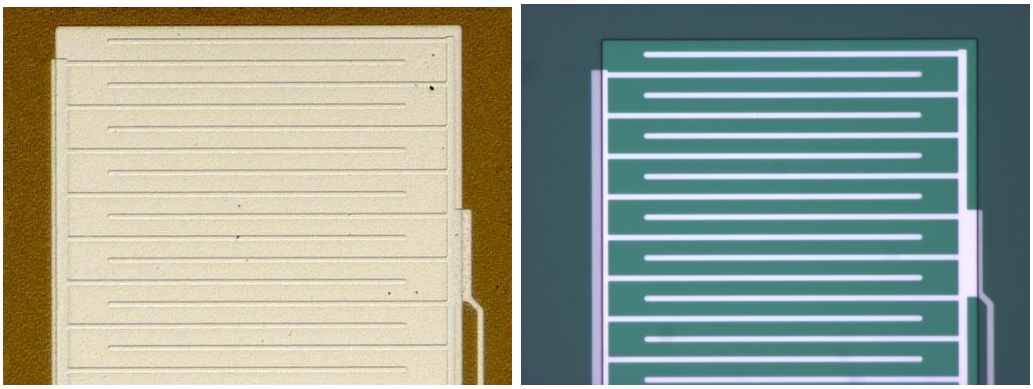


FIGURE 5.17 – *Gauche :* Thermomètre en Nb_xSi_{1-x} déposé par dessus les électrodes en niobium sur une matrice terminée (P17). On peut repérer l'ordre des couches en remarquant le relief de couleur uniforme à l'endroit des peignes. Un problème de contact et une résistance parasite peuvent survenir si le niobium est oxydé avant d'être en contact avec le Nb_xSi_{1-x}. *Droite :* Électrodes en niobium déposées par dessus un thermomètre pour éviter les problèmes d'oxydation (P37). En revanche en regardant les bords du carré de Nb_xSi_{1-x}, il est évident qu'il peut y avoir des problèmes d'ombrage qui empêcheraient la continuité des électrodes sur la montée des flancs du thermomètre.

un dépôt du matériau désiré sur l'ensemble de l'échantillon puis à masquer à la résine les zones qu'on veut conserver. On vient ensuite graver directement le matériau dans les zones que l'on veut supprimer. Les deux méthodes donnent en principe des résultats identiques, mais en pratique ne présentent pas les mêmes difficultés. Les premiers routages en niobium étaient exécutés par *lift-off*, mais la présence d'iridium de protection le rendait difficile avec de surcroit le risque que les parties de niobium décollées se redéposent pendant l'immersion de l'échantillon sur les pistes dégagées en faisant apparaître des courts-circuits. Le passage à la méthode du dépôt en pleine plaque a permis de rendre la couche mince plus adhérente au substrat car plus uniforme. Notons qu'il serait également envisageable de passer du dépôt par évaporation au dépôt par pulvérisation, réputé plus adhérent.

5.3.2.3 Le contact électrodes/thermomètre

Une difficulté a également été d'assurer un bon contact électrique entre les électrodes en peignes interdigités et les thermomètres en Nb_xSi_{1-x}. Lorsque le contact est mauvais, cela se traduit par exemple par des « marches » dans la transition supraconductrice du Nb_xSi_{1-x} qui doit normalement être abrupte. Autrement, la transition et la température critique peuvent être bonnes mais la résistance normale plus élevée que celle attendue. Cela laisse alors présager d'un mauvais fonctionnement des électrodes dont la géométrie a pour rôle d'abaisser la valeur de R_n (pour rappel, voir la section 4.2.2).

On l'a dit, dans un premier temps les matrices à 248 pixels avaient un routage

de niobium. La première étape de fabrication était le dépôt et la structuration du routage par *lift-off*, puis de même pour les thermomètres. Les carrés en Nb_xSi_{1-x} étaient donc déposés par dessus les électrodes (voir figure 5.17 gauche). Mais si le niobium n'était pas bien protégé de l'oxydation par une couche d'iridium, le contact pouvait être mauvais avec le thermomètre et créer une résistance parasite.

Les mauvaises transitions observées nous ont alors poussé à changer de méthode. Pour s'affranchir du problème d'oxydation, on a commencé par tester le procédé dans l'ordre inverse : réaliser le dépôt et la structuration des thermomètres *en premier* puis ceux du routage ensuite (voir 5.17 droite). Les pistes de niobium, de 15 nm d'épaisseur, devaient ainsi réussir à recouvrir les flancs des thermomètres en Nb_xSi_{1-x} de 30 nm d'épaisseur. On a donc légèrement augmenté l'épaisseur des pistes (jusqu'à 25 nm) mais l'effet d'ombrage des bords du thermomètre était trop important pour garantir la continuité du routage.

Aussi, nous avons finalement résolu les problèmes d'oxydation et d'ombrage grâce à la méthode proposée par le CSNSM que nous utilisons actuellement : le dépôt en pleine plaque successif des couches minces de Nb_xSi_{1-x} et du routage qui est aujourd'hui en aluminium (étape 3 de la figure 5.12). Les dépôts ont lieu dans le même bâti, dans la foulée et sans casser le vide. Ainsi le contact est optimal entre les couches pleine plaque de Nb_xSi_{1-x} et d'aluminium sans risque d'oxydation, de contamination ou de problème de relief. Les deux couches sont ensuite structurées séparément. Le routage n'est donc plus en contact direct avec la membrane en nitrure de silicium mais repose sur une fine couche de Nb_xSi_{1-x}. Il présente alors une température critique légèrement inférieure à celle de l'aluminium pur ($\sim$ 1 K), mais cela ne pose aucun problème à la température à laquelle on travaille.

5.3.2.4 La libération des membranes

La libération des membranes est la dernière étape de fabrication des matrices et la plus délicate. Elle intervient après que le nitrure de silicium ait été structuré, lorsqu'il n'est plus maintenu par en dessous que par la couche fine de silicium de la face arrière. Le retrait de cette couche est critique car c'est à cette étape que des défauts sous-jacents se révèlent. Des contraintes au moment du dépôt de la membrane (ou de l'absorbeur) peuvent se manifester comme de fortes tensions ou pressions mécaniques sur les poutres suspendues : la membrane peut alors se déformer, voire se rompre. C'est pour cette raison que la membrane est faite de nitrure de silicium, très solide, et déposée avec de très faibles contraintes.

On peut néanmoins rencontrer des défauts. On l'a mentionné plus haut, la gravure du silicium résiduel présent sous le pixel se fait en général par voie sèche au XeF_2 qui nécessite impérativement une déshydratation immédiatement avant le début du processus. Lorsque l'échantillon n'a pas été déshydraté, l'eau de l'air ambiant adsorbée à la surface de l'échantillon peut réagir avec le XeF_2 et former un film

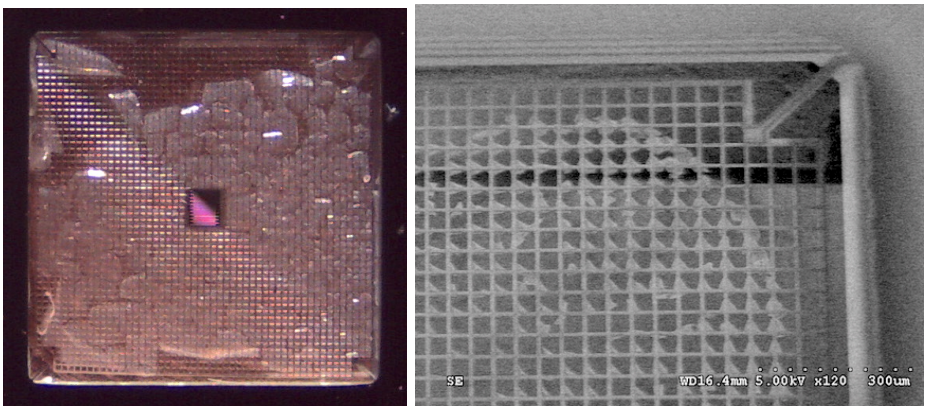
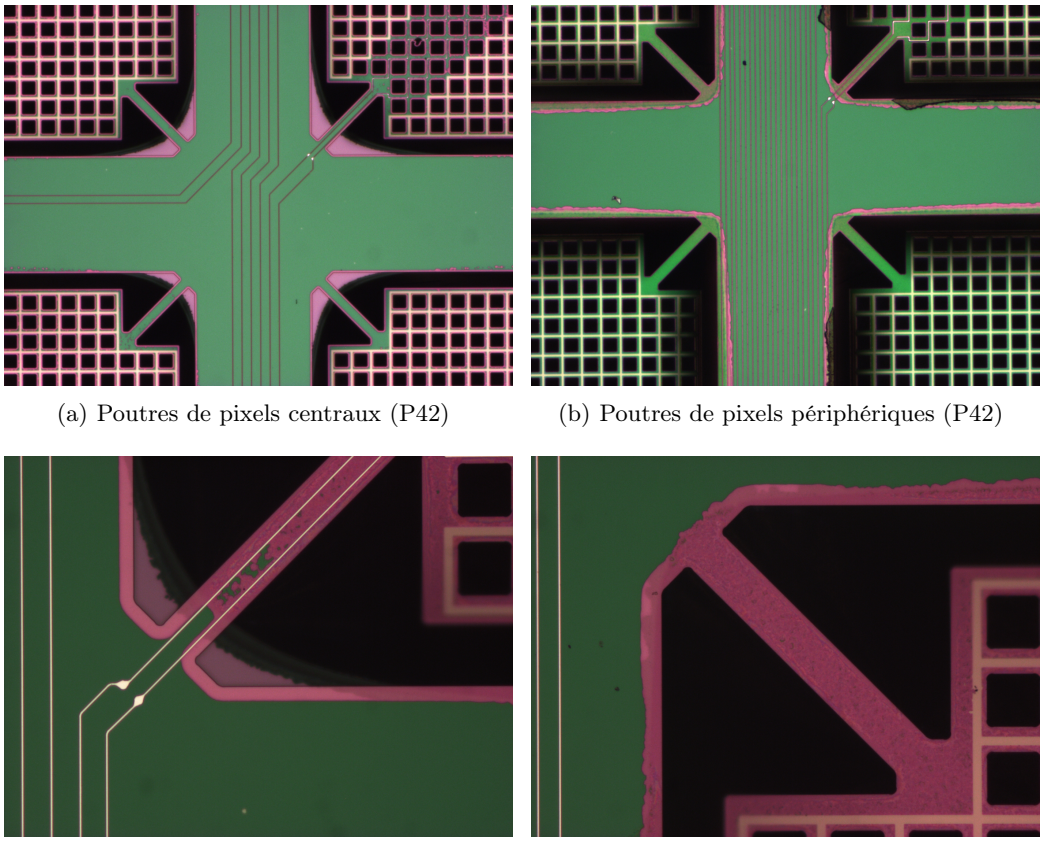


FIGURE 5.18 – *Gauche :* Photographie d'un pixel avec un film polymère sous la membrane, probablement le résultat d'une réaction d'un substrat mal déshydraté avec la gravure au XeF_2 (matrice P41). *Droite :* Photographie au MEB d'une région d'un pixel où on distingue des dépôts sous la membrane, sans doute dus à des résidus de résine chauffés, durcis et insolubles (matrice P17).

sous la membrane du pixel, comme sur la figure 5.18 gauche. Ce film ne peut être retiré et peut empêcher le processus de gravure. On a aussi rencontré des résidus de résines qui auraient trop chauffé et durci probablement durant l'ICP des suites d'un mauvais refroidissement, les rendant insolubles (voir figure 5.18 droite). Bien que gênants pour la gravure, ces deux types de dépôts sont rares, facilement évitables et ne devraient pas altérer le bon fonctionnement du pixel. Ils peuvent en revanche avoir un effet sur l'homogénéité de leurs propriétés.

Comme beaucoup de processus de gravure par voie sèche, la gravure au XeF_2 a elle aussi tendance à attaquer les bords de l'échantillon en premier. Pour arriver à retirer le silicium présent sous les pixels du centre du wafer, on est donc obligé de sur-graver les pixels périphériques. Depuis le passage des substrats en silicium bruts aux substrats SOI, la gravure sous les pixels avant libération des membranes est devenue beaucoup plus uniforme. Ainsi, l'effet d'inhomogénéité à la gravure au XeF_2 est beaucoup moins important, bien qu'il subsiste toujours en partie, comme on peut s'en rendre compte sur la figure 5.19 [7]. Les effets de sous-gravure ne devraient pas non plus affecter le bon fonctionnement des pixels mais leurs caractéristiques, en particulier leur découplage thermique. En effet, la sous-gravure de la face épaisse de silicium des pixels centraux lors de la D-RIE pourraient être équivalente à raccourcir de peu la longueur des poutres, ce qui aurait tendance à augmenter légèrement la conductance thermique au centre. En revanche, la sous-gravure de ces mêmes pixels lors du retrait de la couche fine de silicium au XeF_2 sous la membrane aurait tendance à changer l'aspect de surface des poutres en laissant des aspérités, ce qui pourrait

7. Notons que les couleurs rendues par ces photographies peuvent être trompeuses, car elles résultent pour certaines de phénomènes d'iridescence, ainsi le même matériau peut apparaitre sous des couleurs différentes selon son épaisseur et sa position par rapport à l'objectif.



(a) Poutres de pixels centraux (P42)

(b) Poutres de pixels périphériques (P42)

(c) Zoom sur un pixel central (P42)

(d) Zoom sur un pixel périphérique (P42)

FIGURE 5.19 – Comparaison de l'état des bras de suspension après gravure finale au XeF_2 de pixels de la matrice P42 situés au centre de l'échantillon (en (a) et (c)) et sur les bords (en (b) et (d)). En comparant les photos (a) et (b), on remarque chez les pixels centraux des résidus roses aux coins où se situent les poutres. Il s'agit de restes de la face arrière (silicium épais ou couche d'arrêt de silice) laissés par la gravure profonde à l'ICP, absents des pixels périphériques. L'œil averti remarquera aussi que les membranes des pixels périphériques sortent de la profondeur de champ du microscope, laissant entendre qu'elles subissent des contraintes. En comparant (c) et (d) qui sont des photos prises à plus fort grossissement, on remarque le même phénomène de sous-gravure sur le pixel central. On y voit le même résidu de gravure profonde dans le coin mais il montre également de plus près un autre phénomène : des résidus de la couche fine de silicium, en vert, sous la membrane rose de nitrure qui constitue la poutre et le support à la grille absorbante. Cet effet se retrouve régulièrement sous les pixels du centre et est absent des pixels de la périphérie, comme en (d). Cela témoigne, là aussi, d'une sous-gravure des pixels centraux mais cette fois de la couche mince de silicium, éliminée au XeF_2.

FIGURE 5.20 – *Gauche :* La matrice P41 en avril 2015 après fixation et bonding sur son support thermo-mécanique. À ce stade, on compte déjà une douzaine de pixels brisés, répartis sur les bords de l'échantillon. *Droite :* La même matrice en mai 2016 après de nombreuses mises en froid dans le cryostat. L'état de la matrice s'est clairement dégradé dans le temps, révélant les zones les plus fragiles qui coïncident avec les zones sur-gravées. Notons qu'une matrice venant d'être achevée compte la plupart du temps moins d'une demi-douzaine de pixels cassés. *Photographies : Damien Prêle*

diminuer la conductance thermique (voir la section 4.3). Il est difficile de connaître par avance l'effet dominant. À titre comparatif, les détecteurs de ACTPOL, par exemple, présentent une conductivité thermique légèrement plus basse au centre de leurs échantillons [63].

Les effets de sous-gravure ne sont pas critiques, cependant la sur-gravure des pixels périphériques les fragilise. C'est dans ces zones qu'apparaissent de manière privilégiée les premiers pixels cassés ou des membranes recourbées témoignant de contraintes mécaniques moins contenues.

5.3.2.5 Constat général

De manière générale, on parvient à obtenir des matrices en bon état avec très peu de pixels inutilisables jusqu'aux étapes de gravures profondes (voir figure 5.21 haut). C'est après la libération des membranes que l'on constate irrémédiablement la perte d'un grand nombre de bolomètres aux tests sous pointes à température ambiante. Curieusement, les zones où on identifie des pixels inertes par le biais de la cartographie sous pointes ne sont pas nécessairement corrélées avec les zones où les membranes ont l'air abîmées à l'inspection visuelle.

Juste après la gravure au XeF_2, on retrouve d'ordinaire moins d'une demi-douzaine de pixels physiquement cassés, répartis à la périphérie de l'échantillon. Ces zones fragiles semblent subir une dégradation au cours du temps (voir figure 5.20). Cela serait compatible avec une sur-gravure qui aurait attaqué la membrane, soit au moment de la gravure à la RIE du Nb_xSi_{1-x}, soit à la libération des membranes au XeF_2. Cela laisse supposer que la gravure au XeF_2 ne serait peut-être pas aussi

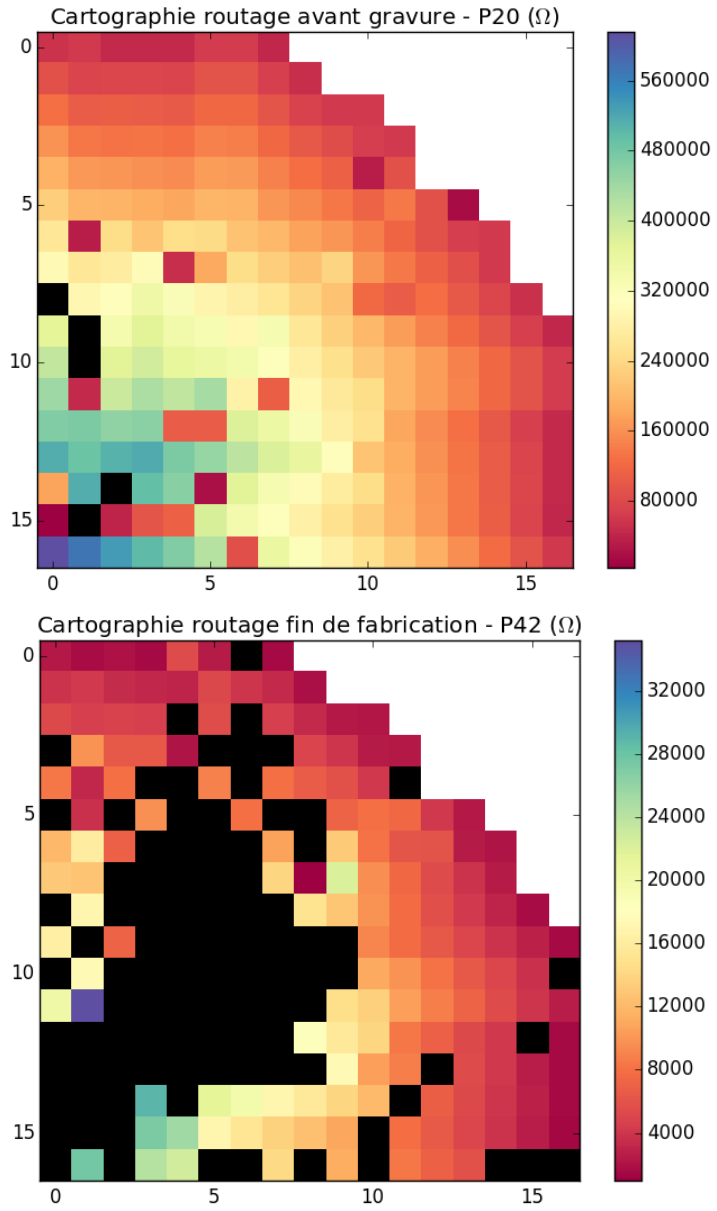


FIGURE 5.21 – État du routage de matrices à différents avancements dans la fabrication. Chaque carré représente la mesure de résistance d'un pixel effectuée sur un couple de *pads*. Comme ces tests sont réalisés à température ambiante, les valeurs de ces résistances sont élevées et entièrement dominées par la résistance du routage qui disparait à température cryogénique. On a ici un aperçu indirect de la distance du pixel à ses *pads* : plus le pixel se rapproche du coin inférieur gauche et plus les pistes qui le relient aux *pads* sont longues, donc résistives. Les circuits ouverts sont représentés par des pixels noirs. Les courts-circuits, s'ils surviennent suffisamment proches des *pads*, sont quant à eux identifiables lorsqu'on trouve des pixels avec une résistance beaucoup plus faible que celle des pixels voisins. *Haut :* Cartographie d'une matrice après les différents dépôts structurés et avant gravure profonde (P20). À ce stade le rendement est de l'ordre de 92 %. *Bas :* Cartographie d'une autre matrice terminée, après toutes les étapes de gravure (P42). On remarque la perte importante de pixels, en particulier au centre. Le rendement atteint alors environ 60 %.

sélective que généralement admis. Il est d'ailleurs fait mention dans [71] d'une sélectivité de 10 :1 du silicium par rapport au nitrure et de 100 :1 par rapport à la silice, ce qui est bien plus bas que les valeurs couramment avancées. Il conviendrait donc de comparer l'épaisseur de la couche de nitrure au centre et en périphérie après la gravure au XeF_2. Si cette inhomogénéité était connue et bien caractérisée, on pourrait alors imaginer un masque qui compenserait progressivement la perte d'épaisseur de la membrane par un élargissement des bras de suspension de manière à conserver une section constante le long des pixels de la matrice, ou envisager de modifier la procédure.

Mais cela ne justifie pas le taux important de perte des pixels, qui plus est dans des zones plutôt centrales et potentiellement sous-gravées (voir figure 5.21 bas). Ces éléments semblent être la signature d'un problème de routage, bien que l'examen au microscope ne révèle pas de problème particulier et qu'il ne peut pas s'agir d'un mauvais contact avec le thermomètre puisque le test avant gravure donne de très bons résultats. Il s'agirait donc d'une détérioration progressive de l'état du routage au cours des dernières étapes de fabrication via un processus encore inconnu.

Comme on l'a mentionné plus haut, par anticipation de tout problème de contamination extérieure, on prend la précaution d'éviter les tests de façon systématique sur les matrices. On possède donc des résultats épars sur différentes matrices qui nous empêchent d'établir un échantillon représentatif et d'identifier aujourd'hui clairement la cause des problèmes, si elle est unique. À nos yeux, les difficultés qui restent à surmonter sont l'attaque des membranes des pixels périphériques, probablement par le XeF_2, et la protection du routage pendant toutes les étapes de gravure. Il serait bon par la suite d'utiliser une matrice témoin pour effectuer des tests sous pointes et des observations après chaque étape, en particulier entre la gravure profonde et la libération des membranes. Cela représente un investissement en temps et en moyens mais qui pourrait s'avérer rentable s'il permettait d'identifier et de remédier rapidement aux problèmes.

La fabrication des matrices présentées ici a souffert d'un concours de circonstances défavorable : manque de ressources humaines, répartition des étapes de fabrication sur deux sites différents, fermeture et déménagement imminent de la salle blanche de l'IEF/C2N vers le plateau de Saclay auxquels se sont ajoutés les aléas inhérents à toute expérience (pannes et maintenance des machines, crue de le Seine et de ses affluents...). Tous ces facteurs ont pesé de manière non négligeable sur la tenue des délais et l'obtention de résultats satisfaisants. Sur la trentaine de wafers utilisés pendant la durée de cette thèse, moins d'une dizaine a traversé l'ensemble des étapes de fabrication. Cela est principalement dû au fait que des problèmes irréversibles sont apparu au cours de certaines étapes, ou qu'il a fallu pratiquer des tests spécifiques pour améliorer le procédé. Le meilleur rendement atteint à l'heure actuelle sur une matrice en fin de fabrication est de l'ordre de 60 %, ce qui demande encore une forte amélioration pour que l'instrument final soit compétitif. Des expériences comme

ACTPol, de plusieurs matrices d'un millier de TESs chacune, font par exemple état de rendements allant de 70 à 80 %.

Cependant, toutes les difficultés rencontrées ont permis d'améliorer et de comprendre beaucoup mieux certains problèmes qui ont pu être entièrement surmontés, tout en donnant des pistes de travail sur ceux qui restent encore à résoudre. Le travail mené a permis de démontrer la faisabilité d'un tel projet à condition d'y investir davantage de ressources. Il a aussi rendu possible la mise en place de tests de caractérisation préliminaires du quart de plan focal qui, a leur tour, ont permis la validation de tous les protocoles d'intégration et de lecture du quart de plan focal, ce qui fait l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 6

Intégration et fonctionnement d'un quart de plan focal

À l'issue de la lecture des chapitres précédents, on est en possession d'une matrice prête à l'emploi de 248 bolomètres supraconducteurs et du bagage nécessaire pour comprendre son fonctionnement à l'échelle du pixel. Dans ce chapitre, on se propose d'intégrer cette matrice et de montrer les utilisations préliminaires qui peuvent en être faites. Pour cela, on expose dans une première partie comment exploiter de manière générale le signal issu de centaines de TESs à partir de SQUIDs et de la technique de multiplexage. Dans la deuxième partie, on explicite le développement spécifique de la chaîne de lecture adaptée à la configuration de notre quart de plan focal. Dans la troisième partie enfin, on montre les premiers tests effectués sur ces matrices de TESs en vue de leur intégration au sein de l'instrument final QUBIC.

6.1 De la matrice de détecteurs au signal scientifique : lire les TESs

En raison de la faiblesse du signal à la sortie des détecteurs, de leur mode opératoire particulier (on a vu au chapitre 2 que les TESs doivent être polarisés en tension pour être stables dans une boucle de contre-réaction) et de leur multiplicité, une matrice de plusieurs centaines de pixels ne peut être utilisée telle quelle. Pour en tirer un signal utile, elle est en réalité imbriquée dans une chaîne de détection dont elle est le premier maillon. Ci-dessous, on explicite le rôle particulier et indispensable que jouent les SQUIDs et le système de multiplexage dans la lecture d'un grand nombre de détecteurs.

6.1.1 L'inséparable du TES : le SQUID

6.1.1.1 Lire les TESs

Dans le chapitre 2, on a vu dans la section 2.3 que pour rester thermiquement stables, les bolomètres supraconducteurs doivent être polarisés en tension. Ainsi toute

fluctuation de puissance reçue se manifeste par une variation de courant via une modification de la résistance du détecteur. Cette polarisation en tension est assurée en court-circuitant le TES par une résistance R_{shunt} de faible valeur devant la résistance de fonctionnement du bolomètre. Le niveau continu de l'intensité du courant est attendu autour du microampère dans la branche du détecteur. Ce niveau de base est majoritairement dû à la puissance de polarisation et à la charge optique de l'environnement, en particulier de l'atmosphère. Le signal scientifique du CMB quant à lui est beaucoup plus faible. Les fluctuations de courant engendrées par ce signal sont attendues autour de quelques dizaines de $\mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$. Afin de ne pas noyer le signal, le bruit intrinsèque du premier étage d'amplification ne devrait pas dépasser les quelques $\mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$. Cet amplificateur de courant ne doit pas non plus dégrader la polarisation en tension, son impédance d'entrée doit donc être inférieure à celle de la résistance de *shunt*, déjà très faible. Il doit également être compatible avec la génération d'un signal composite à partir des signaux de chaque détecteur, autrement dit avec du multiplexage.

Pour récapituler, on cherche un amplificateur de courant qui puisse fonctionner au plus près des TESs – c'est-à-dire à température cryogénique – ayant une faible consommation, un faible bruit en courant, une très petite impédance d'entrée et une possible utilisation par multiplexage, sans quoi le signal scientifique recueilli par les TESs ne peut être exploité. Le SQUID (pour *Superconducting Quantum Interference Device*) répond à toutes ces attentes.

Son principe étant lui-même basé sur certaines propriétés des supraconducteurs, il fonctionne à température cryogénique, avec une faible consommation (de l'ordre du nanowatt) et un faible bruit en courant par rapport aux TESs, dans notre cas de l'ordre de 0,6 $\mathrm{pA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$. Son comportement dépend aussi directement de la manière dont il est polarisé, ce qui autorise une grande modularité d'utilisation. Enfin, le SQUID est utilisé comme amplificateur transimpédance : une bobine d'entrée supraconductrice est connectée en série avec le TES (pour mémoire, voir le circuit de lecture du TES donné en figure 2.7). Les variations de courant dues au signal reçu par le bolomètre sont converties en champ magnétique par la bobine qui cause à son tour des fluctuations dans la tension mesurée en sortie du SQUID. La bobine d'entrée du SQUID étant supraconductrice, elle n'ajoute pas de résistance au circuit et ne dégrade pas la polarisation du TES. En revanche elle introduit dans le domaine fréquentiel un filtre passe-bas, avec une impédance $Z_{in} = j\omega L_{in}$. On doit en outre veiller à ce que la valeur de l'inductance L_{in} satisfasse les conditions de stabilité de la contre-réaction électrothermique évoquées au chapitre 2 dans la section 2.4.4. La valeur $L_{in} = 600$ nH a été retenue, elle impose un pôle à quelques kilohertz. La fréquence de coupure d'entrée due à la bobine ne doit pas être trop grande devant celle du signal utile car le bruit large bande sera replié sur le signal utile [1].

1. En revanche la fréquence de coupure du SQUID en lui-même doit être élevée pour que le multiplexage temporel soit possible

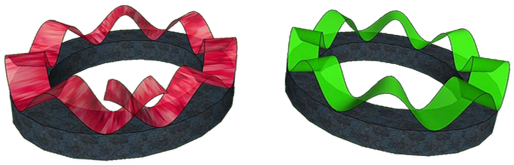


FIGURE 6.1 – Représentation schématique de la continuité de phase de la fonction d'onde décrivant toutes les paires de Cooper dans une boucle supraconductrice. La figure de gauche ne peut pas exister car la phase doit être la même à 2π près pour deux points confondus. La figure de droite en revanche est valable. Si on applique un champ magnétique à la boucle de droite, la variation de phase qu'elle implique en un point est donc nécessairement un multiple de 2π, elle est quantifiée. Cette quantification s'applique aussi au flux magnétique qu'elle laisse passer si on la rend momentanément normale. *Crédit : [118]*

L'utilisation de TESs est donc indissociable de celle des SQUIDs. Ceux-ci permettent avant tout d'amplifier et de transformer une variation de courant en une variation de tension avec un facteur de transduction (en boucle ouverte) d'une centaine de volts/ampère, ce qui est suffisant pour n'envisager qu'un autre étage d'amplification via l'ASIC à $\sim$ 60 K. Comme on le verra plus loin, ils jouent également un rôle dans la lecture multiplexée des TESs, à la manière d'interrupteurs.

6.1.1.2 Description générale du SQUID

On se limite ici à expliquer le principe général de fonctionnement des SQUIDs nécessaire à la compréhension de leur fonction de transducteur courant/tension vis-à-vis des TESs. Pour des explications plus rigoureuses et plus détaillées, voir par exemple [116] [117]. Le fonctionnement du SQUID repose sur la combinaison de deux propriétés spécifiques aux supraconducteurs : la quantification du flux magnétique dans une boucle supraconductrice et l'effet tunnel dans un supraconducteur interrompu par une couche mince de quelques nanomètres.

Du flux magnétique dans une boucle supraconductrice

À moins d'être excité par une source extérieure d'énergie, tout système de particules tend naturellement à occuper l'état d'énergie la plus basse, l'état fondamental. Dans certains matériaux, les électrons sont capables d'atteindre un niveau d'énergie plus bas que l'état fondamental d'un seul électron en s'associant par paires dites « de Cooper ». C'est par l'intermédiaire de paires de Cooper que le phénomène de supraconductivité a lieu et dans ce cas, tous les électrons sont décrits par une même fonction d'onde macroscopique. Lorsque le matériau est normal, les fonctions d'onde des électrons sont incohérentes les unes par rapport aux autres, mais lorsqu'il devient supraconducteur, l'ensemble de la population des paires de Cooper est collectivement représentée par une fonction d'onde identique à ceci près que deux points géographi-

quement distincts sont liés par un décalage continu de la phase de l'onde. C'est cette cohérence de phase qui est à l'origine de certaines propriétés, comme la quantification du flux magnétique dans une boucle supraconductrice.

Considérons une boucle d'un matériau refroidi tel qu'il soit dans son état supraconducteur. Comme on l'a vu, deux points situés sur cette boucle sont liés par un décalage de phase de l'onde qui doit demeurer continu. En outre, en déplaçant le deuxième point le long de la boucle jusqu'à ce qu'il se confonde avec le premier point, la phase des deux points doit être la même à 2π près (voir figure 6.1). Si on applique maintenant un champ magnétique à la boucle supraconductrice, ce champ va induire un courant qui provoquera un changement spécifique de phase dans la fonction d'onde. Comme la phase doit rester continue le long de la boucle, elle ne peut changer qu'à un multiple entier de 2π. Ainsi, si on rend la boucle brusquement normale puis supraconductrice, la même quantification s'applique au flux du champ pouvant traverser la boucle. Ce flux ne peut prendre que des valeurs discrètes, multiples entiers du quantum de flux magnétique ϕ_0 décrit par :

$$\phi_0 = \frac{h}{2e} \tag{6.1}$$

avec h la constante de Planck, e la charge de l'électron et le facteur 2 dû au fait que dans l'état supraconducteur, les électrons sont appariés. Pour résumer, une boucle supraconductrice soumise à un champ magnétique s'oppose à tout passage de flux, mais si on la rend brièvement ou partiellement normale, elle est capable de laisser passer un nombre entier de quanta de flux magnétique lorsqu'elle retourne à son état supraconducteur et que la phase de sa fonction d'onde redevient cohérente.

De la jonction Josephson

Une deuxième conséquence de la cohérence de phase au sein des supraconducteurs est l'effet Josephson. Un supraconducteur interrompu par une fine couche d'un matériau non-supraconducteur (suffisamment mince pour être plus petit que la longueur de cohérence des paires de Cooper) est appelé jonction Josephson (figure 6.2). Si la couche est suffisamment fine, les paires de Cooper sont capables de passer par effet tunnel au travers de la section isolante tout en gardant une phase liée. La jonction se comporte alors comme un supraconducteur unique. En appliquant un champ magnétique extérieur, on peut moduler la différence de phase $\Delta\varphi$ existant entre les deux parties supraconductrices traversées par un courant de polarisation I_{sq} selon :

$$I_{sq} = I_0 \sin \Delta\varphi \tag{6.2}$$

avec I_0 le courant critique de la jonction, plus petit que celui du même supraconducteur ininterrompu.

Tant que $I_{sq} < I_0$ les électrons sont appariés, la résistance est nulle et le déphasage

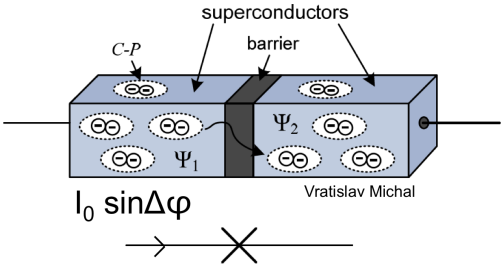


FIGURE 6.2 – Schéma représentant une jonction Josephson, un matériau supraconducteur interrompu par une couche suffisamment fine pour que les paires de Cooper puissent passer au travers par effet tunnel avec une cohérence de phase $\Delta\varphi$.

est constant dans le temps, il n'y a pas de différence de potentiel aux bornes de la jonction. Si on augmente maintenant le courant de polarisation pour légèrement dépasser le courant critique, les paires de Cooper commencent à se rompre et une résistance apparaît. De ce fait, la différence de potentiel n'est plus nulle aux bornes de la jonction et le déphasage se met à évoluer au cours du temps. Pour conserver la cohérence de phase entre les deux parties supraconductrices, le déphasage se met à osciller. Une jonction Josephson est donc un élément supraconducteur qui, fragilisé par un élément non supraconducteur et polarisé à un courant $I_{sq} > I_0$, fait apparaître des oscillations de phases liées à l'apparition d'une tension.

De la construction d'un SQUID

Un SQUID est une boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson qu'on fait interférer l'une avec l'autre. Notons que la température de fonctionnement du SQUID est toujours inférieure à sa température critique, de sorte que les paires de Cooper existent [2]. Si on fait passer un courant de polarisation constant I_{sq} à travers le SQUID et que les deux jonctions Josephson sont parfaitement identiques, alors il passe exactement la même quantité de courant I_1 et I_2 dans les deux jonctions :

$$I_1 = I_2 = \frac{I_{sq}}{2} \tag{6.3}$$

Tant que le courant dans chacune des jonctions n'excède pas son courant critique I_0 et qu'on n'applique pas de champ magnétique, les deux jonctions sont en phase, le courant passe sans résistance et la tension aux bornes du SQUID est nulle. Si le courant dans chaque jonction s'approche de I_0, les deux jonctions vont développer une tension en même temps. En l'absence de flux magnétique, le courant critique du SQUID $I_c(0)$ est donné par $I_c(0) = 2I_0$.

Si on applique maintenant au SQUID un champ magnétique de flux ϕ_{in} tel que $0 < \phi_{in} < \phi_0/2$, il va se créer dans la boucle un courant d'écrantage I_s qui génère un

2. Théoriquement, le SQUID peut donc fonctionner jusqu'à 0 K.

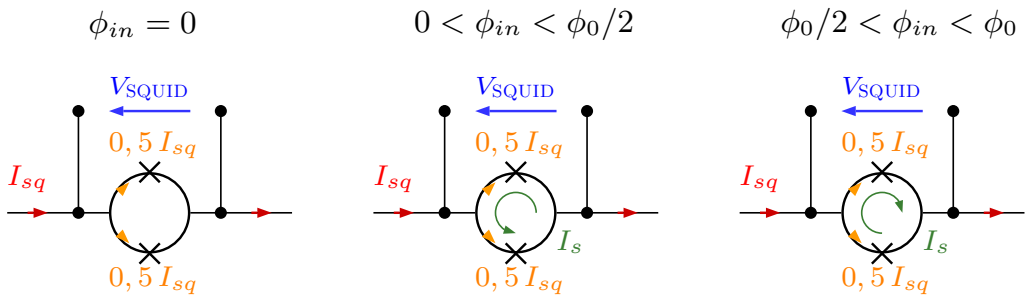


FIGURE 6.3 – Répartition du courant dans les jonctions Josephson d'un SQUID traversé par un courant de polarisation I_{sq} et auquel on applique un flux magnétique extérieur ϕ_{in}.

champ magnétique de module égal et de sens opposé au champ magnétique appliqué de manière à empêcher le passage du flux dans la boucle (figure 6.3). Le courant qui passe dans les jonctions est alors donné par :

$$I_1 = \frac{I_{sq}}{2} - I_s \tag{6.4}$$

$$I_2 = \frac{I_{sq}}{2} + I_s \tag{6.5}$$

Comme le courant induit se superpose au courant de polarisation, une jonction (ici la deuxième) peut atteindre son courant critique I_0 avec un courant de polarisation I_{sq} plus faible que si aucun champ magnétique n'avait été appliqué. Si cette jonction devient résistive alors l'intégralité du courant passe à travers l'autre jonction. Ce courant dépasse également le courant critique de cette dernière, ce qui la rend résistive à son tour. Si les deux jonctions sont résistives, alors le SQUID possède une tension et les deux jonctions déphasées interfèrent l'une avec l'autre. La tension du SQUID dépend donc à la fois du courant de polarisation auquel il est soumis I_{sq} et du champ magnétique induit par son environnement ϕ_{in}.

En augmentant le flux appliqué tel que $0 < \phi_{in} < \phi_0/2$, le courant d'écrantage augmente lui aussi (figure 6.4). Lorsque le flux du champ appliqué atteint $\phi_{in} = \phi_0/2$, les jonctions deviennent momentanément normales et laissent passer un quantum de flux magnétique ϕ_0 à travers la boucle pour retrouver la continuité de phase. Pour un flux appliqué $\phi_0/2 < \phi_{in} < \phi_0$, il est énergiquement plus favorable de maintenir un flux net de ϕ_0 à travers la boucle qu'un flux nul, ceci en changeant le sens du courant induit. Entre ces valeurs, en augmentant le flux appliqué, le courant induit a changé de sens et diminue (en valeur absolue) jusqu'à redevenir nul lorsque le flux appliqué atteint ϕ_0.

Le courant d'écrantage est donc périodique par rapport au flux magnétique, de période ϕ_0. Il en va de même pour la tension du SQUID V_{SQUID}. Elle est à son minimum quand le courant d'écrantage I_s est nul, c'est-à-dire quand le flux extérieur

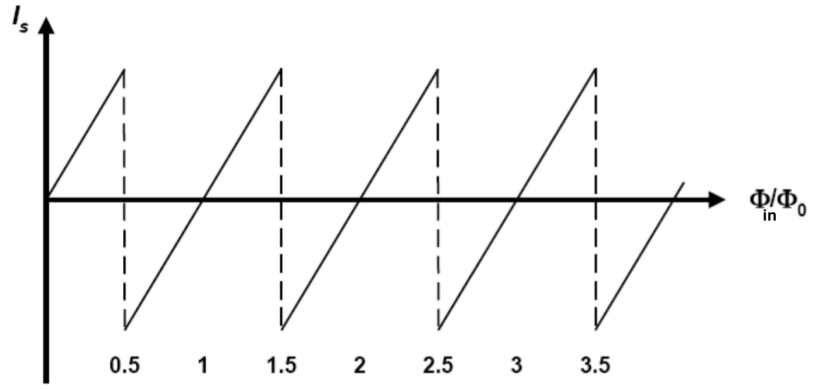


FIGURE 6.4 – Allure du courant d'écrantage I_s qui se crée dans un SQUID lorsqu'il est polarisé par un courant I_{sq} et soumis à un flux extérieur ϕ_{in}. Le courant d'écrantage est périodique et nul pour des flux extérieurs multiples entiers de ϕ_0. Il est autrement croissant par partie avec le l'augmentation du flux, avec un changement de sens tous les demi-entiers de ϕ_0 pour minimiser le courant nécessaire à l'écrantage. À chaque changement de signe, un nouveau quantum de flux ϕ_0 est capable de traverser la boucle du SQUID, conformément à la quantification du flux dans une boucle supraconductrice.

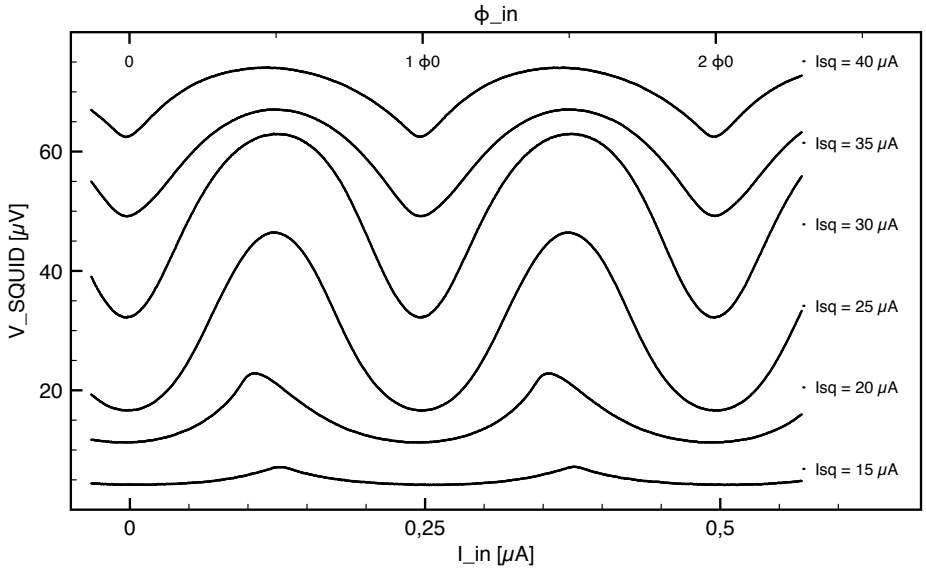


FIGURE 6.5 – Caractéristique de tension d'un SQUID V_{SQUID} en fonction d'un flux magnétique extérieur ϕ_{in} (abscisse du haut) et du courant à l'origine de ce flux I_{in} (abscisse du bas). Les différentes lignes sont obtenues pour différents courants de polarisation I_{sq}. On remarque le comportement approximativement sinusoïdal et la périodicité en ϕ_0, le minimum atteint pour des valeurs entières de ϕ_0 et le maximum pour des demi-entiers de ϕ_0.

a une valeur entière $n\phi_0$. Elle atteint au contraire un maximum lorsque le courant induit est maximal, tous les $(n+1/2)\phi_0$. Une illustration de cette caractéristique est donnée dans la figure 6.5 [119] [120]. Le courant critique du SQUID est quant à lui modulé par le flux appliqué ϕ_{in} suivant la forme générale :

$$I_c(\phi_{in}) = I_c(0)\left[\cos\left(\frac{\pi\phi_{in}}{\phi_0}\right)\right] \tag{6.6}$$

avec $I_c(0)$ le courant critique en l'absence de tout champ magnétique extérieur. Ce courant critique est périodique et représente les interférences des deux jonctions Josephson de façon analogue aux interférences quantiques crées par la diffraction de la lumière au travers de deux fentes, ce qui est à l'origine du nom du SQUID.

Le SQUID est donc une boucle supraconductrice qui, fragilisée par deux jonctions Josephson, est rendue partiellement normale selon la valeur du champ magnétique appliqué. On peut donc mesurer une variation de la différence de potentiel V_{SQUID} aux bornes du SQUID pour des flux magnétiques extérieurs inférieurs au quantum de flux, ce qui en fait le magnétomètre le plus sensible qui soit. Cela montre de surcroît toute l'importance de l'isolation des SQUIDs quant à des champs magnétiques extérieurs indésirables.

6.1.1.3 Intégration des SQUIDs

Un amplificateur au service du TES

Pour mettre cette sensibilité au service d'un bolomètre supraconducteur, il suffit d'ajouter une bobine supraconductrice d'inductance M_{in} en série avec le TES. Comme le bolomètre est polarisé en tension, la bobine convertit les variations de courant I_{in} produites par le signal reçu par le TES en flux magnétique ϕ_{in} selon :

$$\phi_{in} = M_{in}I_{in} \tag{6.7}$$

Le SQUID passe de transducteur flux/tension à transducteur courant/tension en amplifiant le signal du circuit du TES avec un facteur de transduction H_0 de l'ordre de la centaine de volts/ampère (figure 6.6). La réponse en tension sinusoïdale du SQUID offre une dynamique quasi-illimitée mais provoque des distorsions importantes du signal et sa périodicité pose un problème de dégénérescence pour remonter au signal absolu en entrée (en courant I_{in} ou en flux ϕ_{in}). Lorsqu'il est utilisé comme amplificateur au service d'un autre détecteur, il est donc nécessaire au SQUID de fonctionner de manière contre-réactionnée. Pour cela, on l'intègre dans une boucle à verrouillage de flux ou FLL (*Flux Locked Loop*).

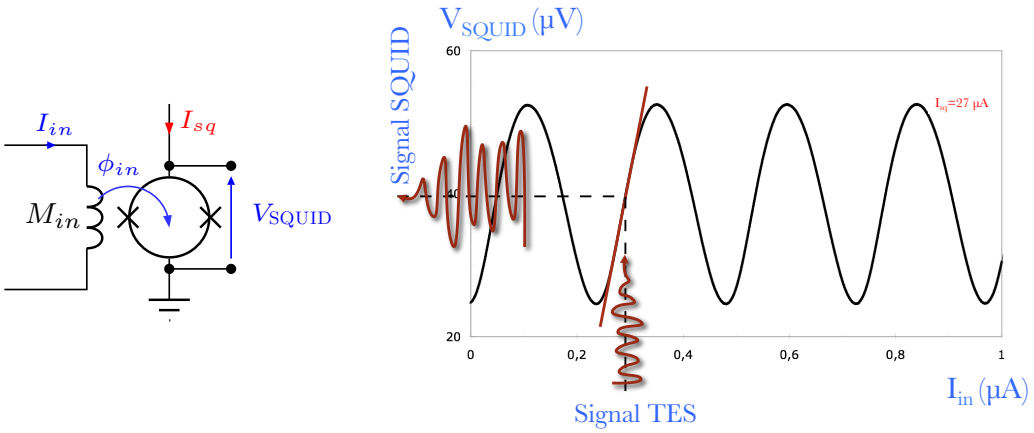


FIGURE 6.6 – *Gauche :* Le SQUID polarisé par le courant I_{sq} est employé comme pré-amplificateur au service du TES. Pour cela, une bobine d'entrée M_{in} est placée en série avec le TES. Les variations de courant I_{in} induites par le signal du TES sont converties en flux ϕ_{in} par la bobine. *Droite :* La fonction de transfert du SQUID est une sinusoïde. Pour un point de fonctionnement indiqué par les pointillés, un courant d'entrée I_{in} provoqué par le signal reçu par le TES est converti en tension avec un gain par le SQUID. En revanche si le point de fonctionnement dépasse cette partie linéaire, le signal de sorti sera fortement distordu. Le SQUID ne peut donc pas être employé tel quel.

La boucle à verrouillage de flux

Le défaut du SQUID est que sa réponse est sinusoïdale. Pour le rendre linéaire autour d'un point de fonctionnement, on cherche à annuler la variation de flux magnétique induit par le signal ϕ_{in} par un flux magnétique opposé, de manière à garder un flux total ϕ_{tot} constant. Ceci est réalisé en réinjectant une partie du signal de sortie en opposition de phase avec le signal d'entrée via une bobine supplémentaire de contre-réaction (ou de *feedback*) d'inductance M_{fb}. Le courant I_{fb} qui passe dans cette bobine est donné après amplification en tension du signal V_{SQUID} avec un gain G et passage dans une résistance de *feedback* R_{fb} (figure 6.7). Ainsi, la variation ϕ_{in} du flux en entrée due au signal du TES est mesurée par la quantité de courant I_{fb} qu'il faut fournir à la bobine de la FLL pour l'annuler [3]. Plus le gain de la FLL est grand et plus on minimise les excursions de flux magnétique autour du point de fonctionnement. Cependant, à cause de la périodicité de la fonction de transfert du SQUID, plusieurs points de fonctionnement sont compatibles avec la FLL dont certains sont stables et d'autres pas. La réflexion qui vient s'inspire dans les grandes lignes du raisonnement développé dans [121].

Un point de fonctionnement est caractérisé par une compensation du signal de sortie V_{out} par la FLL. Cela se traduit numériquement par les points (ϕ_{tot} ; V_{out}) tels

3. De la même manière que pour le bolomètre contre-réactionné, on ne mesure pas son changement de température mais plutôt la puissance à fournir ou non pour que cette température ne varie pas.

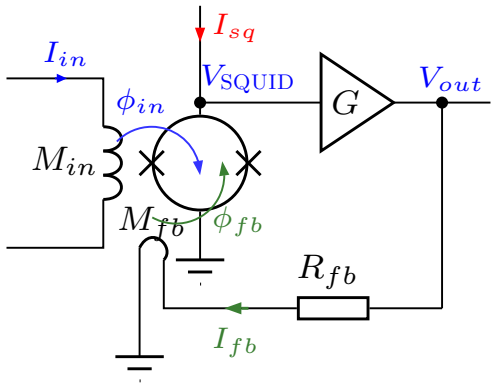


FIGURE 6.7 – Un SQUID au sein d'une boucle de contre-réaction visant à linéariser sa réponse autour d'un point de fonctionnement à l'aide d'une bobine d'inductance M_{fb} traversée par un courant I_{fb}. Le signal de sortie V_{out} est obtenu après amplification par un gain linéaire G qui correspond physiquement à deux étages d'amplification : le premier à température cryogénique par le LNA de l'ASIC et le second à température ambiante par le Stanford Research SR560.

qu'ils satisfont le système d'équations :

$$V_{out} = G \times V_{SQUID}(\phi_{tot}) \tag{6.8}$$

$$\begin{aligned} \phi_{tot} &= \phi_{in} - \phi_{fb} \\ &= \phi_{in} - M_{fb} I_{fb} \\ &= \phi_{in} - \frac{M_{fb}}{R_{fb}} \times V_{out} \end{aligned} \tag{6.9}$$

L'équation 6.8 est simplement la réponse (ou fonction de transfert) du SQUID après amplification par les étages suivants de la chaîne de lecture. L'équation 6.9 est la droite de charge qui décrit le flux induit par la FLL pour s'opposer au flux entrant de manière à maintenir le flux total passant par le SQUID constant. Graphiquement, un point de fonctionnement où les deux équations concordent est à l'intersection de ces deux courbes, mais comme la fonction de transfert du SQUID est périodique, il existe plusieurs intersections et donc plusieurs points de fonctionnement possibles, comme on peut le voir sur la figure 6.8.

Pour étudier la stabilité de ces points, on considère le gain de boucle de la FLL qui est donné par le produit du gain direct (en boucle ouverte) par celui de la contre-réaction dans la limite d'un champ extérieur nul $\phi_{in} = 0$ et de petites variations par rapport au point de fonctionnement $(\phi_{tot}\,;\, V_{out})$ (voir figure 6.9) :

$$\mathscr{L}_{FLL} = G \frac{\mathrm{d}V_{SQUID}}{\mathrm{d}\phi_{tot}} \times \frac{-M_{fb}}{R_{fb}} \tag{6.10}$$

Le signe négatif est dû au fait que le signal réinjecté par la FLL est en opposition de

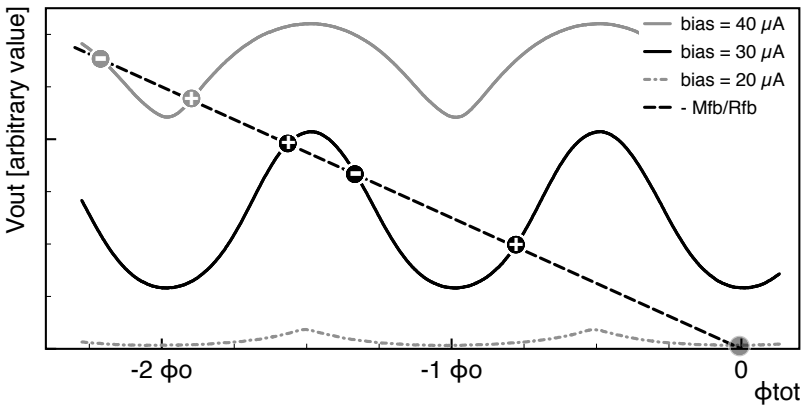


FIGURE 6.8 – En trait plein noir, exemple d'une fonction de transfert amplifiée d'un SQUID qui correspond à l'équation 6.8. En trait pointillé, la droite de charge qui traduit l'effet de la FLL via l'équation 6.9. Les intersections de ces deux courbes forment les points de fonctionnement compatibles avec la FLL. On voit que changer le courant de polarisation change la position de ces points et qu'ils sont multiples. Certains sont stables (marqués par un +) et d'autres instables (-) car ils engendrent une boucle de réaction positive.

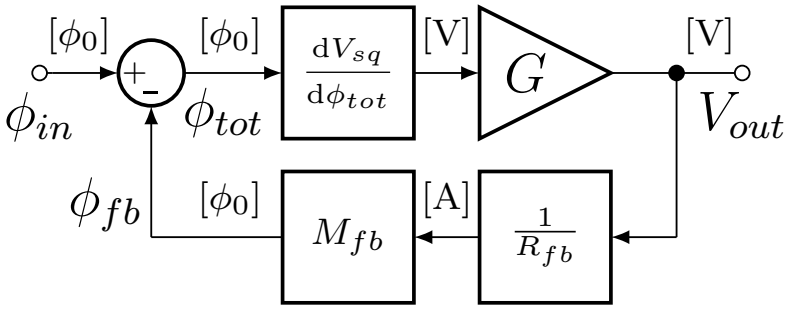


FIGURE 6.9 – Représentation en schéma-blocs de la boucle de contre-réaction du SQUID sur le flux total ϕ_{tot}. Le gain de boucle de la FLL est donné par le produit du gain direct (ligne du haut) par le gain de contre-réaction (ligne du bas). Le tout est donné dans l'équation 6.10.

phase avec le signal d'entrée. On remarque que le gain de boucle dépend fortement du point de fonctionnement à travers le terme $\mathrm{d}V_{SQUID}/\mathrm{d}\phi_{tot}$. Son signe dépend de la pente de la fonction de transfert du SQUID qui change de manière périodique puisqu'il s'agit d'une sinusoïde. Pour que le système soit stable, il faut que la FLL assure une contre-réaction grâce à un signe global négatif. Cela se traduit par un terme $\mathrm{d}V_{SQUID}/\mathrm{d}\phi_{tot}$ positif. Autrement dit, les points de fonctionnement qui mènent à une contre-réaction et un système stable sont ceux qui sont situés sur les portions croissantes de la fonction de transfert du SQUID, tandis que ceux qui conduisent à un système instable sont sur les portions décroissantes. Si le système est tel que la FLL atteint initialement un point de fonctionnement instable, celui-ci va brusquement s'emballer jusqu'à atteindre le point stable suivant, provoquant un saut de flux qui n'est pas nécessairement un multiple de ϕ_0 (voir figure 6.10 haut). D'autre part, le terme $\mathrm{d}V_{SQUID}/\mathrm{d}\phi_{tot}$ indique que le gain de boucle de la FLL devient très faible si le point de fonctionnement se situe proche des extrema de la fonction de transfert du SQUID, ce qui conduit à une dynamique réduite.

On ajoute maintenant un flux extérieur ϕ_{in} en provenance de la bobine du circuit du TES par exemple. Les équations 6.8 et 6.9 sont toujours valables, mais comme $\phi_{in} \neq 0$, la réponse de la FLL va évoluer en conséquence, ce qui se traduit graphiquement par une translation en flux de la droite de charge sur la figure 6.8. Comme le point de fonctionnement initial dérive, il peut atteindre un endroit où la FLL se débloque, ce qui va provoquer un saut de flux pour regagner un point stable. Dans un cas défavorable, la dérive du point de fonctionnement à cause du signal entrant peut provoquer l'enfermement par la FLL dans une zone où la dynamique est très réduite (voir par exemple la figure 6.10).

La FLL permet d'accroître la gamme de flux entrant où la réponse naturelle du SQUID est linéaire d'un facteur $\mathscr{L}_{FLL}$. Plus le gain de boucle $\mathscr{L}_{FLL}$ est grand et plus grande est la zone monotone. On peut donc la rendre plus importante en augmentant le gain G de l'amplification, ou en réduisant la valeur de la résistance de *feedback* R_{fb}. Comme la fluctuation du point de fonctionnement due au signal entrant peut provoquer un saut de flux vers une zone où la gamme de réponse linéaire est restreinte, l'idéal est d'ajuster la position du point de fonctionnement pour qu'il soit au milieu de la grande zone monotone. Cela est rendu possible par décalage grâce à l'ajout d'un flux magnétique fixe supplémentaire ϕ_{offset} donné par :

$$\phi_{offset} = M_{fb} \times i_{fb_{offset}} \tag{6.11}$$

avec $i_{fb_{offset}}$ un courant continu supplémentaire. Grâce à cet offset, on bénéficie de la gamme linéaire maximale pour l'amplification du signal d'entrée quel que soit le point de fonctionnement initial. Sur la partie monotone de la fonction de transfert

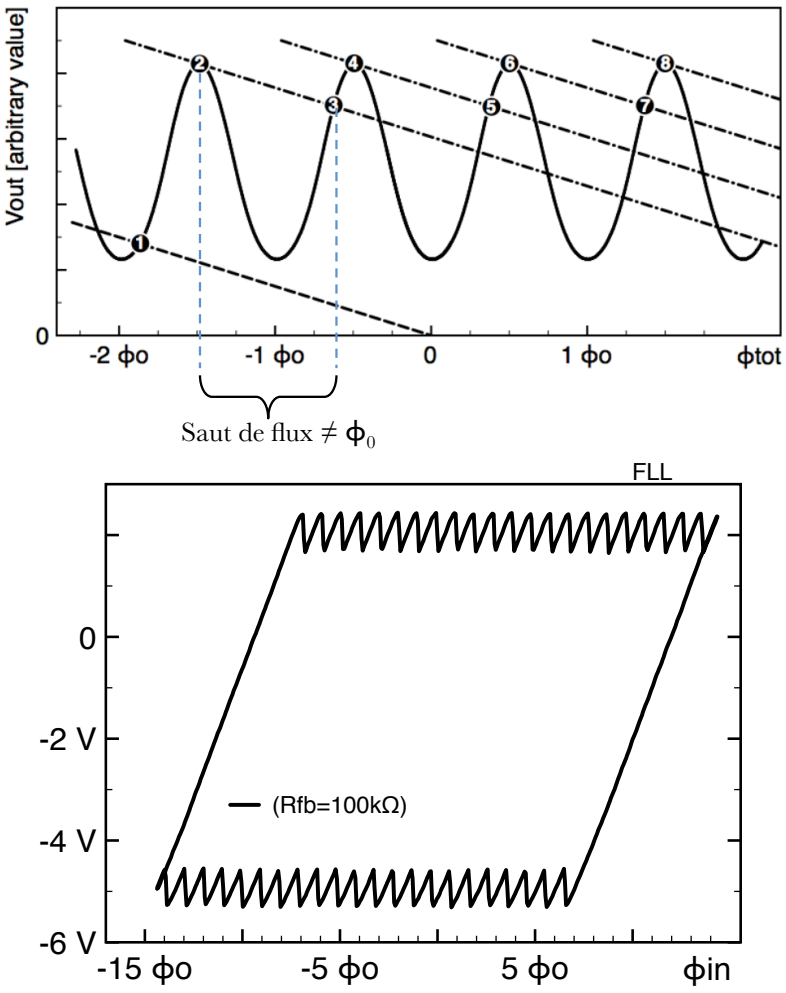


FIGURE 6.10 – *Haut :* Évolution schématique de la droite de charge traduisant la réponse de la FLL générée par l'augmentation linéaire d'un flux extérieur ϕ_{in} (fonction rampe). La FLL se situe initialement sur un point de fonctionnement stable (en 1) par rapport à la fonction de transfert amplifiée du SQUID en boucle ouverte V_{out}. Puis avec l'augmentation linéaire de ϕ_{in}, la droite de charge est translatée jusqu'à atteindre le point 2. Au sommet, le gain de boucle de la FLL devient nul ce qui engendre son déblocage et un saut de flux pour atteindre le prochain point stable, au point 3. En continuant à augmenter ϕ_{in}, on atteint de nouveau très vite le sommet qui provoque un nouveau saut de flux. Dans cette configuration, on constate donc qu'à partir d'un certain seuil de ϕ_{in}, on atteint un régime où la dynamique est limitée par des sauts de flux. *Bas :* $V_{out}(\phi_{in})$ en FLL mesurée pour un signal ϕ_{in} triangulaire. On remarque une longue partie linéaire correspondant à la translation de la droite de charge sur la partie croissante de la fonction de transfert du SQUID, puis le régime où la dynamique est limitée par les sauts de flux au voisinage des maxima de la sinusoïde. On ne sort de cette zone que lorsqu'on baisse le flux extérieur (partie décroissante du signal triangulaire) où on retrouve une partie linéaire avant d'atteindre une nouvelle zone de dynamique restreinte, cette fois au voisinage des minima de la sinusoïde. L'idéal est donc de pouvoir travailler au milieu de la partie linéaire de la réponse en FLL du SQUID. *Crédit [121].*

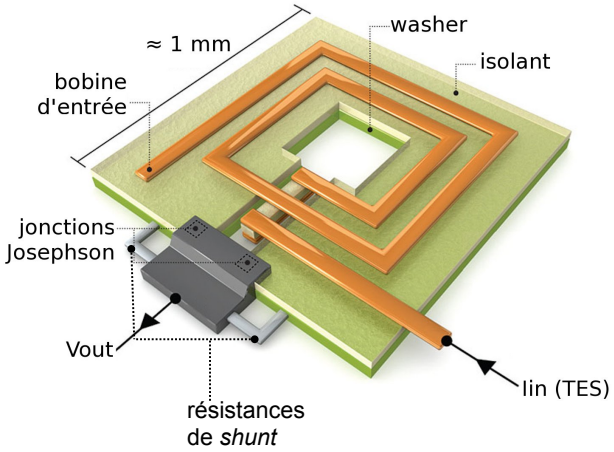


FIGURE 6.11 – Schéma structurel d'un SQUID. *Crédit : [122].*

de la FLL, le gain de l'ensemble de la FLL est alors donné par :

$$G_{FLL} = \left.\frac{V_{out}}{I_{in}}\right|_{B.Ferm.} = R_{fb}\frac{M_{in}}{M_{fb}} \tag{6.12}$$

On remarque qu'il ne dépend plus du gain des différents étages d'amplification de la chaîne directe ou des caractéristiques du SQUID mais uniquement de la manière dont on réalise la contre réaction à travers des composants externes passifs.

L'utilisation du TES est indissociable de celle du SQUID, mais on a vu que ce dernier nécessite également d'être intégré à une boucle de contre-réaction, la FLL, pour fonctionner dans un régime d'amplification linéaire. Gardons en mémoire que pour que ce régime linéaire soit atteint de manière optimale, le SQUID doit subir un flux d'offset ϕ_{offset}.

Morphologie et gradiométrie

D'un point de vue pratique, les SQUIDs (fournis ici par la société STAR Cryoelectronics) sont réalisés tout comme les TESs sur un substrat de silicium par technologie planaire, ce qui permet d'en réaliser un grand nombre sur le même wafer. La boucle supraconductrice qu'on appelle *washer* est généralement en niobium, de forme carrée et interrompue en un endroit par deux jonctions Josephson, en oxyde d'aluminium (voir figure 6.11). Pour éviter toute manifestation d'hystérésis au niveau des jonctions, chacune est court-circuitée par une résistance de *shunt* disposée à côté. Le *washer* est ensuite recouvert d'une fine couche isolante sur laquelle on dépose la bobine d'entrée M_{in} et de contre-réaction M_{fb}. Cette dernière compte beaucoup moins de spires que la bobine d'entré car elle est parcourue par un courant plus grand et que le rapport M_{in}/M_{fb} donne le gain de la FLL (équation 6.12). Au niveau tech-

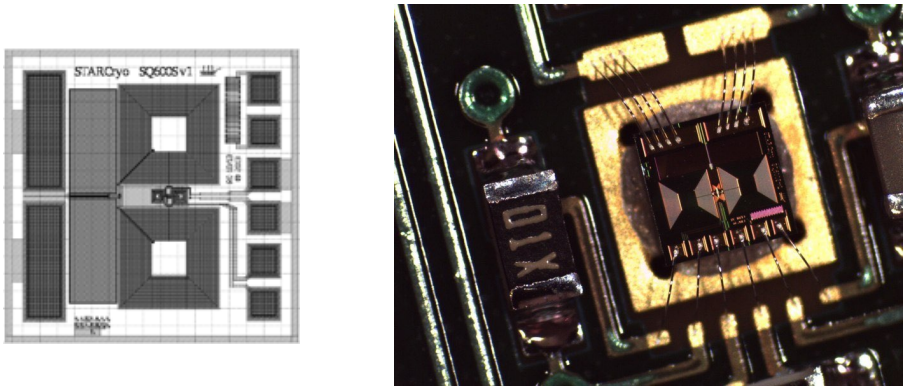


FIGURE 6.12 – *Gauche :* Schéma de la pastille du SQUID SQ600S réalisé et adapté par STAR Cryoelectronics pour nos besoins. On remarque au centre la bobine d'entrée enroulée selon deux carrés, miroirs l'un de l'autre. Cette configuration assure une résultante nulle du courant induit en cas de champ magnétique extérieur uniforme. *Droite :* Photographie de l'un des 32 SQUIDs intégrés à l'un des huit PCB dédiés à la lecture des TESs. Le SQUID est la pastille collée sur le carré doré au centre. Il est intégré par *wire-bonding* à un circuit contenant divers filtres, capacités et résistances destinés à minimiser les effets extérieurs ou les conséquences d'un court-circuit.

nologique, la fabrication des SQUIDs est moins délicate que celle des TESs car elle ne comporte pas de membrane suspendue. Le seul point critique réside dans la réalisation de couches d'oxyde d'aluminium suffisamment fines (de quelques nanomètres d'épaisseur) pour les jonctions Josephson et dans l'isolation du *washer* vis à vis des bobines, le risque principal étant un court-circuit entre ces derniers.

Comme l'isolant utilisé dans les jonctions Josephson est mince, le SQUID est très sensible aux décharges électrostatiques. Aussi, une résistance de grande valeur devant les résistances de *shunt* (220 Ω par rapport à 2 Ω) est mise en parallèle du SQUID. Une autre résistance de 10 Ω est mise en parallèle de la bobine de contre-réaction pour assurer le passage du courant même en cas de circuit ouvert. Ce dispositif est indispensable car lors de la lecture du signal de 128 SQUIDs, toutes les bobines de contre-réaction sont en série et un seul circuit ouvert aboutirait à la perte de tout le signal.

Le SQUID est sensible à des champs magnétiques de flux inférieur à ϕ_0, son signal est donc aisément sujet au parasitage par le champ magnétique environnant, par exemple le champ magnétique terrestre. De nombreuses méthodes peuvent donc être mises en place pour isoler au mieux le SQUID de son environnement magnétique, l'une d'entre elles consiste à l'utiliser en gradiomètre. Dans ce type de design, les boucles (*washer*, bobine d'entrée et de contre-réaction) sont divisées en deux, disposées en miroir les unes des autres. Ainsi une moitié est bobinée dans un sens et l'autre dans le sens contraire, de sorte qu'un champ magnétique extérieur uniforme $\vec{B}$ induise un courant dans une partie et par géométrie le même courant dans le sens opposé dans l'autre partie, avec une résultante nulle. Ce design est employé pour nos

SQUIDs et est représenté en figure 6.12.

6.1.2 La lecture par multiplexage

On s'est jusqu'ici concentré sur le fonctionnement individuel d'un détecteur, associé à son pré-amplificateur, le SQUID. Chaque bolomètre supraconducteur en fonctionnement produit un signal scientifique à exploiter. Cependant, le quart de plan focal qui constitue la brique de base de notre travail possède déjà 256 TESs (248 pixels effectifs et 8 pixels aveugles) et l'instrument final QUBIC en comptera au total 2048 (deux plans focaux) avec autant de signaux en sorties. Le développement de grandes matrices de détecteurs qui se généralise chez les imageurs à haute performance quelle que soit la longueur d'onde amène alors à se questionner sur la meilleure façon de gérer un aussi grand nombre de signaux. Plutôt que d'amener et de lire individuellement chaque signal, l'idée est de composer un seul signal à partir de plusieurs signaux séparés : c'est ce qu'on appelle le multiplexage. Le signal multiplexé est alors chargé de transporter seul suffisamment d'informations pour recouvrir l'intégralité des signaux distincts initiaux. Le signal multiplexé présente l'avantage d'être transporté par le biais d'un seul support de transmission, un seul « fil ». Pour des détecteurs fonctionnant dans un environnement cryogénique, faire l'économie d'un grand nombre des fils passant de l'étage froid à un étage plus chaud permet de garder une bonne autonomie du cryostat, de minimiser la source de pannes et de réduire le nombre d'élément dans la chaîne de lecture et d'amplification.

En revanche, tout système de multiplexage doit répondre à un certain nombre de contraintes et être plus performant que pour la lecture d'une voie seule, en terme de bande passante et de bruit ou de dynamique. Les multiplexeurs fonctionnant à température cryogénique doivent en plus consommer très peu de puissance. Il existe deux familles principales de multiplexage, le multiplexage temporel ou TDM (pour *Time Division Multiplexing*) et le multiplexage fréquentiel ou FDM (pour *Frequency Division Multiplexing*). On présente brièvement le principe de ces techniques pour pouvoir comprendre celle développée spécifiquement pour la lecture de notre matrice de 256 pixels présentée plus loin.

6.1.2.1 Le multiplexage temporel

Le multiplexage temporel est peut-être celui qui semble le plus intuitif. Il consiste à allouer sur le signal porteur un créneau temporel distinct pour chaque signal d'entrée. Un cas idéal en est donné en figure 6.13 pour en saisir le principe. On dispose de quatre signaux d'entrée *Sig1-4* de même amplitude et de même fréquence avec simplement un décalage de phase. À l'aide d'un signal porteur *Car1-4* (un par signal d'entrée), on prélève chaque signal durant une durée déterminée grâce à une fonction porte périodique, c'est l'adressage. Schématiquement, on allume ou on éteint la voie d'entrée durant une durée déterminée, ce qui revient à un échantillonnage du signal.

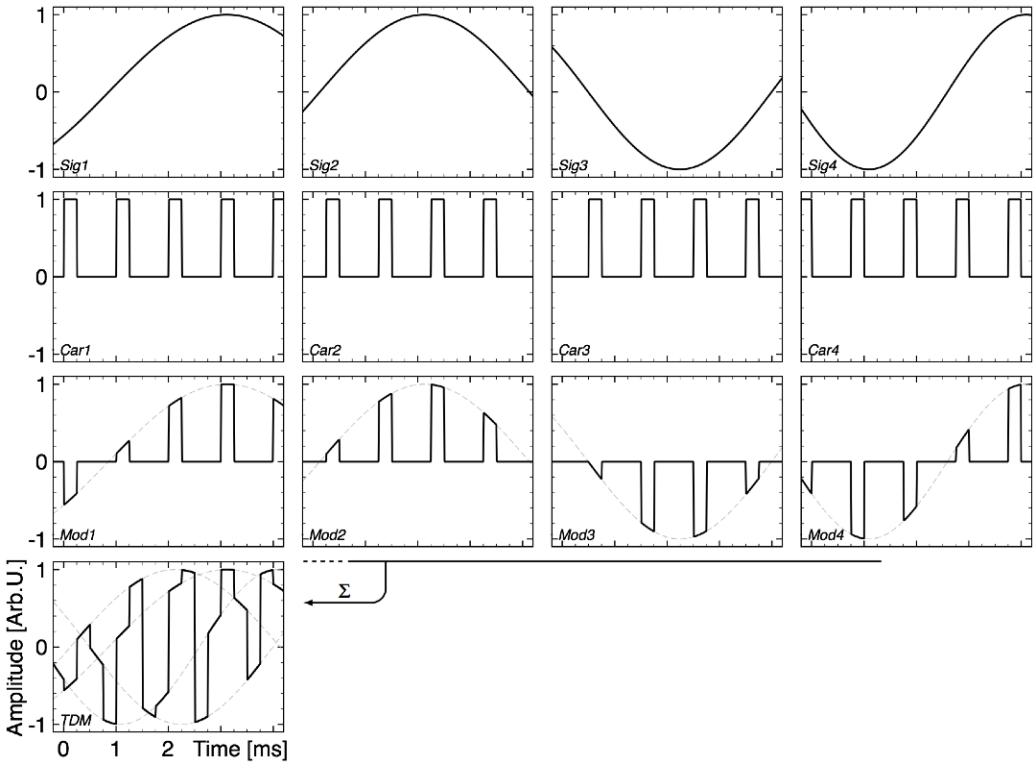


FIGURE 6.13 – Principe de fonctionnement du multiplexage temporel à partir de quatre signaux distincts. Voir le texte pour les explications. *Crédit : [123].*

Les quatre signaux échantillonnés *Mod1-4* sont ensuite sommés en un signal unique, le signal multiplexé, qui contient l'information des quatre signaux initiaux agencée séquentiellement.

Comme on procède à un échantillonnage, on doit remplir les conditions du théorème de Shannon-Nyquist, c'est-à-dire que pour ne pas perdre d'information on doit au moins échantillonner à une fréquence deux fois plus grande que la plus grande fréquence du signal d'entrée. À ceci s'ajoute la contrainte que les créneaux temporels alloués aux différents signaux d'adressage ne doivent pas se recouvrir (les « portes » ne doivent pas se chevaucher une fois sommées). Ainsi, la bande passante d'un TDM à N détecteurs doit être au moins $2N$ fois plus grande que celle du signal à multiplexer et le bruit du premier étage d'amplification de chaque détecteur au moins $1/\sqrt{2N}$ fois plus petit que le bruit de l'amplificateur dans une configuration non multiplexée.

D'un point de vue pratique, l'adressage des signaux d'entrée par des fonctions portes se fait à l'aide d'interrupteurs ouverts ou fermés. Ce sont eux qui imposent des contraintes de bruit et de bande passante au système de multiplexage. Un multiplexage temporel à N détecteurs fait appel à N interrupteurs commandés par N signaux d'adressage. Pour ne pas faire appel à N fils pour ces signaux d'adressage, c'est le multiplexeur qui doit lui-même générer ces signaux de synchronisation, par

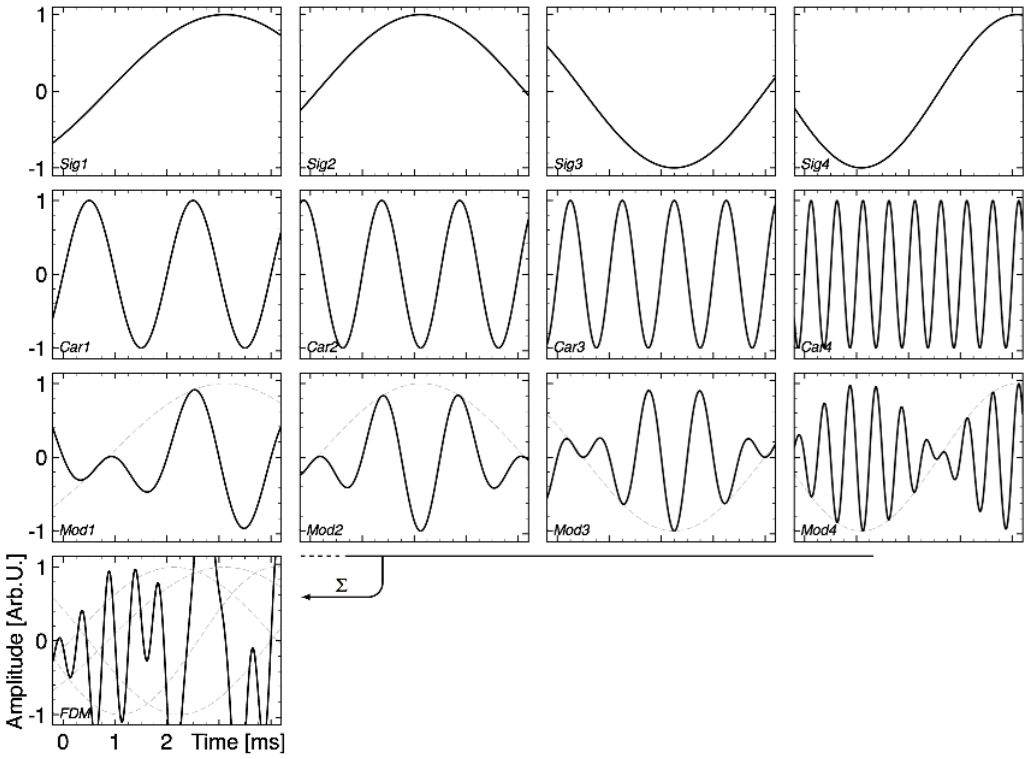


FIGURE 6.14 – Principe de fonctionnement du multiplexage fréquentiel à partir de quatre signaux distincts. Voir le texte pour les explications. *Crédit : [123].*

exemple à partir d'un signal d'horloge.

Les architectures de détection au service d'expériences CMB qui emploient le TDM sont nombreuses et matures. On compte par exemple les expériences ABS [124], ACT [125], ACTPOL [126], BICEP2 [85], BICEP3 [127], CLASS [36], *Keck Array* [128], SPIDER [129] et bien entendu, QUBIC [130].

6.1.2.2 Le multiplexage fréquentiel

Le multiplexage fréquentiel consiste quant à lui à transposer les signaux d'entrée dans différentes bandes de fréquences. Un exemple en est donné dans la figure 6.14 à partir des mêmes signaux *Sig1-4* que dans la figure 6.13. Le principe réside dans la génération de porteuses sinusoïdales *Car1-4* dont chacune module un signal (*Mod1-4*). Les signaux modulés sont ensuite sommés en un seul signal multiplexé.

Contrairement au TDM où les signaux porteurs sont identiques mais simplement décalés dans le temps, il y a ici autant de porteuses à générer que de signaux d'entrée, ce qui fait appel à autant de dispositifs différents (des résonateurs LC). Pour qu'il n'y ait pas d'interférences entre les signaux modulés, les porteuses doivent être espacées fréquentiellement d'au moins deux fois la bande utile des signaux d'entrée. Aussi, pour que la largeur de bande du signal multiplexé ne devienne pas démesurément

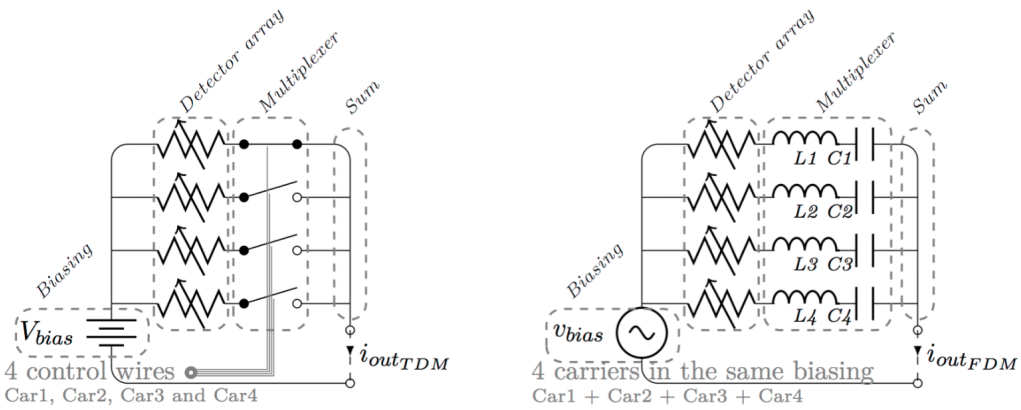


FIGURE 6.15 – Schéma de principe de construction d'un système de multiplexage pour la lecture du signal de quatre TESs représentés par une résistance variable et polarisés en tension. À gauche, une configuration en TDM où les signaux modulés sont générés par passage successif des porteuses à l'aide d'interrupteurs. Il y a autant d'interrupteurs que de détecteurs. À droite les mêmes détecteurs dans une configuration en FDM où les porteuses sont transportées dans le même signal mais filtrées à chaque étage. Il faut autant de filtres LC que de détecteurs. *Crédit : [123].*

grande, il faut choisir celle de la première porteuse comme la plus petite possible, c'est-à-dire au moins égale à la largeur de bande du signal d'entrée. Finalement, la bande passante d'un multiplexeur à N voies en entrée est augmentée d'au moins un facteur $2N$ par rapport à la lecture d'une seule voie et à l'usage, ce facteur est généralement plus grand pour limiter la diaphonie entre les signaux modulés.

De plus, comme les signaux modulés sont sommés temporellement, leurs amplitudes s'additionnent et il peut se créer des phénomènes de battement qui génèrent une amplitude globale très supérieure à l'amplitude maximale des signaux initiaux (visible sur la figure 6.14), ce qui implique que le système doit être capable d'endurer une grande dynamique.

Les expériences sur la polarisation du CMB qui ont démontré l'utilisation fonctionnelle du FDM sont par exemple POLARBEAR-1 (et 2 pour le futur) [131], SPT-POL [132], EBEX [133] et pour la suite ATHENA X-IFU [123].

6.1.2.3 Discussion

Pour la lecture des signaux issus de N détecteurs cryogéniques, on peut en théorie employer indifféremment le multiplexage temporel ou fréquentiel. Dans les deux cas, la bande passante considérée doit au moins être $2N$ fois plus grande que celle du signal utile et le bruit en courant (ou en tension) ramené à l'entrée du multiplexeur au moins $\sqrt{N}$ fois plus faible que celui du détecteur, tout en devant fonctionner à température cryogénique. Les deux techniques ont cependant des points critiques différents.

Un multiplexeur temporel de N vers 1 nécessite N interrupteurs (figure 6.15). Cependant l'environnement cryogénique ne permet pas d'alimenter tous les interrupteurs en même temps, la consommation serait le cas échéant trop élevée. La complexité du TDM réside donc principalement dans la conception du système d'adressage, dans la multiplicité des interrupteurs (c'est-à-dire des SQUIDs) et les contraintes sur leurs performances.

Un multiplexeur fréquentiel quant à lui n'a pas besoin d'interrupteurs, mais il doit générer N porteuses suffisamment différentes pour minimiser la diaphonie. Pour ce faire on injecte généralement un seul signal où toutes les porteuses sont sommées, puis chaque détecteur dispose d'un filtre LC différent chargé de sélectionner la bonne porteuse pour sa modulation (figure 6.15). Il faut donc réussir à fabriquer N filtres suffisamment sélectifs. C'est la bonne réalisation de ces filtres qui représente le défit du FDM car il faut facilement avoir recours à des gammes très étendues de capacités (ou d'inductances), ce qui aura en plus comme conséquence de modifier le circuit de polarisation d'un détecteur à l'autre.

6.2 Mise en œuvre du quart de plan focal

Maintenant qu'on a saisi le rôle important des SQUIDs et du multiplexage dans la lecture de centaines de signaux simultanés, on s'intéresse maintenant plus précisément aux matrices de 248 bolomètres supraconducteurs matérialisant un quart de plan focal de l'instrument final QUBIC. On donne ici un aperçu de l'intégration de la chaîne nécessaire à la lecture d'une matrice dans son ensemble et de chaque maillon de cette architecture.

6.2.1 Le cryostat

Les bolomètres supraconducteurs dont il est question dans ce travail ont une température critique de l'ordre de 450 mK pour garantir leur sensibilité. De plus, on a vu que pour assurer une bonne dynamique aux détecteurs, on a tout intérêt à avoir une température de bain d'autant plus basse. Pour cette raison, les tests complets du quart de plan focal – même en aveugle, sans puissance optique incidente – ne peuvent avoir lieu que dans un cryostat capable d'atteindre aisément des températures aussi froides que 300 mK pour les tests QUBIC et 100 à 200 mK pour des tests à des fins spatiales (voir section 3.3.1).

6.2.1.1 Structure

Le cryostat disponible à l'APC utilisé pour ces tests est lui-même constitué de cinq étages ou platines disposées en cascade et thermalisées à une température donnée, de la plus chaude en haut (70 K) à la plus froide en bas (<100 mK). Pour atteindre de telles températures, l'étage le plus froid doit être thermiquement le plus isolé

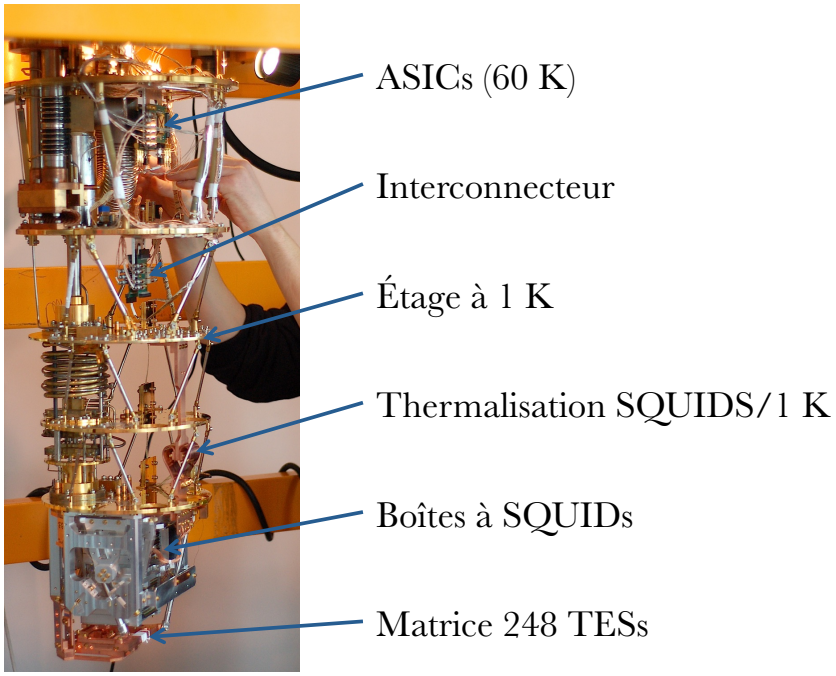


FIGURE 6.16 – Photographie du cryostat à dilution complètement ouvert, utilisé pour les tests cryogéniques des matrices de détecteurs. Les différents étages sont refroidis à des températures spécifiques, de la plus chaude en haut à 70 K à la plus froide en bas, inférieure à 100 mK.

possible des étages plus chauds et de l'extérieur, à température ambiante. Pour cela, l'ensemble est placé dans une enceinte fermée sous vide minimisant les apports de chaleur par conduction et convection dans le gaz et les étages sont découplés entre eux par des tiges creuses en inox de faible conductance thermique. En plus de l'enveloppe externe qui maintient le vide avec l'extérieur, trois autres écrans sont fixés sur les platines à 70, 4 et 1 K les uns dans les autres à la manière de poupées russes. Ces écrans jouent principalement le rôle de boucliers optiques réfléchissants pour limiter tout échange thermique. L'architecture thermo-mécanique où sont intégrés le quart de plan focal et les deux boîtes de SQUIDs est fixée à la platine la plus froide, avec un lien thermique vers la platine à 1 K pour les SQUIDs. Les deux ASICs dos à dos sont quant à eux fixés entre la platine à 4 K et la platine à 70 K. L'ensemble est visible sur la photo de la figure 6.16.

6.2.1.2 Blindage magnétique

Les SQUIDs, qui sont avant tout des détecteurs de flux magnétique, sont extrêmement sensibles à leur environnement magnétique, ce qui peut considérablement dégrader les mesures. Pour les protéger, on peut soit les englober dans une surface faite d'un matériau supraconducteur qui a pour effet d'exclure le champ magnétique, soit d'un matériau ayant une grande perméabilité magnétique (comme un mu-métal)

qui au contraire concentre et canalise préférentiellement le champ. Ainsi, les PCB de 32 SQUIDs sont empilés par quatre et enfermés dans des boîtiers d'aluminium supraconducteur en dessous de 1,2 K, ce qui assure une première couche de protection bien qu'à 1 K la supraconductivité de l'aluminium reste fragile. On a donc recours à une configuration s'inspirant de celle utilisée pour la protection magnétique de l'instrument SCUBA-2 [134] [135] : au plus près des SQUIDs, on a recouvert l'écran de l'étage à 1 K de trois couches superposées de rubans de Metglas, un alliage de haute perméabilité magnétique dont les performances ne diminuent que très peu avec la température. La technique employée pour SCUBA-2 suggère une meilleure efficacité de l'écrantage du champ magnétique quand des couches inertes sont intercalées entre les couches de matériaux à haute perméabilité magnétique. Aussi on a ajouté une couche de rubans de niobium supraconducteur à 9,2 K par dessus les trois couches de Metglas et on a également recouvert l'écran à 4 K de quatre couches de Metglas. Après ce blindage, un aimant extérieur approché du cryostat ne montre que peu d'effet sur le signal de sortie des SQUIDs à vide.

6.2.1.3 Pré-refroidissement

Dans le cryostat de l'APC, le refroidissement de la platine la plus basse à des températures inférieures à 100 mK repose sur une technique qui repose sur le mélange des deux isotopes stables de l'hélium, l'^{4}He (un boson) et l'^{3}He (un fermion), composé rare issu de la désintégration du tritium. Sous une atmosphère, l'^{4}He liquide bout à 4,2 K contre 3,2 K pour l'^{3}He. Isolément, on peut obtenir des températures plus basses avec ces fluides cryogéniques en abaissant la pression de vapeur saturante au dessus du liquide. Avec une pression de l'ordre de 5×10^{-2} mbar, l'^{4}He peut atteindre une température limite d'environ 900 mK. En abaissant encore la pression jusqu'à 3×10^{-3} mbar, la température de l'^{3}He peut descendre jusqu'à 300 mK, ce qui n'est pas suffisamment froid pour les tests en dehors de notre banc de caractérisation pour QUBIC. On doit donc avoir recours à une autre méthode de réfrigération, la dilution de l'^{3}He dans l'^{4}He.

On se limite ici à ne décrire la méthode que dans ses grandes lignes, afin d'en comprendre le principe. Pour plus de détails, on invite le lecteur à se référer à la littérature dédiée à la cryogénie [136] [97]. Le processus commence par une phase de pré-refroidissement. Le cryostat utilisé à l'APC est dit « sec », car il n'est pas plongé dans un bain d'azote ou d'hélium qu'il faut régulièrement réapprovisionner. Pour atteindre une température inférieure à 4 K à partir de la température ambiante, il fait usage d'un tube pulsé. En circuit fermé et automatisé, de l'^{4}He gazeux subit des cycles thermodynamiques spécifiques de compression et de détente à l'aide d'un compresseur et d'une vanne rotative. La chaleur générée par la compression est évacuée à l'extérieur du cryostat grâce à un échangeur thermique et un circuit réfrigérant à eau, tandis que la vanne rotative laisse pénétrer le gaz pressurisé dans la partie vide

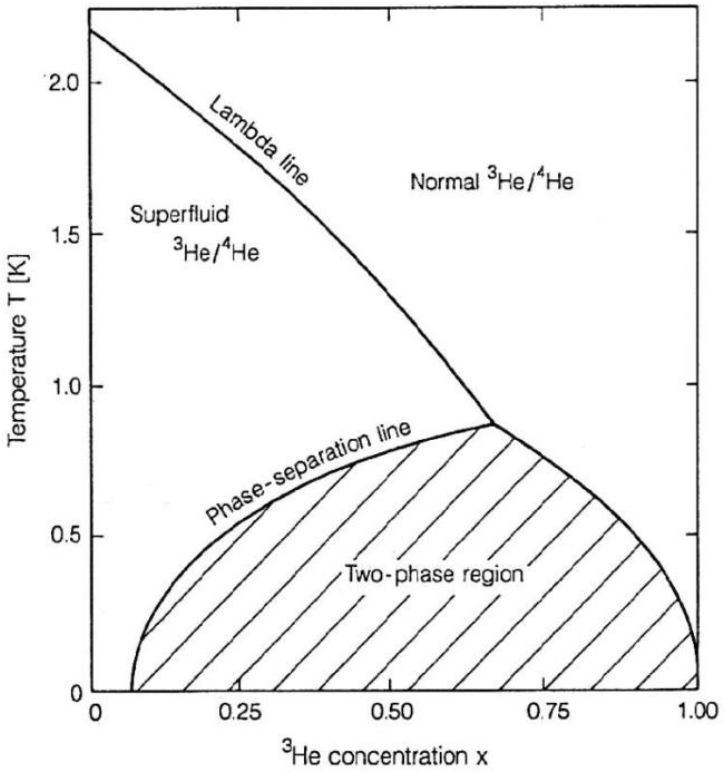


FIGURE 6.17 – Diagramme de phase du mélange ^{3}He/^{4}He à pression de vapeur saturante en fonction de la concentration en ^{3}He. En dessous de 860 mK, le mélange se sépare en deux phases. À mesure que la température diminue, la concentration en ^{3}He de la phase diluée atteint une valeur limite de 6,4 % tandis que celle de la phase concentrée tend vers 100 %. *Crédit : [97].*

du tube. La détente adiabatique qui s'en suit refroidit le tube, en contact thermique avec une des platines du cryostat. Les calories qui sont alors retirées à la platine par l'hélium sont ensuite ramenées à l'extérieur où le gaz subit une nouvelle compression et est réintroduit dans le cycle.

Le mélange ^{3}He/^{4}He, en circuit fermé lui aussi, est pré-refroidi par cet étage à 4 K puis subit une détente de Joule-Thomson qui lui permet d'atteindre une température de l'ordre du kelvin où le mécanisme permettant d'atteindre des températures de quelques dizaines de millikelvins se met en place : la dilution de l'^{3}He dans l'^{4}He.

6.2.1.4 Dilution de l'^{3}He dans l'^{4}He

Pour une température supérieure au kelvin, tout mélange d'^{3}He et d'^{4}He est parfaitement miscible. En revanche quand la température passe en dessous de 860 mK, le liquide se sépare spontanément en deux phases comme on peut le remarquer sur le diagramme de phase donné en figure 6.17. Comme l'^{3}He est plus léger que l'^{4}He, la phase supérieure est surtout composée d'^{3}He, on la désigne par la phase concentrée ou riche, tandis que la phase inférieure contient plus d'^{4}He, c'est la phase diluée ou

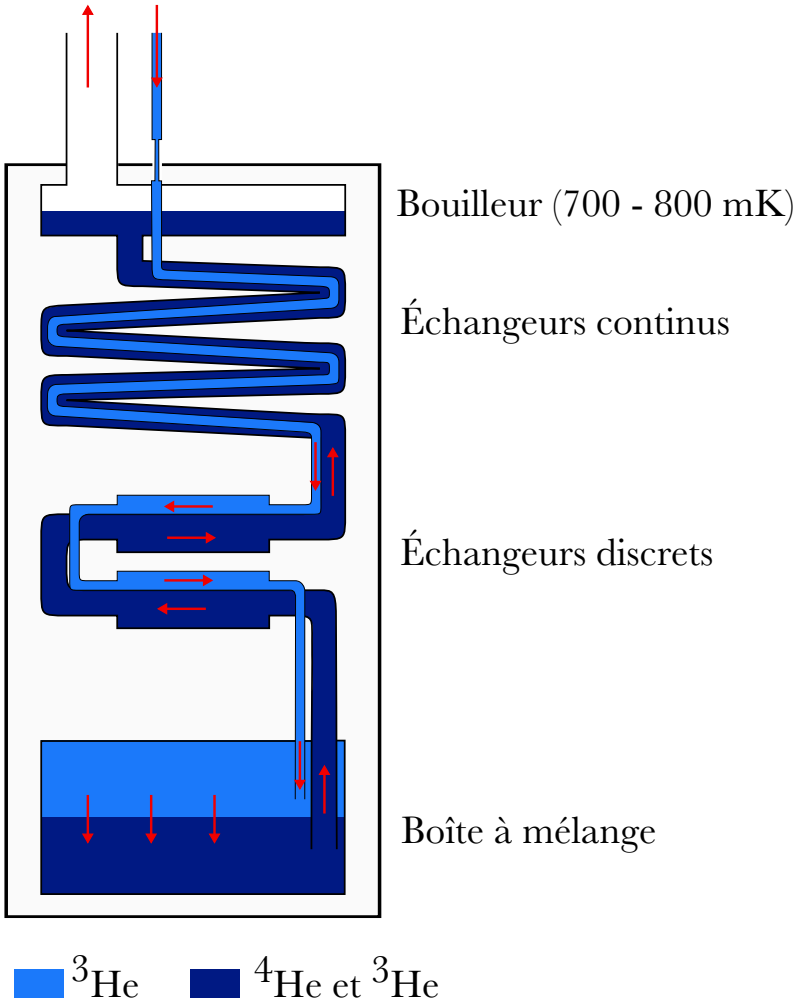


FIGURE 6.18 – Schéma de principe du dispositif à dilution. Le mélange ^{3}He/^{4}He a été pré-refroidi par contact avec le circuit à ^{4}He dans le tube pulsé et par détente Joule-Thomson. Dans la boîte à mélange, il est donc suffisamment refroidi pour être séparé en une phase riche en ^{3}He au-dessus et une phase diluée au fond contenant principalement de l'^{4}He. Le bouilleur pompe sur la phase diluée en ^{3}He. Il est à une température suffisamment basse pour que le principal matériau évaporé soit l'^{3}He. On retire donc des atomes d'^{3}He de la phase diluée. Pour maintenir l'équilibre thermodynamique à l'interface entre les deux phases de la chambre à mélange, des atomes d'^{3}He de la phase concentrée migrent vers la phase diluée en prodiguant un effet réfrigérant. Les atomes d'^{3}He pompés via le bouilleur sont réintroduits dans la phase concentrée pour fonctionner en circuit fermé, en passant dans des échangeurs à contre-courant avec la colonne pompée par le bouilleur pour être refroidis. Quand le système est équilibré, les atomes d'^{4}He ne participent presque pas à la circulation générale. *Adapté d'une figure de [137].*

pauvre en ^{3}He.

Un dispositif à dilution se compose de deux compartiments principaux dans un circuit fermé : dans sa partie inférieure une boîte à mélange et dans sa partie supérieure un bouilleur, communiquant par une colonne (voir figure 6.18). Le mélange ^{3}He/^{4}He de la chambre à mélange est suffisamment pré-refroidi à l'étape précédente pour être séparé en deux phases. Du fait de la différente nature quantique de ces deux fluides, de l'^{3}He de la phase riche a tendance à passer dans la phase pauvre où les atomes d'^{4}He sont en interaction plus forte. En dessous de 500 mK, l'^{4}He superfluide de la phase diluée en ^{3}He est dans son état fondamental et son entropie est négligeable. Il agit alors comme un vide vis-à-vis de l'^{3}He de la phase concentrée. Ainsi, l'^{3}He de la phase concentrée se comporte comme un quasi-gaz parfait en équilibre thermodynamique avec l'^{3}He de la phase diluée. À l'aide du bouilleur à basse pression, on pompe dans la phase diluée. À la température du bouilleur (700-800 mK), les pressions partielles de vapeur des deux fluides sont suffisamment différentes pour que le gaz distillé soit principalement de l'^{3}He.

En pompant de l'^{3}He sur la phase diluée, on rompt l'équilibre entre les deux phases de la boîte à mélange. Afin de rétablir l'équilibre, des atomes d'^{3}He de la phase riche migrent vers la phase pauvre. La différence d'énergie en résultant est prise à l'environnement sous forme de chaleur : la réaction est endothermique de manière comparable à l'évaporation d'un liquide sous pression réduite. L'^{3}He extrait par le bouilleur passe par plusieurs échangeurs de chaleur à contre-courant, ce qui permet de le réintroduire dans le circuit à température suffisamment basse et de fonctionner en cycle continu.

Au fur et à mesure des cycles, la température de la boîte à mélange baisse et la solubilité de l'^{3}He dans la phase diluée diminue. À 500 mK, la phase concentrée comporte environ 93 % d'^{3}He et la phase diluée 23 %. À très basse température, la phase concentrée est presque exclusivement composée d'^{3}He et la phase diluée atteint une concentration limite de 6,4 % (figure 6.17). Cette limite permet de ne pas obtenir de phase uniquement composée d'^{4}He et d'être toujours capable de pomper des atomes d'^{3}He pour maintenir le cycle. On conserve ainsi le processus de saturation de la phase diluée et on peut atteindre des températures de l'ordre de quelques dizaines de millikelvins environ 24 heures après le début du pré-refroidissement. La boîte à mélange est en contact thermique avec la platine inférieure du cryostat et la puissance frigorifique du cryostat à dilution est à la fois proportionnelle au débit d'^{3}He extrait du bouilleur et à T^2. Pour obtenir la température de référence désirée pour les détecteurs, la platine de la chambre de mélange peut être chauffée par dissipation de puissance par une résistance en contact thermique.

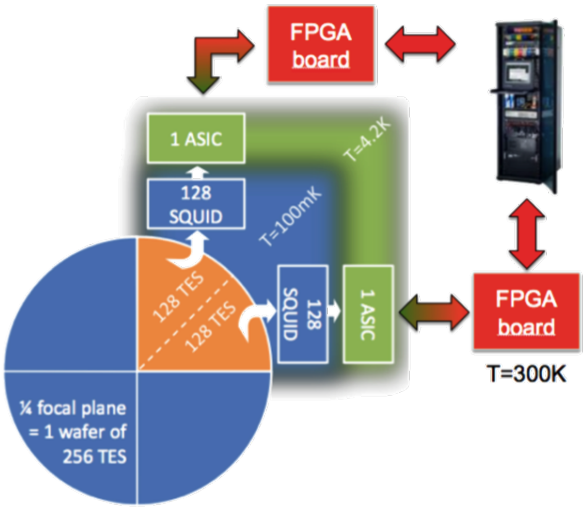


FIGURE 6.19 – Schéma général de la chaîne de lecture pour un quart de plan focal de l'instrument final QUBIC. Une matrice de 256 pixels est partagée en deux sous-chaînes. Chaque sous-chaîne comporte 128 SQUIDs et un ASIC à températures cryogéniques auxquels s'ajoute une carte FPGA à température ambiante.

6.2.2 Présentation de la chaîne de lecture du quart de plan focal

La chaîne directe de lecture est constituée des détecteurs à température cryogénique, immédiatement suivis des SQUIDs, puis des ASICs. Elle s'achève à température ambiante par une électronique chaude communiquant avec un ordinateur. Un schéma global de l'ensemble de la chaîne d'acquisition est donné en figure 6.19 et on donne une description de chaque élément ci-dessous.

6.2.2.1 La matrice de détecteurs et les connecteurs

Une fois achevée, la matrice de 248 bolomètres supraconducteurs est intégrée à un support thermo-mécanique fabriqué sur mesure, visible sur la figure 6.20. Ce support est destiné à l'implémentation de la matrice de détecteurs au sein de se chaîne de lecture tout en assurant le lien thermique avec la platine la plus froide du cryostat. Sur ce même support sont vissés des PCB (pour *printed circuit board*, ou circuits imprimés) de report. Ces derniers assurent la liaison électrique entre les plots de connexion des pixels présents sur deux côtés de la matrice et les fils et connecteurs reliés à l'étage suivant de la chaîne de lecture. Ainsi, on peut changer relativement facilement de matrice de détecteurs tout en conservant le support et la connectique. La compacité des plots de contact de 100 microns de largeur impose cependant aux PCB d'être empilés sous forme de marches. La continuité électrique entre les plots et les PCB de report est assurée par du câblage par fil (*wire bonding*) en aluminium. Cette opération qui a lieu sur 512 plots de contacts nécessite l'utilisation d'une machine spécialement conçue pour les micro-soudures, manuelle ou automatique.

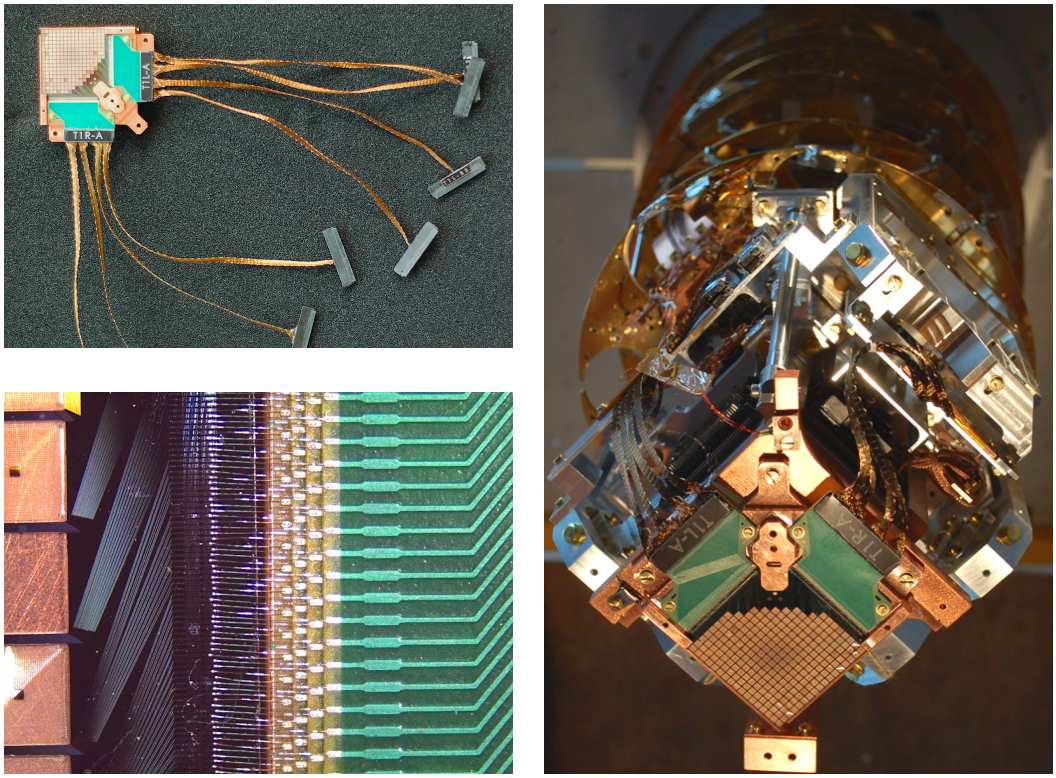


FIGURE 6.20 – *Haut :* La matrice P41 intégrée à son support thermo-mécanique de cuivre. En vert, les PCB de report sont reliés à des nappes de fils en NbTi terminées par des connecteurs destinés à l'étage suivant de la chaîne de détection. *Bas :* Détail du câblage par fil. De gauche à droite, on distingue une rangée de TESs, puis le routage en faisceaux des pistes d'aluminium, de l'ordre de quelques microns de largeur. On devine à l'horizontale au bout des pistes que le routage se termine par des plots de connexion. À droite, on identifie les quatre marches d'un des deux PCB de report. Le lien électrique entre les plots de contact et le PCB est assuré par le câblage par fil en aluminium. Pour minimiser le risque de chevauchement des micro-soudures, deux fils adjacents sont reliés à des marches différentes. *Droite :* Le quart de plan focal intégré à l'ensemble de sa chaîne de lecture, à l'étage le plus froid du cryostat de l'APC. *Design de l'ensemble de l'architecture thermo-mécanique supportant la chaîne de lecture par Claude Chaperon.*

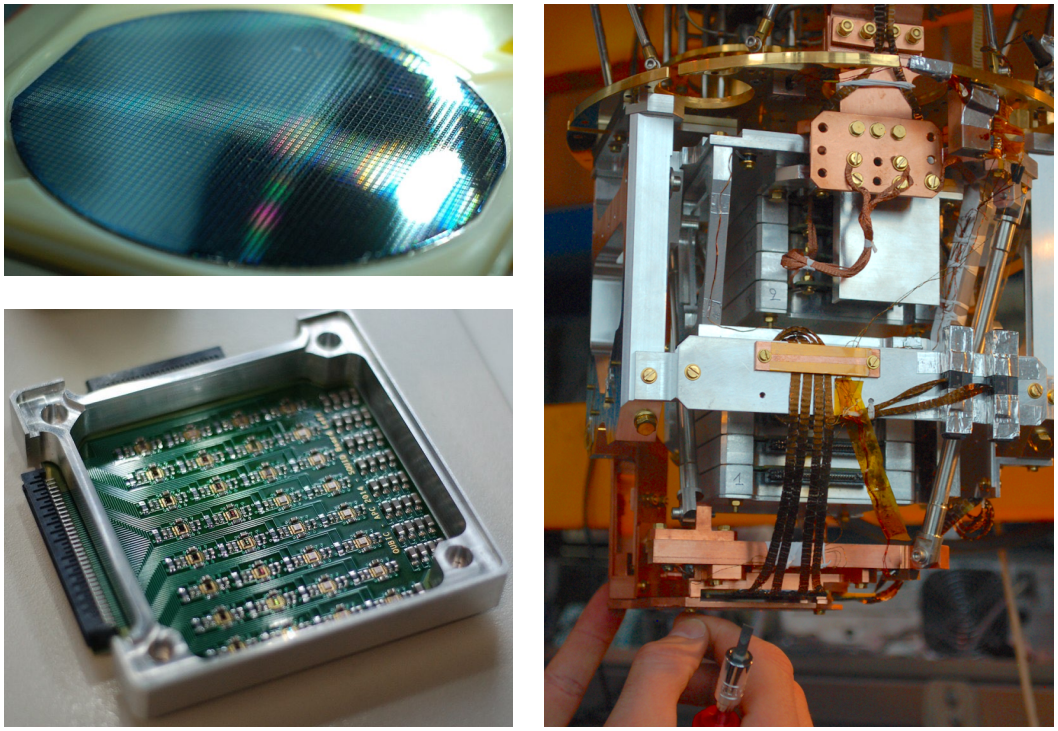


FIGURE 6.21 – *Haut :* Un wafer recouvert de près de 2000 SQUIDs réalisé par le fondeur STAR Cryoelectronics. *Bas :* Un PCB sur mesure où sont intégrés 32 SQUIDs et leur électronique dédiée. Cet élément est ensuite branché à 31 TESs et un pixel aveugle grâce à la prise de connecteur visible sur le haut. On encapsule ensemble quatre de ces plaques pour former une boîte à 128 SQUIDs. *Droite :* Les deux boîtes de SQUIDs (numérotées 1 et 2 sur la photo) branchées et intégrées au cryostat juste au-dessus de la matrice de bolomètres, tout en bas.

Chaque changement de matrice implique de retirer soigneusement les micro-soudures précédentes et d'en effectuer de nouvelles, ce qui demande un certain savoir faire. Pour cette raison, les premiers câblages par fil avaient été sous-traités par une société privée mais les délais et coûts importants nous ont finalement fait opter pour une solution interne.

6.2.2.2 L'étage des SQUIDs

Le second maillon de la chaîne de lecture est l'étage contenant les SQUIDs. On l'a vu au chapitre 2 dans la section 2.3.2 et on le verra plus en détail plus loin, le signal des TESs doit être amplifié et ce au plus proche pour éviter toute perte ou parasite le long de câbles qui seraient trop longs. Cela nous contraint de trouver des amplificateurs possédant entre autres la propriété de fonctionner à très basse température, comme les SQUIDs. Ceux-ci sont regroupés dans deux enceintes principales à l'aplomb de la matrice de détecteurs. Par souci de proximité, les TESs et les SQUIDs sont donc intégrés sur la même platine la plus froide du cryostat mais les SQUIDs sont, dans notre configuration actuelle, reliés thermiquement à la platine à 1 K via

un drain de cuivre traversant les différents étages pour soulager la charge à refroidir par le cryostat. Le découplage thermique entre les détecteurs et les SQUIDs n'est quant à lui pas perturbé grâce aux nappes de fils et connecteurs évoqués plus haut. Le fait que les câbles soient en NbTi (supraconducteur en-dessous de 9,2 K) assure la faible conductance thermique entre ces deux parties.

Les SQUIDs que l'on utilise sont produits commercialement par la société STAR Cryoelectronics avec toutefois quelques modifications mineures quant au design du modèle SQ600S. Ils nous ont été livrés sur deux wafers d'environ 2000 SQUIDs chacun (figure 6.21). Comme à chaque TES doit correspondre un SQUID et que l'ensemble de l'instrument devrait compter près de 2000 pixels, le stock semble amplement suffisant. Les SQUIDs sont extraits des wafers, nettoyés et testés à température ambiante sous pointes dans des conditions similaires aux tests réalisés sur les TESs. Ces tests servent surtout à vérifier la continuité électrique des bobines et l'absence de courts-circuits entre la bobine d'entrée et la boucle supraconductrice d'un SQUID. Ceux qui satisfont aux critères de fonctionnement sont réservés. Des tests cryogéniques de bases sont aussi réalisés sur un ou deux SQUIDs par wafer, ce qui permet d'établir un ordre d'idée de leurs caractéristiques.

Les SQUIDs retenus sont ensuite collés et intégrés à des PCB dédiés. Chaque PCB compte 32 SQUIDs en série connectés à 31 TESs et un pixel aveugle via un connecteur. Il faut donc quatre PCB de SQUIDs pour lire la moitié de la matrice de TESs. Ces quatre PCB sont empilés et encapsulés dans une boîte en aluminium. Les deux boîtes de SQUIDs nécessaires sont finalement intégrées dans le cryostat juste au-dessus de la matrice de détecteurs. Au total, on compte une puissance dissipée de l'ordre de 10 pW par SQUID évacuée sur l'étage à 1 K.

6.2.2.3 L'étage des ASICs

Le troisième maillon de la chaîne de lecture est celui des ASICs (pour *Application Specific Integrated Circuits*). Un ASIC est un circuit intégré qui peut être entièrement modulé pour répondre à des besoins spécifiques en terme de contrôle électronique. Lorsqu'on dispose de matrices de centaines de détecteurs dont chacun génère un signal simultanément avec les autres, il devient nécessaire de trouver un moyen judicieux de gérer la lecture et le traitement de tous ces signaux, c'est le multiplexage.

Le design de notre ASIC (figure 6.22) est conçu sur mesure pour assurer à la fois les fonctions capitales de lecture, d'amplification et de multiplexage de 128 TESs/SQUIDs, soit la moitié d'une matrice de détecteurs. Il faut donc deux ASICs identiques pour le test d'un quart de plan focal. Ces fonctionnalités sont garanties grâce à la polarisation séquentielle de colonnes de SQUIDs et l'amplification ultra bas bruit du signal. L'ASIC à 128 canaux *SQMUX128* présenté ici est issu du développement d'une architecture précédente à 24 canaux *SQMUX24* ayant permis

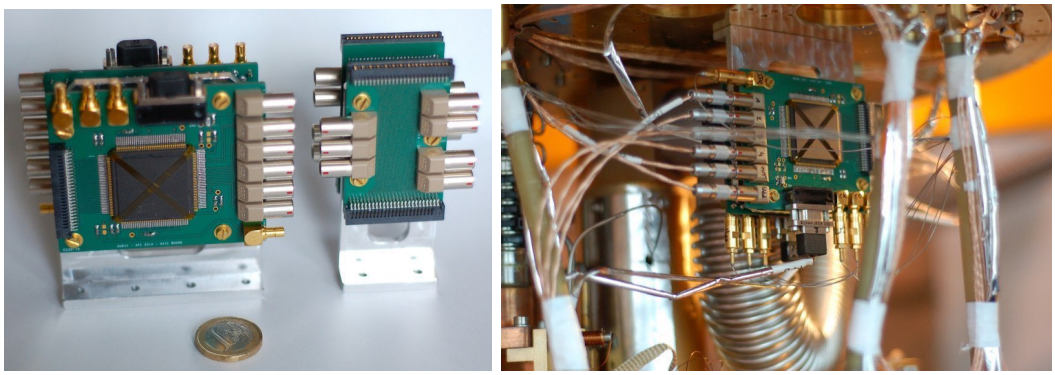


FIGURE 6.22 – *Gauche :* À gauche, un ASIC de face (en noir) soudé à un PCB. Un deuxième PCB identique y est vissé, dos à dos. L'ensemble assure la lecture, le multiplexage et le contrôle de tout le quart de plan focal (matrice de détecteurs et SQUIDs associés). À côté est posé l'interconnecteur qui fait l'intermédiaire entre les câbles supraconducteurs en NbTi de l'étage des SQUIDs et les fils bronze-phosphore de l'étage des ASICs. L'intérêt de l'interconnecteur est de pouvoir conserver des câbles supraconducteurs le plus longtemps possible dans la chaîne de lecture après les SQUIDs, car ils ne le seraient plus à la température des ASICs. *Droite :* Les ASICs dos à dos intégrés au cryostat, thermalisés à 60 K.

de valider l'utilisation de la chaîne de détection avec des matrices à 23 pixels et à partir de laquelle de nombreuses améliorations ont été faites [138] [139]. Sa tension d'alimentation plus basse permet en outre de réduire la puissance globale dissipée. Fonctionnant à température cryogénique, l'ASIC doit être réalisé à partir d'une technologie adaptée supportant ces contraintes. Aussi son amplificateur LNA (pour *low noise amplifier*) est conçu dans un circuit intégré utilisant des transistors bipolaires à hétérojonctions SiGe. L'ASIC a été testé en fonctionnement jusqu'à 4,2 K et est intégré sur la platine thermalisée entre 40 et 70 K du cryostat. À cette température il consomme environ 15 mW, surtout à cause du LNA.

6.2.2.4 L'électronique chaude

Les bolomètres supraconducteurs, les SQUIDs et les ASICs forment les principaux composants de la chaîne directe de détection et sont tous refroidis à température cryogénique. Mais à ces éléments s'ajoute également l'électronique de lecture dite « chaude », c'est-à-dire à température ambiante : un amplificateur de tension bas bruit (Stanford Research SR560) et une carte d'acquisition par ASIC. La carte permet de contrôler et d'ajuster le point de fonctionnement en générant le courant de polarisation des TESs et la contre-réaction des SQUIDs associés. Elle permet aussi de vérifier la température des thermomètres des étages froids du cryostat et assure la lecture du signal multiplexé en sortie de l'ASIC, son pré-traitement et son envoi sous forme compressée vers le système d'acquisition de données. Pour cela, l'interface de la carte compte – entre autres – un FPGA (pour *field-programmable gate*

array, un circuit logique pouvant être reconfiguré selon nos besoins) et des convertisseurs analogique-numérique (ADC) et numérique-analogique (DAC) assurant le dialogue entre la chaîne de lecture et un ordinateur où certains paramètres peuvent être modifiés et le signal scientifique stocké pour un futur traitement.

6.2.3 Un multiplexeur temporel à SQUIDs 128 : 1 pour QUBIC

Dans l'expérience QUBIC, du fait du grand nombre de détecteurs fonctionnant simultanément, la lecture de ces derniers doit faire appel au multiplexage. Et comme ces détecteurs sont refroidis à des températures cryogéniques, le multiplexage doit lui aussi se faire à très basse température pour réduire au minimum la dégradation du signal et le lien thermique avec la température ambiante. Dans une perspective de multiplexage temporel, les SQUIDs se prêtent très bien à une telle configuration : leur fonctionnement naturel à très basse température permet la pré-amplification du signal des TESs au plus près de ces derniers. En outre, leurs caractéristiques en font de bons interrupteurs : polarisés juste au-dessus de leur courant critique, les SQUIDs développent une différence de potentiel à leurs bornes, mais elle est parfaitement nulle en dessous du seuil du courant critique. En exploitant ces propriétés, on est capable de construire une chaîne de lecture cohérente faisant appel aux éléments décrits précédemment pour mettre en place un multiplexage temporel que l'on présente ici.

6.2.3.1 Topologie

Au niveau des pixels, la brique élémentaire est la matrice de 256 TESs et autant de SQUIDs. Au niveau de la chaîne de multiplexage, le maillon de base qu'on décrit ici compte 128 SQUIDs soit la moitié de la matrice de détecteurs. Pour la caractérisation de l'ensemble du quart de plan focal, deux chaînes de lecture absolument identiques ont dû être implémentées, avec un instrument final attendu qui en comptera seize.

Le multiplexage des 128 signaux issus de la moitié des TESs/SQUIDs se fait de manière temporelle à l'aide d'une configuration à deux dimensions représentée sur la figure 6.23. Les SQUIDs sont répartis en 32 lignes et 4 colonnes. Une colonne compte donc 32 SQUIDS connectés en série qui correspondent physiquement à un des quatre PCB empilés et encapsulés dans une boîte à proximité des détecteurs (voir section 6.2.2).

On alimente une seule ligne de quatre SQUIDs à la fois via un courant alternatif $bias_{SQUID}$ [4]. En même temps, on vient lire la tension aux bornes d'une colonne V_{out}. Dans cette colonne, un seul SQUID est alimenté par le courant $bias_{SQUID}$ tandis que les 31 autres ne sont pas polarisés, ils sont donc supraconducteurs et se comportent comme des courts-circuits. C'est pour cette raison qu'on utilise autant de TESs que de SQUIDs qui possèdent le double avantage de servir à la fois de pré-amplificateurs

4. Ce courant alternatif est en fait un signal carré qui effectue deux périodes sur la ligne de quatre SQUIDs. La polarisation en courant est de ce fait constante lors de la lecture d'un SQUID et change de signe à chaque changement de colonne.

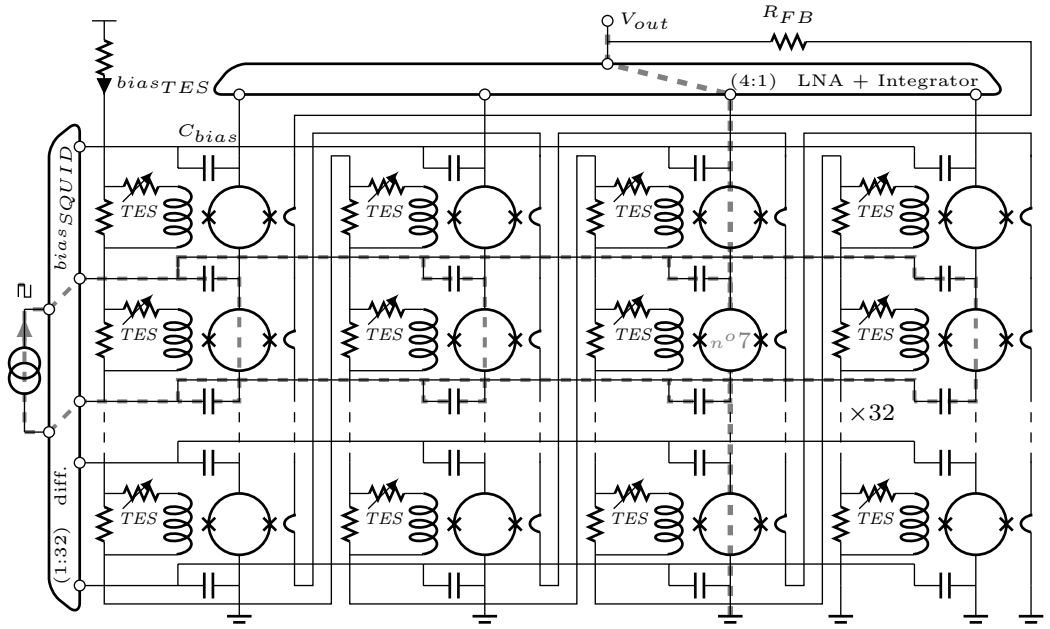


FIGURE 6.23 – Représentation de notre configuration de multiplexage temporel à 128 TESs/SQUIDs. Ces derniers sont agencés en quatre colonnes et 32 lignes. Sur une colonne, les 32 SQUIDs sont en série. Pour lire un TES, on polarise une ligne de quatre SQUIDs à l'aide d'un courant $bias_{SQUID}$. En même temps, on lit la tension aux bornes d'une colonne V_{out} dans laquelle un seul SQUID est polarisé et fournit donc une tension. Le multiplexage en lui-même est assuré par l'ASIC dont un module effectue par commutation la polarisation séquentielle des lignes de SQUIDs pendant qu'un autre module assure l'amplification par un LNA et la lecture des colonnes successives.

et d'interrupteurs. La tension V_{out} correspond donc au signal de sortie d'un SQUID unique. Pour lire les SQUIDs suivants, on décale successivement la lecture de tension à la colonne suivante. Quand les quatre colonnes ont été lues, c'est dans la ligne suivante qu'on fait passer le courant de polarisation et on recommence la lecture séquentielle des colonnes. À tout moment, seuls quatre SQUIDs sont polarisés et un seul est lu. De cette manière, on parcourt l'ensemble des signaux issus des 128 SQUIDs sur un seul canal temporel.

Un exemple de ce signal multiplexé est donné en figure 6.24. Pour retrouver à quel canal initial appartient chaque portion de signal composite (c'est-à-dire pour le démultiplexage), on ajoute en plus deux signaux de synchronisation, un signal *Cycle* dont la période est celle de la lecture de l'ensemble des 128 SQUIDs et un signal *Line* où chaque créneau correspond à la lecture d'une ligne de quatre SQUIDs.

L'ensemble du multiplexage est contrôlé par un ASIC. Celui-ci est constitué des modules qui effectuent la polarisation séquentielle des lignes de SQUIDs par commutation de la première à la dernière ligne et l'amplification à ultra bas bruit de la tension des colonnes, lue également de façon séquentielle. Pendant l'amplification

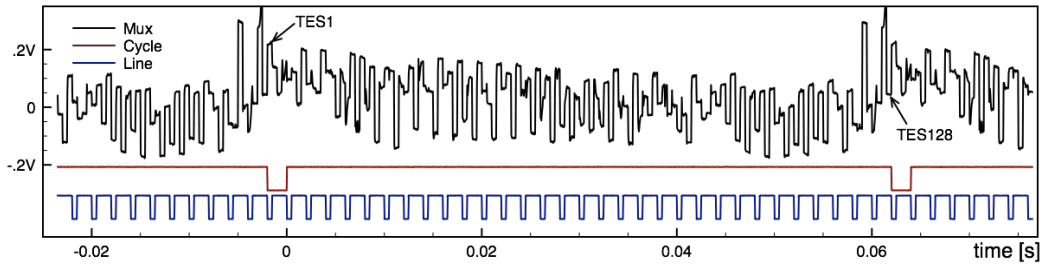


FIGURE 6.24 – En noir, signal unique multiplexé temporellement à partir des signaux issus de 128 TESs/SQUIDs. Les deux signaux en dessous sont synchronisés et générés simultanément pour repérer la fin de la lecture complète d'un cycle de 128 TESs (en rouge) et la lecture d'une ligne de quatre SQUIDs (en bleu). Les excursions entre les différents créneaux temporels du signal multiplexé témoigne d'une différence d'*offset* entre les pixels, bien qu'elle soit déjà en partie compensée. La fréquence d'échantillonnage est de l'ordre de 15 Hz et la fréquence de multiplexage de 2 kHz.

d'une rangée, on fait passer deux périodes du courant alternatif carré de polarisation. La polarisation est fournie à chaque SQUID par l'intermédiaire de capacités.

6.2.3.2 Adressage capacitif

Le fait d'avoir recours à un multiplexage à deux dimensions (polarisation en ligne et lecture en colonnes) rend nécessaire l'adressage du courant de polarisation de chaque SQUID à travers un élément ayant une plus grande impédance que celle du SQUID, par exemple une résistance. En effet, lorsqu'on lit la différence de potentiel aux bornes d'une colonne de SQUIDs, celle-ci est la résultante de la tension aux bornes du SQUID de la colonne polarisé, à laquelle se superposent en partie celles des autres SQUIDs polarisés de la même ligne, en parallèle. Avec l'ajout d'une résistance d'adressage, ces tensions supplémentaires sont atténuées par le pont diviseur de tension formé par le SQUID et les résistances. Ainsi on isole chaque colonne et on évite la diaphonie entre les SQUIDs de la même ligne.

Cependant l'utilisation de résistances présente l'inconvénient fâcheux de dissiper beaucoup de puissance sur un étage cryogénique. Pour cette raison, il a été fait le choix de remplacer les résistances d'adressage par des condensateurs [140]. La polarisation par un courant alternatif carré, successivement positif et négatif et nul en moyenne évite de charger les condensateurs et de générer une dérive de tension. Comme les capacités ne dissipent aucune puissance, cela permet de placer les SQUIDs au plus près des détecteurs.

6.2.3.3 Contraintes sur la FLL

Rappelons-le, pour que la réponse d'un SQUID évolue de manière linéaire, ce dernier doit être intégré à une boucle de contre-réaction, la FLL. Cependant, comme le multiplexage des 128 SQUIDs a lieu de manière séquentielle, le fait de commuter

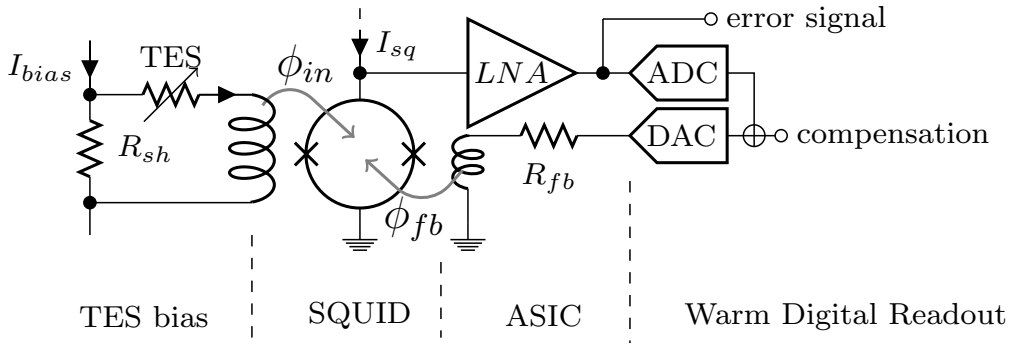


FIGURE 6.25 – Chaîne de lecture d'un bolomètre supraconducteur dans une configuration multiplexée. Le TES est d'abord intégré à un circuit de polarisation en tension. Puis les fluctuations de courant I_{in} engendrées par un signal scientifique sont amplifiées par un SQUID. L'étage des SQUIDs est multiplexé par un ASIC qui assure également l'alimentation du courant de la FLL via la résistance de contre-réaction R_{fb}. Enfin, l'électronique chaude assure entre autres la fonction de stockage et de restitution du dernier point de fonctionnement de la FLL à la lecture de chaque SQUID pour en assurer son suivi continu.

la lecture d'un pixel à l'autre a pour effet de la débloquer. Quand on lit une voie puis qu'on balaie l'ensemble des SQUIDs pour revenir une deuxième fois sur la même voie au bout d'un cycle, le nouveau point de fonctionnement n'est pas nécessairement identique à celui de l'échantillonnage précédent. Une FLL spécifique a donc été conçue dans l'optique de résoudre ce problème. À la fin de l'échantillonnage d'un SQUID, le point de fonctionnement de la FLL est enregistré et stocké de manière numérique grâce à la carte d'acquisition de l'électronique chaude (voir figure 6.25). Lors du passage suivant sur le même SQUID, ce point de fonctionnement est restitué en temps réel et à la fin de l'échantillonnage, le nouveau point est enregistré. Ainsi, chaque SQUID dispose d'un suivi de son point de fonctionnement, ce qui assure la bonne continuité de sa réponse V_{out} et une reconstruction facile du signal scientifique mis bout à bout. Cela permet aussi d'augmenter la plage de flux entrant ϕ_{in} possible (en un mot, la dynamique) car l'évolution de V_{out} est conditionnée à celle du point de fonctionnement mémorisé précédemment.

6.2.3.4 Compensation d'*offset*

Une inhomogénéité dans les caractéristiques des SQUIDs, des différences de courant de polarisation ou tout autre défaut se traduit par un niveau de tension constant (*offset*) différent d'un SQUID à l'autre. Ce niveau de tension suit le même parcours que le signal utile. Après le multiplexage, il est donc indifféremment amplifié par les étages implémentant la FLL. Ce niveau risque de saturer les amplificateurs, de prendre la place du signal utile dans la dynamique autorisée, de limiter le gain de boucle de la FLL et donc son efficacité.

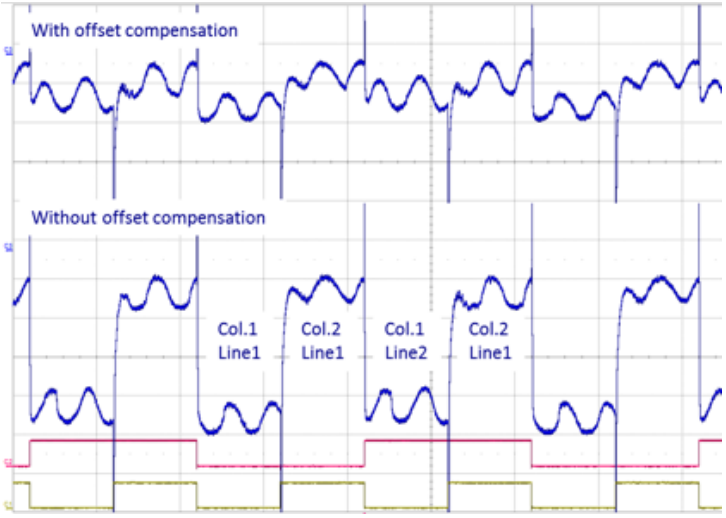


FIGURE 6.26 – Signal multiplexé avec compensation d'*offset* (en haut) et sans compensation d'*offset* (en bas). Ce test a été réalisé sur deux colonnes de deux SQUIDs à 4,2 K. Les deux signaux carrés visibles sont des signaux de synchronisation, en rouge pour la source de polarisation de courant des SQUIDs (suivant les lignes) et en vert pour l'amplification par le LNA (lecture en colonne).

Lors de la lecture par multiplexage, le passage successif d'un pixel à l'autre à des niveaux de tension différents provoque des écarts qui sont ensuite amplifiés. Si ces sauts sont trop importants, il peut y avoir apparition d'un régime transitoire au début de la lecture d'un canal suffisamment long pour qu'on n'ait pas le temps d'atteindre le régime permanent avant de passer à la lecture du signal suivant. Plus l'offset est différent entre deux pixels successifs et plus le risque de diaphonie est grand, ce qui nous contraindrait à diminuer la fréquence de multiplexage. Aussi, une fonctionnalité de compensation d'*offset* dynamique a été implémentée dans la carte d'acquisition de l'électronique chaude [141]. Après une phase de calibration via le module ADC de l'électronique chaude, la valeur de l'*offset* est individuellement mémorisée et restituée de manière compensée via le module DAC à chaque cycle de lecture. Une comparaison d'un signal multiplexé avec et sans compensation d'*offset* est donnée en figure 6.26.

6.3 Caractérisation préliminaire d'une matrice de 256 pixels

Dans la section précédente, on a décrit en détail la chaîne qui s'étend depuis l'acquisition par les bolomètres de l'ensemble des signaux utiles jusqu'à leur stockage numérique en tant que signaux scientifiques à exploiter. Ici, on s'intéresse aux tests préliminaires de caractérisation qui ont été pratiqués sur les matrices de 256 détecteurs. En raison des retards et des difficultés rencontrées lors de la fabrication

de ces dernières, les tests qui sont présentés ici ont tous été réalisés sur le même échantillon, la matrice P41. À ce stade, il a été possible de réaliser des mesures I(V) caractéristiques des TESs et d'en tirer une bonne estimation de leurs performances, en validant par la même occasion le fonctionnement de l'ensemble de la chaîne de lecture [142].

6.3.1 Principe sur un pixel de démonstration

Afin d'avoir une bonne compréhension et visibilité globale des tests qui ont été menés, on commence par exposer la méthode employée sur un seul pixel servant d'exemple, puis on élargit l'objet d'étude à la matrice complète.

6.3.1.1 La mesure I(V)

Lorsque les TESs sont polarisés en tension et soumis à une forte contre-réaction électrothermique (*Eletrothermal Feedback* ou ETF), ils fonctionnent à une température stable sur leur transition supraconductrice R(T). Cette stabilité est assurée grâce à un bilan équilibré de puissance aux bornes du TES : toute fluctuation de puissance d'origine thermique (via le signal scientifique reçu) est compensée par une contribution de puissance électrique d'effet opposé sur la température. Lorsque l'ETF fonctionne, on ne mesure pas directement le changement de température du TES mais plutôt la puissance électrique dissipée à ses bornes pour que la température ne varie pas.

Une expérience classique permettant de s'assurer de ce comportement consiste à réaliser des mesures I(V) sur les détecteurs. Pour cela on fixe en premier lieu la température de bain T_{bath} à une température inférieure à la température critique des détecteurs qui doit être connue. On doit donc avoir déjà procédé au préalable à des mesures R(T) sur ces derniers. Pour la matrice P41, la T_c mesurée expérimentalement au cours de sa fabrication est d'environ 470 mK. Toutefois, cette mesure a été effectuée avant la gravure profonde et celle de la membrane. Or, pendant la gravure profonde, l'échantillon peut chauffer, ce qui peut avoir le même effet qu'un léger recuit. Il est donc probable de constater une diminution de la T_c d'environ 20 mK à la fin de la fabrication à laquelle s'ajouterait un possible effet de vieillissement après plusieurs mois d'utilisation (figure 6.27).

Une fois la platine des détecteurs régulée à une température $T_{bath} < T_c$, un détecteur tend naturellement à devenir supraconducteur. Cependant, on le force à rester dans son état normal en maintenant une tension de polarisation élevée. L'expérience consiste en général ensuite à diminuer petit à petit la tension aux bornes du détecteur (rampe descendante) tout en relevant le courant de sortie correspondant. Notons que le test se déroule entièrement « en aveugle », dans le cryostat : aucune puissance optique n'est reçue par le TES. Le bilan de puissance est donc uniquement gouverné par la puissance de fuite P_{bath} capable de traverser le lien thermique du TES

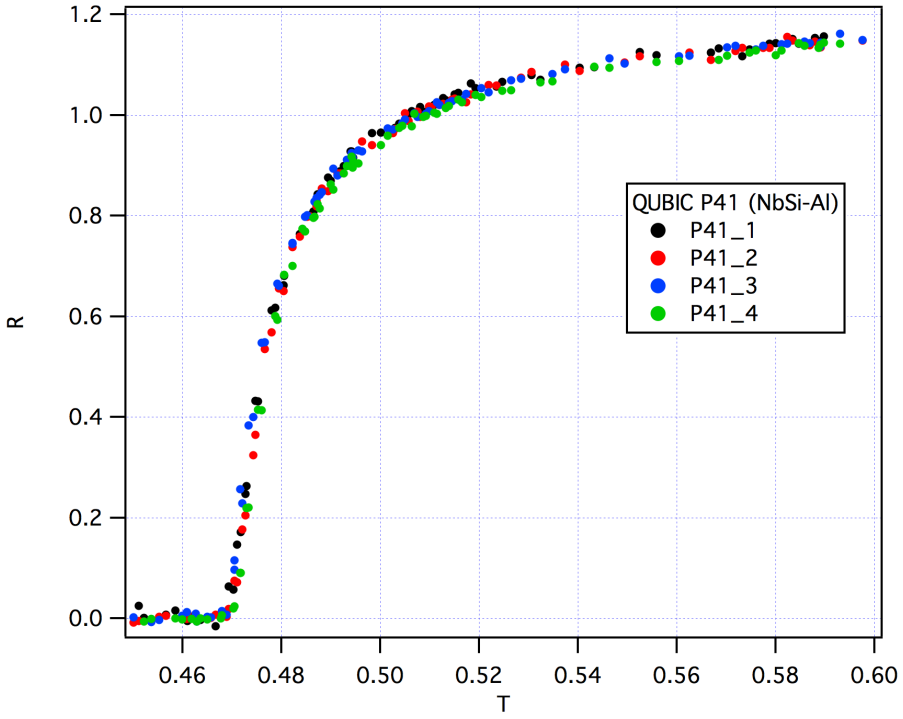


FIGURE 6.27 – R(T) de quatre pixels de la matrice P41 après les différentes étapes de dépôts. La T_c mesurée est de 470 mK environ mais a vraisemblablement pu avoir baissé jusqu'à 450 mK après la gravure profonde et depuis la fin de sa fabrication.

vers le bain, et la puissance électrique P_J assurée par la polarisation en tension du TES. En diminuant la tension de polarisation, le TES qui est constamment considéré comme à l'équilibre voit son point de fonctionnement changer graduellement et parcourir l'ensemble de sa transition supraconductrice, en révélant des caractéristiques particulières.

Test en dynamique réduite sur la FLL

Dans un premier temps, des mesures I(V) ont été réalisées sur des TESs alors que les SQUIDs fonctionnaient en FLL mais sans le dispositif de la carte d'acquisition permettant de mémoriser et de restituer à chaque échantillonnage le dernier point de fonctionnement utilisé pour la contre-réaction des SQUIDs (on renvoie aux parties 6.1.1.3 et 6.2.3 pour rappel). De ce fait, la dynamique offerte par les SQUIDs en FLL s'en trouvait réduite et limitée par les sauts de flux. Un exemple de mesure I(V) obtenue de cette manière avec une rampe montante de tension de polarisation est donné en figure 6.28.

La dynamique limitée par les sauts de flux y est clairement visible : quand le signal varie beaucoup en courant, le flux ϕ_{in} passant par le SQUID augmente rapidement et la droite de charge décrivant le comportement de la FLL est translatée de beaucoup

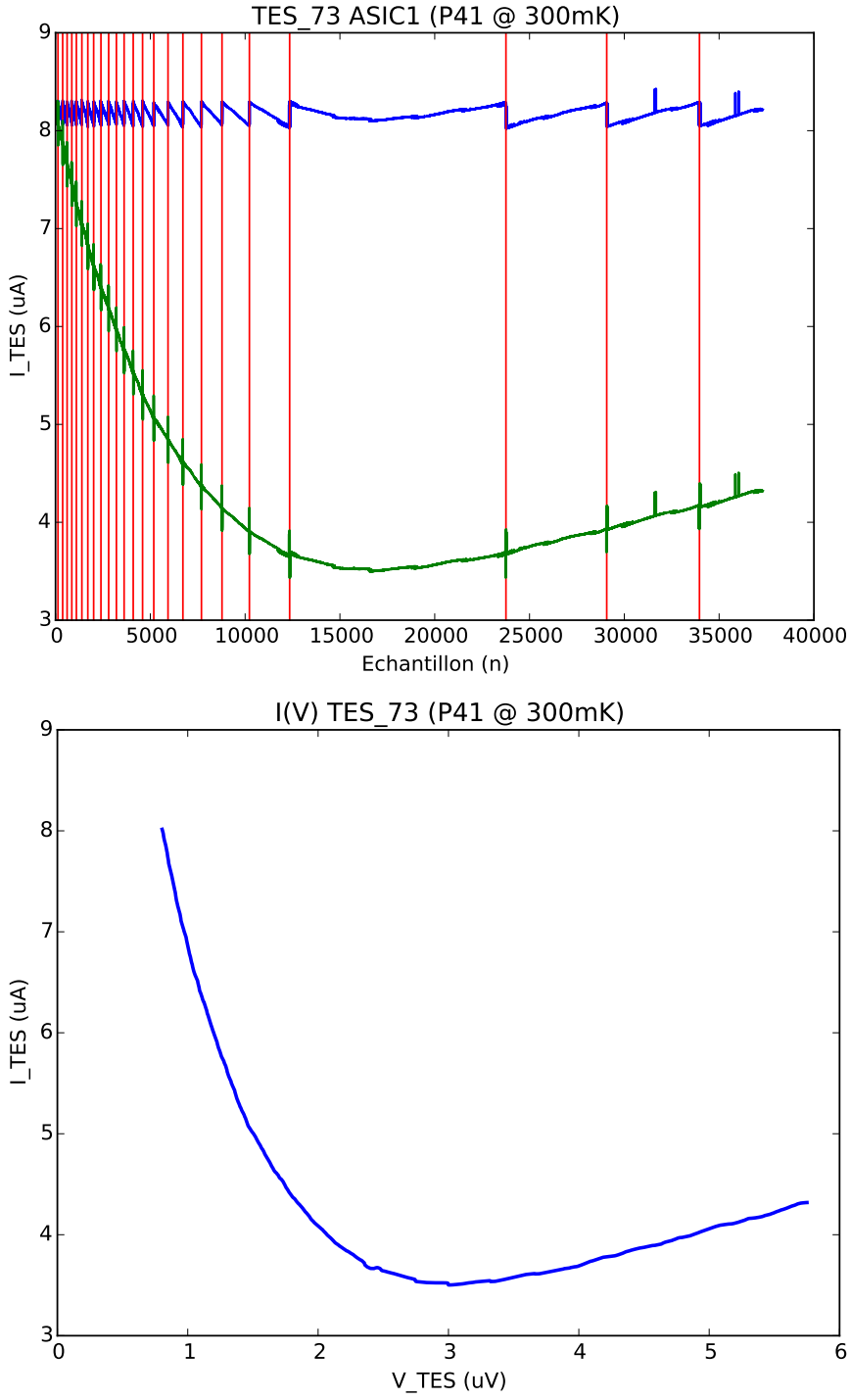


FIGURE 6.28 – *Haut :* En bleu, le signal brut tel qu'il est mesuré en sortie. En vert, le même signal traité par un code mettant bout à bout les différentes portions de signal délimitées par deux sauts de flux consécutifs (droites rouges) en faisant correspondre la valeur du courant au début d'une portion avec la dernière valeur du courant de la portion précédente. *Bas :* On recouvre ainsi l'ensemble de la I(V) en faisant ensuite correspondre les numéros d'échantillon aux valeurs minimum et maximum de tension de polarisation de la rampe. On filtre ensuite les quelques raies identifiées. *Remerciements à Pierre Chanial pour son aide.*

par rapport à la fonction de transfert amplifiée du SQUID (pour rappel voir la figure 6.8). La FLL atteint donc très vite un point où elle se débloque (l'extremum de la sinusoïde de la réponse amplifiée du SQUID) avant de retrouver le prochain point stable de fonctionnement par un saut de flux, marqué par une droite verticale rouge sur la figure 6.28.

Quand le courant varie peu au contraire (minimum de la I(V) et partie droite de la courbe), le point de fonctionnement se déplace plus lentement avant que la FLL ne se débloque, ce qui explique que les sauts de flux soient beaucoup moins fréquents.

Test en pleine dynamique sur la FLL

On a pu s'affranchir de cette méthode peu commode en optimisant la dynamique de la FLL par un fort gain des deux étages d'amplification G avant passage dans la boucle de contre-réaction, une résistance de *feedback* R_{fb} relativement basse et en se plaçant au point de fonctionnement offrant la plus grande liberté d'amplitude du signal entrant à l'aide d'un décalage ϕ_{offset} s'ajoutant au flux ϕ_{fb} de la FLL. De plus, la mémorisation et restitution du dernier point de fonctionnement de la FLL par la carte d'acquisition de l'électronique chaude a permis dans nos mesures d'éviter tout saut de flux.

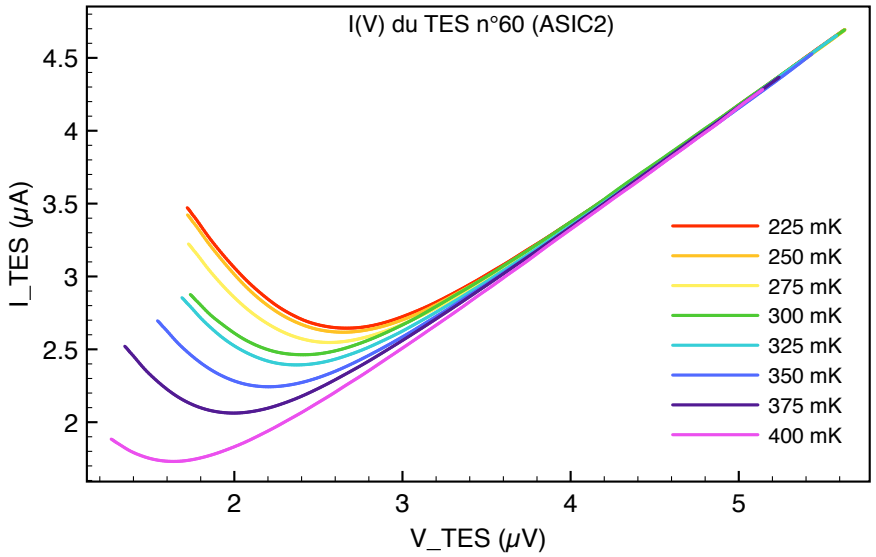
Pour les mesures, on choisit et on balaie la tension de polarisation V_{bias} qu'on applique au TES et on mesure la tension V_{out} en sortie. Pour remonter au courant traversant le TES et à la tension à ses bornes, il suffit d'utiliser :

$$\begin{aligned} V_{TES} &= R_{shunt} I_{bias} \\ &= \frac{R_{shunt}}{R_{bias}} V_{bias} \end{aligned} \tag{6.13}$$

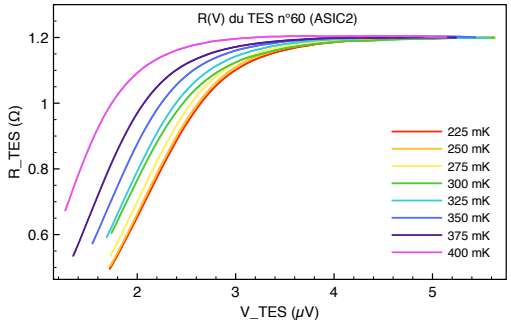
$$\begin{aligned} I_{TES} = I_{in} &= \frac{V_{out}}{G_{FLL}} \\ &= \frac{M_{fb}}{M_{in}} \frac{V_{out}}{R_{fb}} \end{aligned} \tag{6.14}$$

Des exemples de I(V) obtenues de cette manière sur un pixel à différentes températures de bain sont donnés en figure 6.29. La figure montre aussi les R(V) et les P(V) correspondantes du TES en question, qui sont calculées à partir des I(V) et permettent de mettre en avant certains comportements.

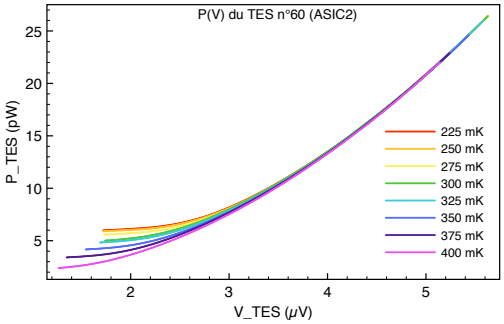
En diminuant la tension de polarisation aux bornes du TES (c'est-à-dire en lisant les graphes de droite à gauche) on observe différents régimes. Au début, la puissance de polarisation P_J est suffisamment élevée pour que le bolomètre soit dans sont état normal. Celui-ci est donc résistif : sa I(V) est pratiquement une droite suivant la loi d'Ohm et sa R(V) varie très peu, avec une valeur proche de sa résistance normale R_n. Puis on diminue encore la tension de polarisation et le bolomètre commence à entrer dans sa transition supraconductrice. Ce changement se manifeste



(a) I(V) mesurées sur le pixel 60 (ASIC2) à différentes températures de bain



(b) R(V) calculées correspondantes



(c) P(V) calculées correspondantes

FIGURE 6.29 – Exemple de I(V) effectuées sur un pixel à différentes températures de bain à l'aide d'un SQUID en FLL optimisant la dynamique autorisée du signal entrant. On remarque l'absence de sauts de flux. Pour la description des comportements observés, voir le texte.

par l'amorce de la chute de résistance sur la R(V) et correspond au minimum de la I(V). En dessous de cette tension de polarisation critique V_{crit}, le bolomètre est sur sa transition supraconductrice et l'ETF se met en route : comme il n'y a pas de puissance optique, la puissance de la fuite thermique P_{bath} est suffisante pour évacuer la puissance de polarisation P_J et la puissance totale aux bornes du bolomètre est auto-régulée et quasi-constante, ce qui se traduit par un aplatissement de la P(V). En continuant encore à diminuer la tension, la résistance poursuit sa descente et comme $P = IV \sim$ C$^{\text{ste}}$, l'intensité du courant se comporte comme $I \propto 1/V$ sur la partie gauche de la I(V).

Faisons quelques remarques. Pour commencer, les mesures réalisées sur ce pixel présentent tout à fait l'allure attendue des I(V), ce qui est très encourageant. Ensuite, on peut remarquer que la tension de polarisation utilisée ici ne descend pas en

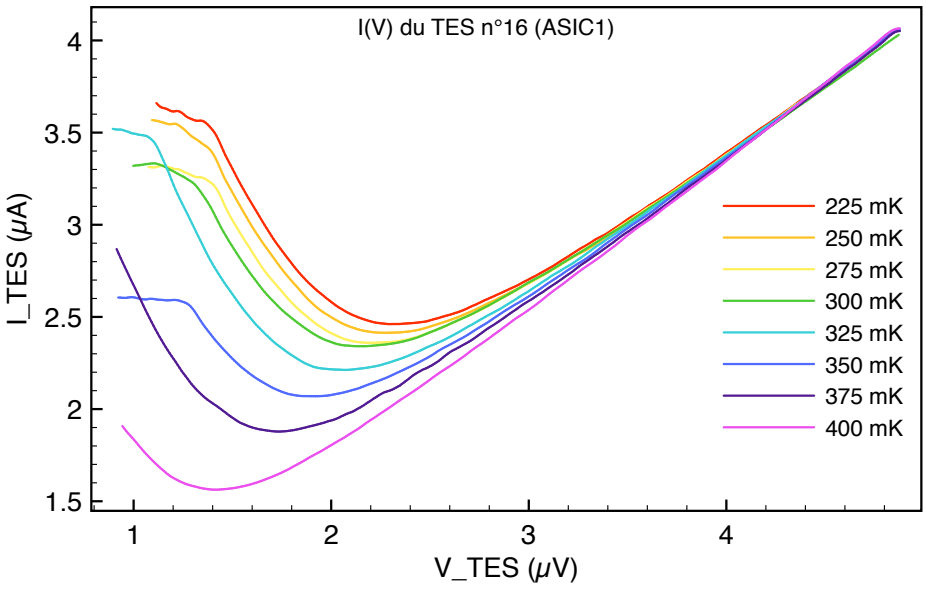


FIGURE 6.30 – Exemple de I(V) devenant instables (parties de gauche) lorsque le bolomètre atteint un régime où la polarisation en tension n'est plus assurée. Cela se produit quand la résistance du bolomètre devient très faible et que la résistance de *shunt* ne peut plus remplir son rôle, ce qui arrive d'autant plus tôt qu'on a une résistance parasite importante. Plus le bolomètre est relié à un bain thermique de température proche de sa température critique et plus il se comporte comme une simple résistance à plus basse tension de polarisation (voir les R(V)), donc plus les instabilités apparaissent tard. Ici, elles n'apparaissent pas à 375 et 400 mK pour les tensions de polarisation testées.

dessous d'une certaine valeur. Cela est dû au fait qu'en diminuant encore la tension, le bolomètre finit par atteindre un niveau bas dans sa transition (en témoigne la R(V)) et par être très peu résistif. La condition de polarisation en tension réalisée grâce à la résistance de *shunt* en parallèle n'est plus assurée (ce qui est d'autant plus vrai qu'on a ici considéré une source de polarisation parfaite sans prendre en compte la résistance parasite). Le régime devient alors instable, c'est pourquoi on a interrompu la prise de donnée dès l'atteinte de l'instabilité, qui se déclenche plus tard, à tension plus basse, si la température de bain est proche de la température critique (voir figure 6.30).

Notons aussi que les variations de V_{out} et donc de I_{TES} ne sont pas connues de manière absolue mais à un *offset* près. La détermination de cet *offset* se fait ici de manière arbitraire en déclarant qu'à une tension V_{TES_0} donnée, le bolomètre est à sa résistance normale R_n déterminée lors des mesures R(T). On en déduit qu'à cette même tension, le courant correspondant I_{TES_0} doit être V_{TES_0}/R_n. On force ainsi le passage des courbes I(V) en ce point pour étalonner notre chaîne de mesures. Toutes les mesures I(V) réalisées ici sont donc à comparer de manière relative et non de manière absolue.

6.3.1.2 Évaluation des paramètres du pixel

On peut également remarquer l'influence de la température de bain sur l'allure des courbes précédentes, en particulier sur la P(V). Plus le détecteur est relié à un bain froid et plus il faut apporter de puissance extérieure pour faire sortir le bolomètre de sa transition et le rendre normal. On rappelle l'équation générale qui décrit le comportement thermique du TES (cf équation 2.3) :

$$\frac{dE}{dt} = P_{ray} + P_J - P_{bath} \tag{6.15}$$

Comme on est ici en tout point à l'équilibre statique sans aucune puissance optique apportée au bolomètre, la seule puissance reçue est la puissance de polarisation et l'équation devient pour chaque point parcouru sur la P(V) lorsque la contre-réaction fonctionne (cf équation 2.11) :

$$P_{J_0} = P_{bath_0} = \kappa(T_0^n - T_{bath}^n) \tag{6.16}$$

et on rappelle que dans le modèle thermique qu'on a considéré, la conductance thermique s'écrit :

$$G(T_0) = n\kappa T_0^{n-1} \tag{6.17}$$

Les courbes P(V) à différentes températures de bain nous permettent de parcourir l'équivalent des valeurs de P_{bath_0} à différents points de fonctionnement dans la transition. On rappelle que pour une tension $V_{TES} \leq V_{crit}$ où V_{crit} est la tension où la I(V) est à son minimum, le bolomètre est en régime contre-réactionné. Ainsi on relève à une température de bain donnée T_{bath_0} la puissance minimum quasi-plateau de la P(V), où le détecteur est bien en ETF.

Cette valeur minimum nous retourne un point $P_{bath_0}(T_{bath_0})$. On réitère l'opération pour toutes les températures de bain auxquelles on a effectué des mesures, ce qui nous permet de tracer les points de la courbe $P_{bath_0}(T_{bath})$ (figure 6.31). Un ajustement de la courbe par la méthode des moindres carrés nous permet d'estimer les trois valeurs laissées libres T_0 (censée être proche de la température critique), κ et la loi de puissance en n. À partir de ces valeurs, on est aussi capable de calculer la conductance thermique G du bolomètre en utilisant l'équation 6.17.

Pour le bolomètre 60 du deuxième ASIC, les valeurs retournées nous donnent par exemple :

$$\kappa \approx 202\,\mathrm{pW/K^n} \tag{6.18}$$

$$T_0 \approx 448\,\mathrm{mK} \tag{6.19}$$

$$n \approx 4,3 \tag{6.20}$$

$$G \approx 61,5\,\mathrm{pW/K} \tag{6.21}$$

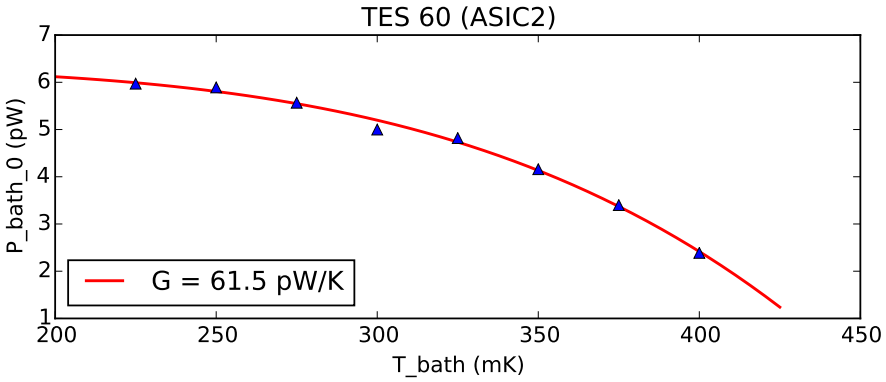


FIGURE 6.31 – $P_{bath_0}(T_{bath})$ pour un pixel. Chaque point est obtenu par calcul de la puissance quasi-plateau P_{bath_0} de fuite thermique à basse tension de polarisation et à une température de bain donnée. La courbe en rouge est ajustée sur les points par méthode des moindres carrés d'après l'équation 6.16. Cela nous permet de contraindre les paramètres libres κ, T_0 et n de l'équation 6.16 à partir desquels on peut finalement calculer la conductance thermique correspondante G suivant l'équation 6.17.

À travers l'expression du bruit de phonons, on peut aussi estimer un ordre de grandeur de la performance du bolomètre en terme de bruits à condition que le bruit de phonons soit effectivement le bruit dominant au sein du bolomètre (équation 2.73) :

$$NEP_{phonon} = \sqrt{\gamma 4 k_B T_0^2 G} \tag{6.22}$$

À travers le facteur γ, la puissance équivalente du bruit de phonons dépend de la température de bain. Plus la température de bain est basse et plus les performances sont bonnes.

Pour le bolomètre dont il est question ici, le calcul de sa conductance thermique G nous permet d'en tirer une estimation sur ses performances :

$$NEP_G(350\text{ mK}) \approx 2,05 \times 10^{-17}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}} \tag{6.23}$$

$$NEP_G(400\text{ mK}) \approx 2,29 \times 10^{-17}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}} \tag{6.24}$$

ce qui est amplement suffisant pour remplir les spécifications de l'expérience QUBIC qui sont de $5,0 \times 10^{-17}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour la puissance équivalente de bruit totale d'un pixel à une température de bain de 350 mK, et ce même en considérant des sources de bruit secondaire (Johnson de la résistance de charge et du TES) importantes.

6.3.2 Caractérisation générale d'une matrice

Les tests qui ont été réalisés sur le pixel de l'exemple précédent ont été répétés selon la même méthode sur l'ensemble de la matrice P41. Une série d'expériences est généralement menée à l'aide du même ASIC, on a donc numéroté les TESs de 1 à

128 sur l'ASIC1 et de 1 à 128 sur l'ASIC2.

6.3.2.1 Mesures I(V)

On a appliqué la même analyse que précédemment sur l'ensemble de la matrice. Le résultat des I(V) et des P(V) des différents pixels est donné dans la figure 6.32. Pour des questions de lisibilité, on a uniquement représenté les mesures prises à $T_{bath} = 350$ mK, la température retenue comme température de bain sur QUBIC. Les graphes combinent deux expériences, l'une réalisée sur l'ASIC1 (première moitié des détecteurs) et l'autre sur l'ASIC2 (l'autre moitié). Rappelons que les pixels fonctionnels ont une plus grande propension à devenir instables plus ils sont refroidis à basse température. Ce comportement a été remarqué de manière répétée sur des pixels isolés. Tous ne semblent pas affectés et ceux qui le sont ne deviennent pas forcément instables en dessous de la même tension de polarisation ou à la même température de bain que les autres, ce qui explique pourquoi les courbes ne s'arrêtent pas toutes au même point du côté décroissant de l'axe V_{TES}. On peut formuler l'hypothèse que les pixels qui deviennent instables le plus vite sont ceux qui ont une température critique légèrement plus grande que ceux qui sont stables plus longtemps. De plus, on a ici imposé une résistance normale identique à tous les pixels pour étalonner les mesures mais il se peut que ces disparités dans l'atteinte d'un régime instable soient en réalité la signature d'une différence de R_n parmi les pixels.

En raison du faible rendement de la matrice révélé par les tests sous pointes à température ambiante juste avant l'intégration dans le cryostat, seule une vingtaine de TESs a pu être exploitée pour en tirer des mesures. Les autres étaient soit cassés pour la plupart (membrane brisée ou piste coupée) soit pour quelques uns montraient des réponses très exotiques qu'on peut imaginer être le résultat d'un courant passant toujours mais sur un pixel extrêmement abîmé. Le câblage du cryostat au moment des mesures n'a malheureusement pas permis d'établir le lien entre le numéro de la voie identifiée au pixel et sa position physique sur la matrice. Néanmoins on compte au moins une petite dizaine de pixels fonctionnels respectivement rattachés au premier et au deuxième ASIC, ce qui peut laisser penser qu'ils sont répartis de manière à peu près homogène sur l'ensemble de la matrice.

Ces graphes montrent tout d'abord que les TESs qui répondent fonctionnent parfaitement et montrent exactement le comportement attendu. Tous les pixels atteignent un régime où l'ETF se déclenche et où les détecteurs s'auto-régulent en température, quand la I(V) atteint son minimum et que la P(V) devient presque constante. En terme d'homogénéité, tous les pixels suivent la même allure dans leur partie normale. En revanche, à mesure qu'on diminue la tension de polarisation et que les bolomètres commencent à entrer dans leur transition, on peut voir peu à peu des disparités dans les I(V) de différents pixels : certains pixels atteignent le minimum de leur I(V) un peu avant d'autres. En regardant la P(V), ces disparités

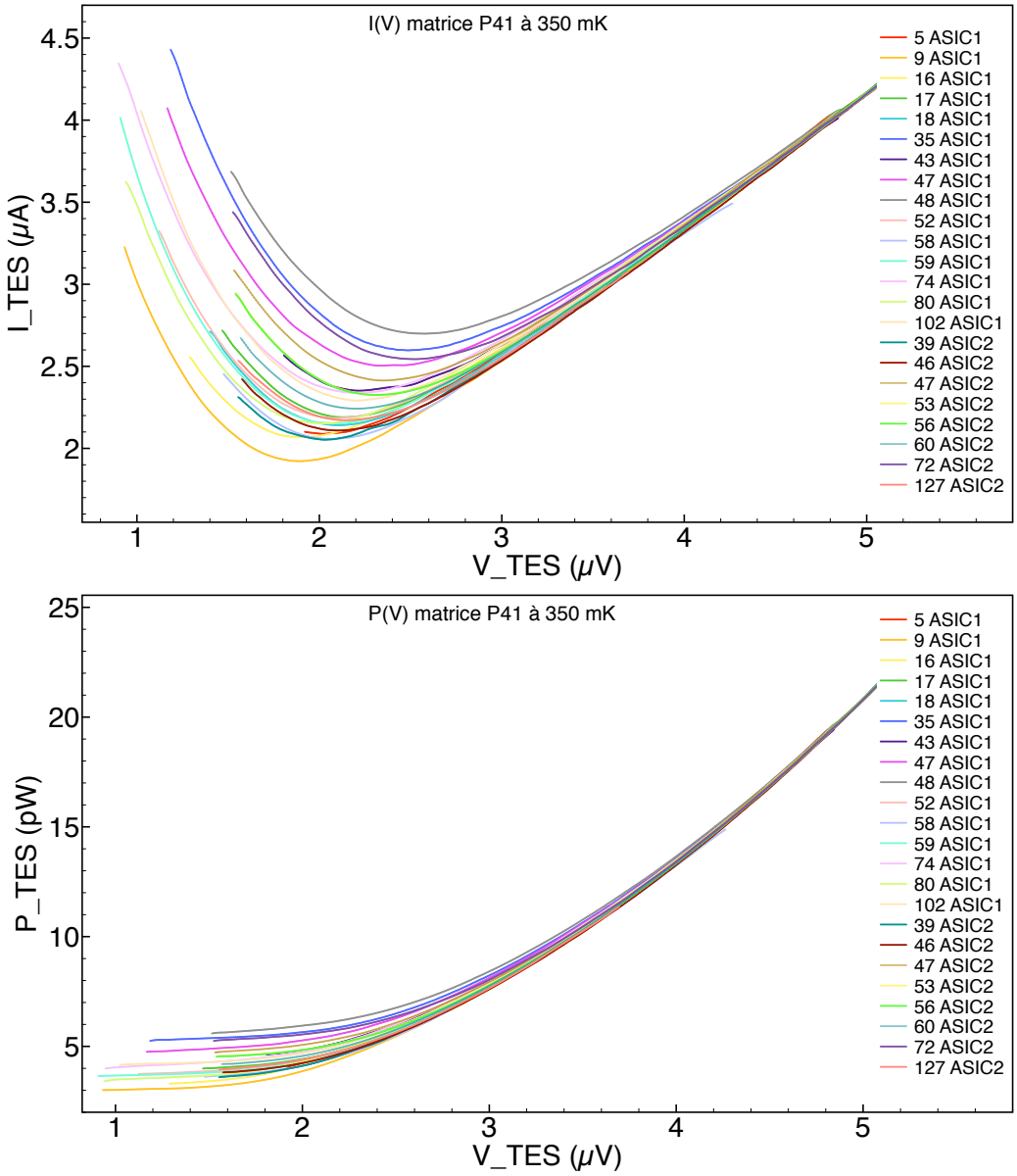


FIGURE 6.32 – *Haut :* Mesures I(V) réalisées sur une vingtaine de pixels répartis sur l'ensemble de la matrice à la température de régulation $T_{bath} = 350$ mK. *Bas :* Mesures P(V) correspondantes sur les mêmes pixels. L'ensemble montre une bonne homogénéité.

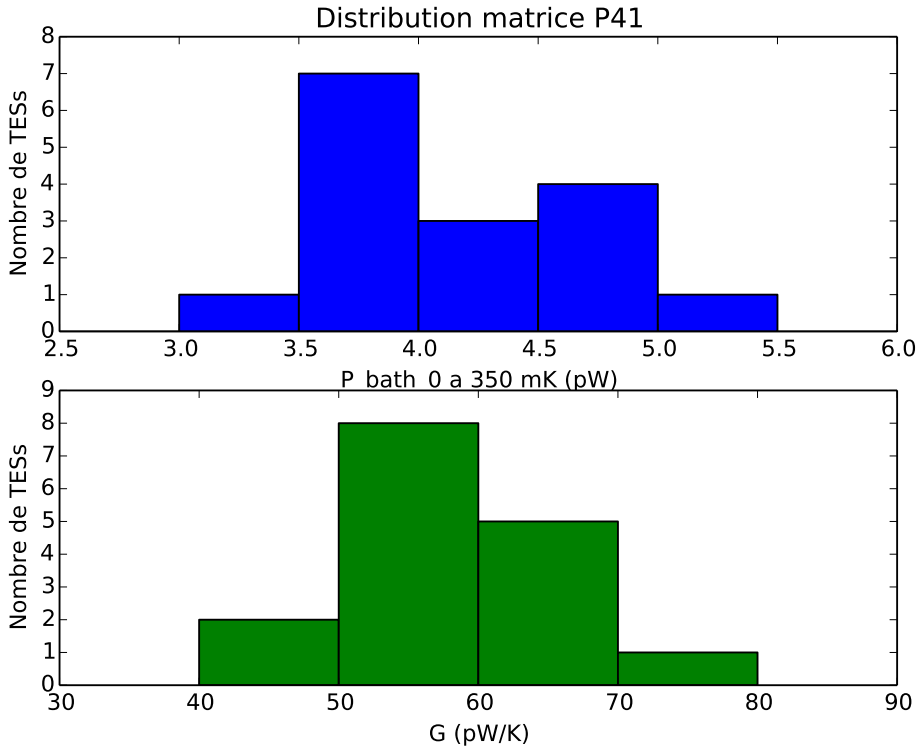


FIGURE 6.33 – *Haut :* Distribution des valeurs de puissance de fuite P_{bath_0} prises par les bolomètres fonctionnels de la matrice P41 à une température de bain de 350 mK. *Bas :* Distribution des conductances thermiques de ces mêmes pixels calculées à partir des mesures effectuées à différentes températures de bain.

semblent beaucoup moins évidentes. Il existe en tout cas visiblement une tension de polarisation suffisamment basse pour que tous les pixels soient dans un régime contre-réactionné (autour de 1,7 μV). Théoriquement, leur réponse deviendrait alors linéaire (voir équation 2.29).

6.3.2.2 Homogénéité des pixels

Afin d'établir un critère de comparaison pour décrire le comportement des bolomètres, on a prélevé de la même manière que pour l'exemple du pixel unique la puissance de fuite maximum P_{bath_0} à 350 mK de tous les pixels fonctionnels. Le résultat est exposé dans l'histogramme de la figure 6.33. On a aussi reproduit le même calcul pour toutes les températures de bain auxquelles on a effectué les mesures. Cela nous a permis de recouvrir par la même méthode les paramètres T_0, κ et n permettant d'en déduire la conductance thermique suivant l'équation 6.17. Les valeurs de G obtenues pour les bolomètres fonctionnels sont réunies dans l'histogramme de la même figure.

Cet histogramme montre que tous les pixels testés (sauf un) ont une puissance de saturation à 350 mK de l'ordre de $4,1$ pW $\pm$ 25 % ce qui traduit une bonne homogé-

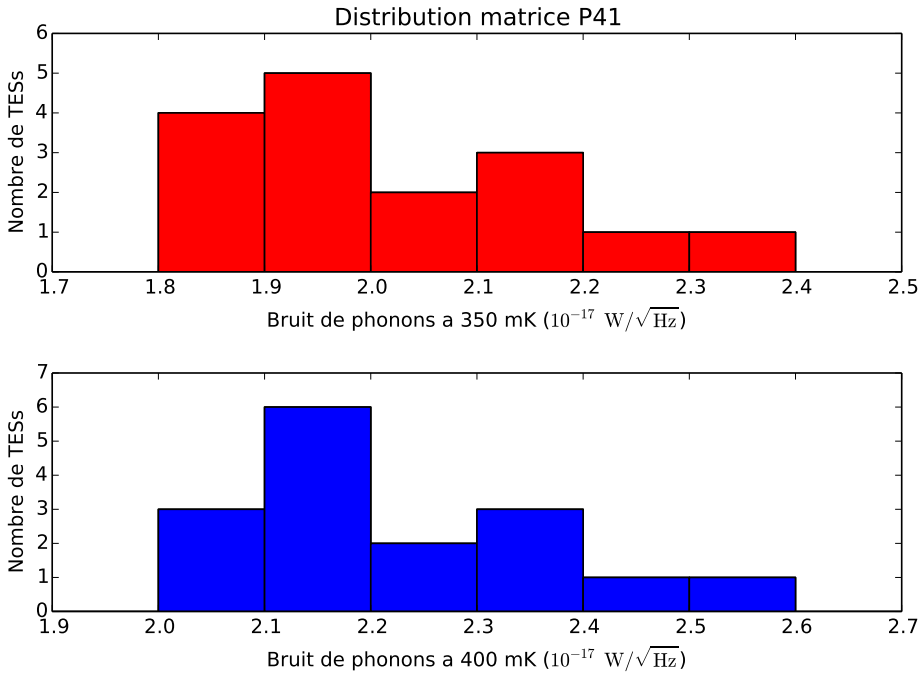


FIGURE 6.34 – Histogramme de la puissance équivalente de bruit de phonons des pixels fonctionnels de la matrice P41 à 350 mK (en haut) et à 400 mK (en bas). Dans la mesure où le bruit de phonons est dominant, celui-ci fournit un bon ordre de grandeur des performances d'un bolomètre en terme de bruits. Pour un résultat plus fiable et plus précis sur la NEP totale du pixel, il faut bien entendu mener des mesures spécifiques de bruits.

néité, d'autant plus que ces valeurs sont assez uniformes [5]. Les variations observées d'un pixel à l'autre peuvent être le résultat d'inhomogénéités de procédés de fabrication. En regardant l'histogramme des valeurs prises par G, on trouve une valeur moyenne de l'ordre de 58 pW/K avec la totalité des conductances thermiques des pixels répartie à ± 30 % de cette valeur moyenne et 80 % des pixels à ± 20 %. Il serait très intéressant de pouvoir relier par la suite les mesures aux pixels géographiques sur la matrice de manière à être capable de comparer leur conductance thermique à leur position. Cela permettrait d'incriminer ou non des procédés de fabrication quant aux petites différences observées.

À partir des valeurs de G on a aussi pu en déduire la valeur théorique de la puissance équivalente de bruit de phonons. L'histogramme en figure 6.34 en donne la distribution pour une température de bain de 350 mK (température de bain nominale pour QUBIC) et de 400 mK (cas extrême). Les valeurs moyennes NEP_G correspondantes sont de 2,0 et de $2,2 \times 10^{-17}$ W/$\sqrt{\text{Hz}}$ respectivement, ce qui respecte très largement les spécifications de l'instrument QUBIC, même pour les pixels

5. En comparaison, on peut par exemple regarder les mesures identiques réalisées sur les anciennes matrices à 23 pixels dans [1]. Les disparités étaient beaucoup plus importantes malgré une matrice plus petite et des pixels plus gros.

Grandeur	Unité	Valeur moyenne
P_{bath_0} à 350 mK	pW	4,1
κ	pW/K^n	178
n	S.U.	4,2
T_0	mK	451
G	pW/K	58
NEP_G à 350 mK	10^{-17} W/$\sqrt{\text{Hz}}$	2,0
NEP_G à 400 mK	10^{-17} W/$\sqrt{\text{Hz}}$	2,2

TABLE 6.1 – Valeurs moyennes des pixels fonctionnels sur la matrice P41 obtenues à partir des mesures I(V) pour P_{bath_0} et par différentes méthodes de calcul pour les autres.

les plus dispersés. Bien entendu, ces résultats seraient à compléter par des mesures spécifiques de bruit et elles sont ici obtenues avec la conductance thermique moyenne mesurée de 58 pW/K. Si le design des matrices devait être révisé avec notamment une conductance thermique de l'ordre de 300 pW/K et une température critique proche de celle-ci conformément aux valeurs du tableau 3.6, il faudrait réviser ces valeurs. À 350 mK, on obtiendrait des performances moyennes dans les mêmes conditions de l'ordre de $4,5 \times 10^{-17}$ W/$\sqrt{\text{Hz}}$ ce qui serait encore dans les spécifications.

Pour mémoire, les valeurs moyennes obtenues sur tous les pixels pour les différentes grandeurs considérées ci-dessus sont réunies dans le tableau 6.1. Les tests menés ici nous ont permis de mettre en avant un très bon fonctionnement des pixels intacts avec une bonne homogénéité des comportements et des performances qui semblent tout à fait répondre aux attentes.

6.3.2.3 Dimensionnement

Le comportement des pixels de la matrice P41 révélé par les mesures précédentes est suffisamment uniforme pour que la moyenne sur des paramètres tels que leurs conductances thermiques soit considérée comme une valeur représentative de l'ensemble de la matrice. À partir du modèle développé au chapitre 3, on peut utiliser cette moyenne pour établir un pronostic sur le dimensionnement des pixels.

Le bon dimensionnement d'un pixel à une certaine température de bain T_{bath} dépend principalement de la satisfaction de contraintes sur la valeur de sa conductance thermique G, sa température critique T_c et sa capacité calorifique C. Ces contraintes sont données dans le cadre de QUBIC dans la figure 6.35 pour une charge optique évaluée dans la section 3.1.1 et une température de bain de 300 mK, proche de la température nominale de fonctionnement de l'expérience. La courbe jaune traduit la contrainte sur la sensibilité des détecteurs (équation 3.19) : si le point (G, T_c) se situe au-dessus de cette courbe, les bolomètres sont trop bruyants par rapport au niveau du signal reçu. Les courbes rouges matérialisent quant à elles la limite de saturation du bolomètre (équation 3.27). Le point (G, T_c) doit se situer au-dessus pour que la puissance de fuite des bolomètres soit suffisamment grande devant la

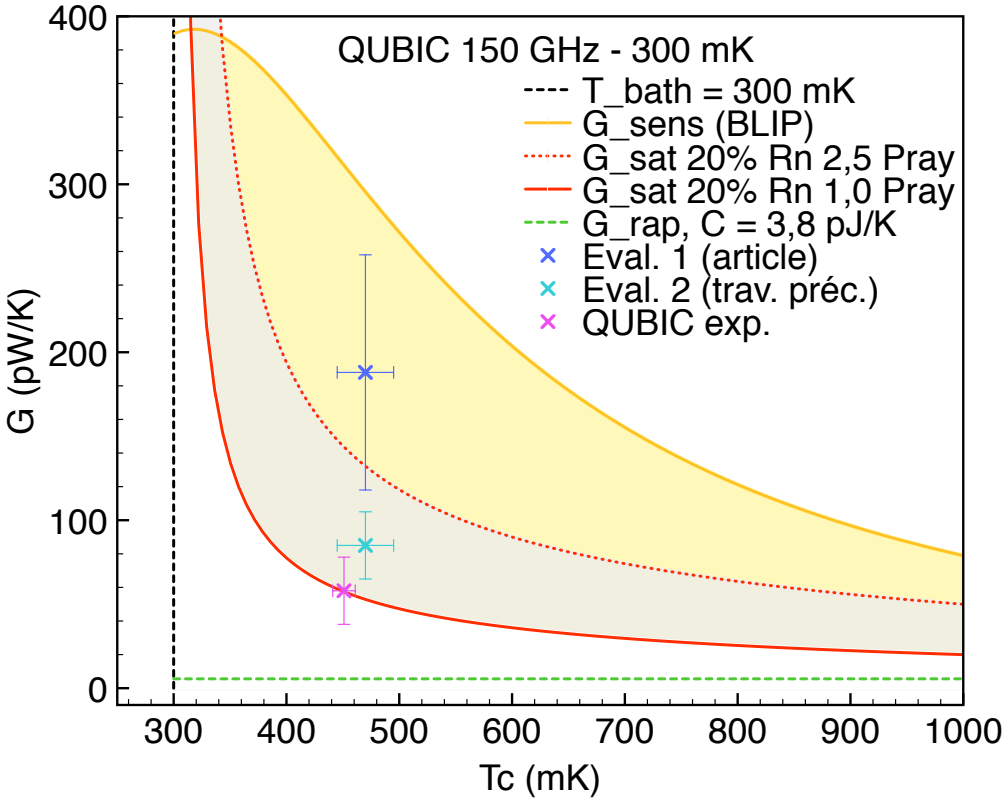


FIGURE 6.35 – État du dimensionnement des pixels de P41 au regard du modèle développé au chapitre 3. Les deux points bleus correspondent aux prévisions et le point magenta aux mesures. Voir le texte pour les explications.

puissance optique reçue. Cette limite dépend à la fois du point de fonctionnement R_0 sur la transition supraconductrice et de la marge laissée sur la puissance optique. Ici on a retenu un point $R_0 = 20\ \%\ R_n$ car il est prévu de travailler assez bas dans la transition. La courbe en trait plein représente le cas limite où la puissance de fuite est égale à la charge optique et la courbe en pointillés la même contrainte avec une marge de sécurité plus importante. La courbe verte, enfin, représente la contrainte de rapidité liée à la valeur de la capacité calorifique en contre-réaction (équation 3.31). Le point $(G,\ T_c)$ doit se situer au-dessus de cette courbe pour que le détecteur soit suffisamment rapide de manière à échantillonner correctement le signal reçu. À partir du design préétabli par le CSNSM, cette contrainte a été évaluée théoriquement avec une capacité calorifique $C \sim 3,8$ pJ/K (voir section 4.1.2.6) et une valeur de référence $\mathscr{L}_0 = 10$ qu'il conviendra d'ajuster à l'aide de mesures plus complètes.

En combinant toutes ces contraintes, le point $(G,\ T_c)$ devrait idéalement se situer dans la zone en jaune clair pour que les détecteurs soient correctement dimensionnés. La zone grisée représente un espace où la marge est moins importante sur le risque de saturation. On remarque tout de suite que la capacité calorifique telle qu'elle est évaluée avec ce design n'est pas du tout un critère dimensionnant, c'est donc la conductance thermique et la température critique qu'il faut contraindre. Toujours en tenant compte du design préétabli, on a montré dans la section 4.2.1 que la température critique est déterminée par l'ajustement de paramètres expérimentaux tels que la proportion de niobium dans l'alliage du thermomètre, sa température de recuit ou son épaisseur. On a ensuite montré dans la section 4.3 deux manières de prédire la conductance thermique à partir de la dimension des poutres. La première méthode adaptée de l'article [101] nous fournit un point théorique en bleu foncé. On remarque qu'il se situe bien dans la zone jaune correspondant au bon dimensionnement des pixels. La deuxième méthode correspond à une extrapolation des mesures réalisées dans [1] sur les anciennes matrices à 23 pixels mais adaptées au design de QUBIC. Le point bleu clair qui en résulte se trouve dans la zone où la marge sur la puissance de fuite est restreinte et où les détecteurs risquent de saturer. Finalement, les mesures réalisées sur la matrice P41 pour QUBIC et exposées dans les paragraphes précédents nous permettent de tracer le point en magenta.

Ce point se situe dans un régime où les détecteurs risquent indubitablement la saturation puisque la puissance thermique qui peut être évacuée par les poutres est exactement égale à la charge optique évaluée P_{ray}. Il serait donc trop risqué d'utiliser de tels pixels au sein de l'instrument final, d'autant plus que la charge de l'instrument peut facilement être sous-évaluée (mauvaise prise en compte de l'émissivité d'un filtre dans le modèle etc.). Par rapport aux prévisions, on remarque que la température critique effective est extrêmement proche de celle qui était attendue, ce qui témoigne de la très bonne maîtrise du procédé d'ajustement de cette dernière. La conductance thermique déterminée à partir des mesures I(V) est en revanche plus faible que celle qui était attendue d'après les estimations. Elle reste assez proche de l'estimation issue

de l'extrapolation des mesures sur les matrices à 23 pixels mais est très différente de celle issue de l'article. Cette différence s'explique sans doute par le caractère extrêmement empirique de la formule utilisée et en particulier de sa dépendance avec l'état de surface de l'échantillon qu'il est impossible de caractériser sans des tests spécifiques.

Quoi qu'il en soit, la conductance thermique des pixels de P41 est trop faible. Ce problème ne peut avoir que deux causes possibles : le design préétabli des matrices ou un problème de sur-gravure des membranes. Si le design en est responsable, ce qui est possible puisque le pixel semblait correctement dimensionné en amont des mesures, il faudrait au moins doubler la conductance thermique en élargissant les poutres pour avoir un bon dimensionnement. Cela est aisément réalisable bien que réclamant la fabrication de nouveaux masques. Dans ce cas, on remarque qu'il serait aussi avantageux d'augmenter un peu la température critique de manière à bénéficier d'une zone plus large de liberté, ce qui est encore plus simple. En revanche si le design est bon mais que la membrane est attaquée comme le suggère la casse importante de pixels (voir section 5.3.2.5), cela rendrait les poutres plus fines et expliquerait donc la faible valeur de la conductance thermique. Pour en isoler la cause, il faudrait donc mesurer l'épaisseur de la membrane et la comparer aux 500 nm de départ. Il faudrait ensuite identifier le processus responsable de la sur-gravure et imaginer une solution. Il faudrait également réaliser les mêmes mesures sur une autre matrice afin de vérifier si cet effet est ponctuel ou non.

Conclusion et perspectives

J'ai montré au chapitre 1 dans quel contexte scientifique et instrumental s'intègre l'ensemble de ce travail de thèse. Du point de vue cosmologique, il s'inscrit dans la quête des modes B de polarisation du rayonnement fossile qui, à une échelle angulaire particulière, seraient la signature de perturbations tensorielles au sein de l'Univers primordial. La détection de ce signal constituerait une sonde permettant d'évaluer l'échelle d'énergie mobilisée durant l'inflation et ainsi d'en contraindre les modèles associés. Toutefois, cette détection ne peut se faire qu'au prix d'un effort technologique considérable du point de vue de la sensibilité des instruments et du contrôle de leurs effets systématiques. Une des solutions proposées par l'instrument QUBIC intègre l'emploi de matrices de plusieurs centaines de bolomètres supraconducteurs dont j'ai exposé la théorie à l'échelle du pixel au chapitre 2. Puis au chapitre 3, j'ai établi le modèle d'un détecteur idéal capable de répondre aux contraintes spécifiques associées à une observation depuis une expérience au sol ou une expérience spatiale. Au chapitre 4, j'ai montré l'influence de la configuration de certains paramètres expérimentaux pour que le détecteur concret réponde au mieux au design préétabli de QUBIC. Je me suis ensuite penchée au chapitre 5 sur la très délicate et minutieuse étape de fabrication des matrices de 256 TESs et j'ai identifié certains problèmes associés. Enfin, j'ai détaillé au chapitre 6 la mise en œuvre de l'une de ces matrices et son intégration à son indissociable chaîne de lecture. Cela nous a permis d'effectuer les premiers tests permettant de donner une bonne évaluation des performances des détecteurs et de leurs grandeurs caractéristiques. Grâce à mon modèle, ces tests m'ont notamment permis de mettre en lumière le risque de saturation des pixels dans leur configuration actuelle. À l'issue de ce travail, je suggère quelques points à approfondir dans le futur.

À court terme, il faudra en premier lieu au moins doubler la conductance thermique des pixels par rapport à la valeur obtenue sur la matrice P41 pour résoudre le risque de saturation. Si l'origine de ce problème est identifiée comme étant liée au design, il suffira par exemple de doubler la largeur des poutres de suspension des pixels, ce qui ne devrait pas poser de difficultés particulières. Si le problème vient en revanche d'une sur-gravure de la membrane, il s'agira de déterminer le processus de fabrication en cause. Il faudrait pour cela mesurer de manière systématique l'épaisseur des poutres en Si_3N_4 des pixels qui nous permettrait de confronter les

conductances thermiques théorique et empirique correspondantes. Il faudrait également terminer d'établir le lien entre les numéros de voie des pixels et leur position géographique sur la matrice. De cette manière, on pourrait immédiatement dresser des cartes de leurs différents paramètres, ce qui révélerait si les disparités entre pixels sont limitées à des zones spécifiques ou non.

Ensuite, on pourrait également examiner plus en détail les conditions qui mènent à l'instabilité des pixels, par exemple en se plaçant à une température de bain basse devant la température critique et en identifiant les pixels qui atteignent un régime instable. On pourrait ensuite étudier l'évolution individuelle du point d'instabilité en fonction de la température de bain et vérifier si ce point ne pourrait pas être caractérisé empiriquement au regard des paramètres intrinsèques du pixel. On peut imaginer que cela nous permettrait de trouver une tension de polarisation optimale V_{bias} telle qu'à cette valeur, tous les bolomètres subissent leur ETF mais ne soient pas en régime instable. Ce point est très important puisque les bolomètres multiplexés sont tous polarisés par la même source et que c'est dans ce régime uniquement que la réponse des détecteurs devient indépendante de leurs spécificités. Cette réflexion amènerait sans doute à essayer de caractériser, d'identifier et de réduire la résistance parasite.

Il conviendrait également d'étalonner les mesures I(V) de manière plus rigoureuse. Pour cela, il faudrait polariser les TESs à une tension suffisamment grande pour qu'ils soient normaux et par conséquent qu'ils ne répondent pas thermiquement. On enverrait alors un signal AC mesuré ensuite en sortie, ce qui donnerait une valeur de référence de la résistance des TESs (normaux) à la tension de polarisation donnée et qui fournirait donc un point d'étalonnage individuel pour le reste des mesures.

Il serait également intéressant de réaliser des mesures d'impédance complexe sur des pixels significatifs. Le principe consiste à polariser le détecteur en un point de fonctionnement donné, puis à superposer à ce niveau constant un signal sinusoïdal dont l'amplitude est petite mais suffisamment importante pour dominer toutes les sources de bruit. Cela revient à regarder le comportement dynamique du TES, en quelque sorte sa réponse à une fluctuation simulée du signal optique. Selon le point de fonctionnement, la comparaison des mesures au modèle de la section 2.4.5 permettrait de remonter à certaines grandeurs du TES comme ses coefficients α, β et par conséquent sa force de contre-réaction $\mathscr{L}_0$ (équation 2.24), sa capacité calorifique et donc sa constante de temps naturelle τ, sa constante de temps accélérée τ_{eff} (équation 2.48) et sa réponse $S_I(\omega)$ (équation 2.27).

Toutes ces évaluations seraient alors utiles lors des mesures du niveau de bruit de ces mêmes détecteurs pour les confronter au modèle de la section 2.4.6. Tout d'abord, on pourrait vérifier que la NEP effective totale du bolomètre est bien conforme à nos attentes[6]. Ensuite, cela nous permettrait de vérifier si le modèle thermique

6. Normalement, la NEP totale est dominée par le bruit de phonons à basse fréquence. Cependant des mesures préliminaires montrent jusqu'ici que l'on est dominé par le sous-échantillonnage. Une

simple qu'on a choisi ici, à savoir un seul découplage thermique et une seule capacité calorifique, est suffisant pour expliquer le niveau de bruit mesuré ou s'il est nécessaire de prendre un compte un modèle plus complexe, comme semble le suggérer la loi de puissance $G \propto T_0^{3,2}$ trouvée ici.

Enfin, il serait bien sûr idéal mais non nécessaire de pouvoir mener à bien des tests avec une véritable source optique, par exemple à l'aide d'un corps noir situé à l'extérieur du cryostat en regard de la matrice en utilisant des filtres adaptés aux fenêtres du cryostat. Ces tests se rapprocheraient le plus des conditions réelles au sein de l'instrument final.

Pour conclure, les deux temps forts de ce travail se sont indubitablement articulés autour de la participation à la fabrication des matrices de détecteurs d'une part, et de l'intégration et des premiers tests réalisés sur l'une d'entre elles d'autre part. Le premier point a démontré un progrès technologique important au travers de la réalisation de matrices de 256 TESs alors que les générations précédentes de matrices ne comptaient que 23 pixels. D'un point de vue personnel, cela m'a permis de découvrir un domaine qui m'était totalement inconnu : celui de la microfabrication et des salles blanches. J'ai pu prendre conscience du fait que dans un tel environnement, chaque détail, intentionnel ou non, peut avoir des répercussions immenses sur l'état du système en fin de fabrication et que la maîtrise de tels procédés est le fruit d'une longue expérience et d'un travail d'orfèvre. Le second point a permis de valider l'ensemble de la chaîne associée à la lecture multiplexée de 256 TESs et de réaliser des premiers tests sur les pixels intacts. Ces tests ont démontré avec succès les bonnes performances attendues des détecteurs. Même à ce stade préliminaire, ces expériences m'ont fait réaliser à quel point la théorie devait se nourrir de la pratique. Entre autres, elles ont par exemple soulevé les complexités du traitement et de l'analyse des données dues à la multiplicité des pixels, ce qui souligne d'autant plus toute l'importance des tests de caractérisation en amont de l'intégration à l'instrument final.

stratégie mettant en œuvre une inductance supplémentaire en série avec le bolomètre est à l'étude.

Publication

J Low Temp Phys (2016) 184:793–798
DOI 10.1007/s10909-016-1586-9

A 256-TES Array for the Detection of CMB B-Mode Polarisation

C. Perbost[1] · S. Marnieros[2] · B. Bélier[3] · M. Piat[1] · D. Prêle[1] · F. Voisin[1] · T. Decourcelle[1]

Received: 30 September 2015 / Accepted: 2 March 2016 / Published online: 22 March 2016
© Springer Science+Business Media New York 2016

Abstract As part of the Q&U Bolometric Interferometer for Cosmology instrument targeting the cosmic microwave background primordial B-modes, two kilo-pixel focal planes have been designed for a NEP of $\sim 3 \times 10^{-17}$ W$\sqrt{\text{Hz}}$ adapted for ground-based observations. Those pixels are transition edge sensors (TESs) made of voltage-biased NbSi thin films with a critical temperature $T_c \sim 400$ mK and TiV absorbing grids. The TESs are coupled to a time-domain multiplexed electronics based on superconducting quantum interference devices and an additional SiGe cryogenic integrated circuit which provides a second multiplexing stage. In this paper, we briefly discuss the instrumental context of a quarter of focal plane (a 256-TES sub-array). Then, we present its typical manufacturing process and first test results at cryogenic temperature.

Keywords Transition edge sensor (TES) · NbSi · Cosmic microwave background (CMB) · Polarisation · B-mode

1 A Large Detector Array for the QUBIC Instrument

The cosmic microwave background (CMB), the very first light emitted by the Universe, is a fundamental source of information for modern cosmology. Partly polarised, this radiation is believed to display imprints left by gravitational waves during the early

✉ C. Perbost
camille.perbost@apc.univ-paris7.fr

1 APC - AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Obs. de Paris, Sorbonne Paris Cité, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France

2 CSNSM - UMR8609, Bâtiments 104 et 108, 91405 Orsay Cedex, France

3 IEF - Institut d'Électronique Fondamentale, Bât 220, rue André Ampère - Université Paris-Sud Centre scientifique d'Orsay, Orsay Cedex 91405, France

Universe: B-modes. In order to detect that very faint signal that would constrain inflation models, the next generation of CMB instruments needs large detector arrays to ensure high sensitivity in addition to a good control of systematic effects. A recent study combining different experiments has also shown evidence of the importance of monitoring polarised dust in CMB bands [1].

The Q&U Bolometric Interferometer for Cosmology (QUBIC) experiment has been conceived in this context. It uses the unique concept of bolometric Fizeau interferometry [2,3] and will observe the sky from the Dome C station in Antarctica. Its first module's previous design has been upgraded to a dual-band instrument including the original 150 GHz channel and an additional one operating at 220 GHz for foreground subtraction purposes [4]. With its second module being released after the first campaign, QUBIC will totalize three observation bands at 97, 150 and 220 GHz.

The telescope of QUBIC acts as a combiner of the sky beams seen through 400 back-to-back horns. A dichroic filter splits the 150 and 220 GHz components of the light that hit two focal planes. Each focal plane is a kilo-pixel array made of four tiles of 256 TESs[1]. The backshort distance has been optimised by electromagnetic simulations so as to be the same for the two frequency channels. The transition edge sensors (TESs) are voltage-biased NbSi thin films with $T_c \sim 400$ mK and coupled to TiV absorbing grids. They are then read-out using a state-of-the-art 128:1 time-domain multiplexing electronics based on superconducting quantum interference devices (SQUIDs) operating at 1 K and a SiGe application-specific integrated circuit (ASIC) at 40 K per 128 SQUIDs [5]. In the next section, we describe in more detail how a 256-TES sub-array is typically crafted.

2 Making of a 256-TES Sub-array

2.1 Process

The techniques used to manufacture the TES arrays are inherited from the micro-electromechanical systems (MEMS) technology developed during the last decades and are all performed in a clean room. For this purpose, for every 256-TES sub-array we use, a three-inch silicon on insulator (SOI) wafer composed of two layers of silicon isolated by a thin layer of silicon dioxide (see Fig. 1). This wafer is mainly used as a substrate: while it ensures a mechanical bearing, it plays no physical part in the operation of a TES once fully achieved.

The membrane, a one-micron-thick silicon nitride layer, is first deposited on the SOI substrate by low-pressure chemical vapour deposition. The material used for the membrane should be chosen as to endure substantial stress when being released, or the legs suspending the TESs may break. Two layers are then evaporated in a row on top of the whole silicon nitride layer: the first one in NbSi and the second one in aluminium. In order to later ensure a good electrical contact between thermometers and electrodes, the vacuum is not broken between these successive depositions.

[1] Each tile consists of 248 effective TESs plus eight blind TESs located so as to remove the cross-correlation in the $1/f$ readout noise.

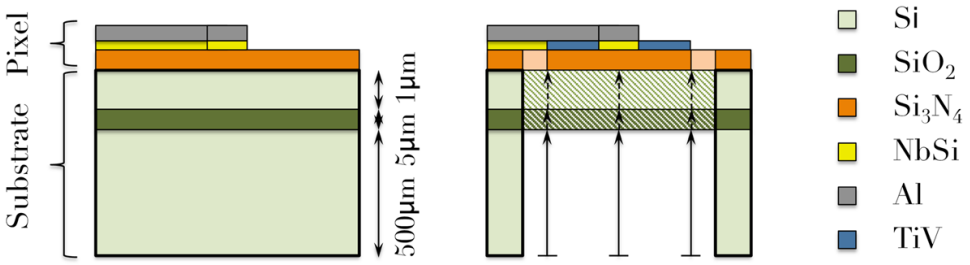


Fig. 1 Side view of a pixel during fabrication. *Left* Pixel after deposition of the membrane (Si_3N_4), thermometers (NbSi) and wires (Al) on top of a SOI substrate. *Right* Summary of the successive back-etching steps to release the membrane after the absorber (TiV) deposition (Color figure online)

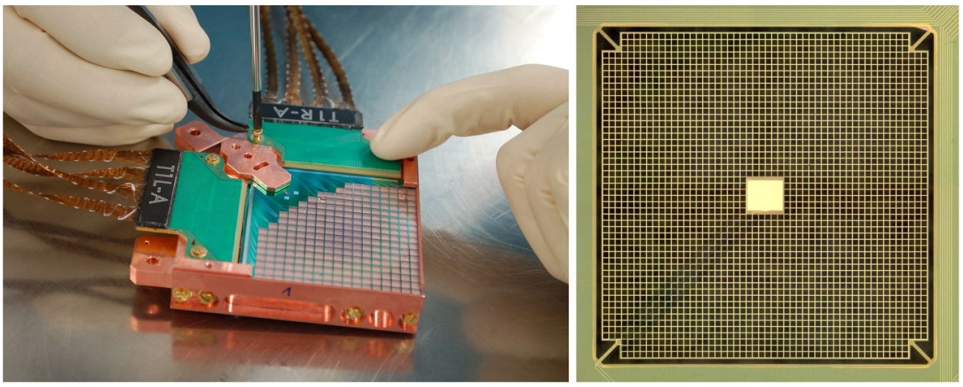


Fig. 2 *Left* Picture of a finished sub-array (256 TESs) mounted on a thermomechanical holder before implementation in our cryostat for cold tests. It also shows two interconnection PCBs that ensure the transition between the electrical pads on the array and the superconducting ribbon wires connected to the read-out chain (SQUIDs and ASICs). *Right* Close-up on a single TES. The square in the centre is the NbSi thermometer, surrounded by a TiV absorbing grid and suspended on four legs of silicon nitride. The side of a whole pixel is ~ 3 mm (Color figure online)

These two layers are then etched to the shape of thermometers for the NbSi layer, and of electrodes, wires and electrical pads for the aluminium. At this point, the 256 thermometers of the sub-array are all wired and room-temperature tests can be performed to control the routing, as overviewed in next subsection. The TiV absorbing grid is then added on the top by lift-off techniques to complete the bolometers.

Next, to release the membrane, the layers are etched from the back of the pixels. In our case, using a SOI wafer was crucial: the insulating layer made of SiO_2 is used to stop the deep etching (DRIE) process of the 500 µm-thick silicon layer. In this way, if an area is etched faster than another (e.g. edges compared to the centre of the sample), the process stops when it reaches the SiO_2 layer, although it continues in the other areas. This ensures that at the end of this step, the thick silicon layer is homogenously etched all over the array. Thus, the etching of the much thinner SiO_2 and residual silicon layers (5 µm et 1 µm respectively) under the membrane is uniform, and it allows the pixels to show good homogeneity in their thermal decoupling. After these back-etching steps, legs are finally excavated from the Si_3N_4 membrane, and the bolometers are completely suspended.

Figure 2 *Left* shows a fully manufactured 256-TES sub-array mounted in a holder before implementation in our cryostat. *Right* Zooms on a single pixel where the thermometer, absorber and thermal decoupling can be identified.

2.2 On-the-Fly Controls and Tests

To optimise the utilisation of our resources, we need a selection criterion to discriminate the less satisfactory samples. To achieve this goal, we monitor the yield of every array by testing individually the rooting of the 256 TESs before any implementation in our cryostat. These tests can be run at room temperature and do not involve any complex setup so they can easily be executed after different steps of the process. The average yield of a sub-array that we perform and consider satisfactory before deep etching is 90 % of intact bolometers.

While they are tedious to perform and would not provide any information on the performance of the bolometers at cryogenic temperature, these tests and controls are essential to identify the critical steps in the process and to adapt the procedure consequently.

2.3 Thermometers with Nb_xSi_{1-x} Tunable Critical Temperature

A specificity of our device is the nature of our thermometers. Unlike bilayer and multilayer sensors that are widespread among the TES community, we use an amorphous material combining controlled proportions of silicon and niobium. This technique has been investigated in the cryogenic detectors area for several years [6–10]. The Nb_xSi_{1-x} can exhibit either insulating, metallic or superconducting properties depending mostly on niobium concentration. At a given thickness, a niobium concentration greater than 12 % leads to a superconducting behaviour. The critical temperature T_c can be inferred from that percentage to fit our needs [11]. This approach in fabrication does not have a direct influence on the performance of the TESs in terms of sensitivity. However, it is a very reliable way to get the desired critical temperature with the main advantages being predictability, reproducibility and spatial homogeneity. The critical temperature of the pixels is therefore less likely to be scattered, which would cause some detectors not to be in the same state as others when operated and lower the yield of the array.

The Nb_xSi_{1-x} thermometers of our arrays are currently synthetized under ultrahigh vacuum by electron beam (e-beam) co-evaporation of niobium and silicon, but an alternative method is also under investigation using co-sputtering. Figure 3 shows the relation between percentage of niobium and the resulting critical temperatures T_c of different samples we created using these techniques.

3 First Characterisation at Cryogenic Temperature

One of the first arrays of 256 TESs has been electrically tested with its complete read-out chain in our dilution refrigerator. It has 30 nm-thick NbSi thermometers with $T_c = 420$ mK achieved with 15.45 % of niobium under co-evaporation. Each TES is inductively coupled to a SQUID. A SiGe ASIC cooled to 40 K controls and amplifies the signal from 128 SQUIDs in a TDM scheme [5]. Two of those read-out chains are used to characterize a wafer of 256 TESs.

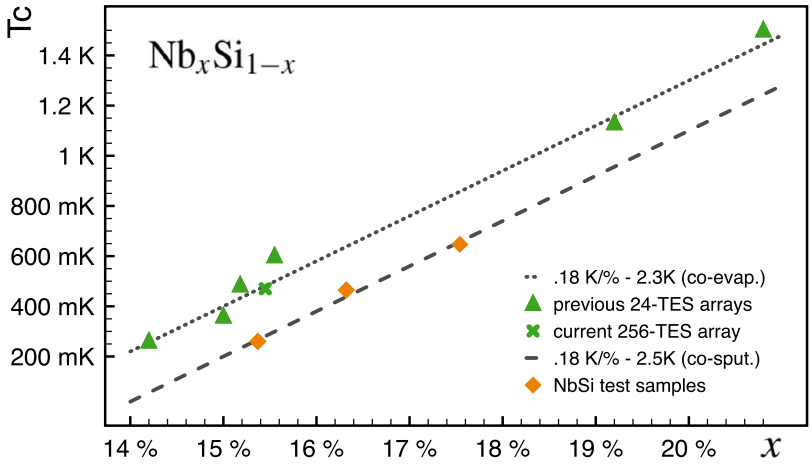


Fig. 3 Critical temperatures T_c of different Nb_xSi_{1-x} samples as a function of niobium percentage x. *Triangles* show the T_c of previous 24-TES arrays (each point corresponding to one array) and the *cross* the tested 256-TES array, using co-evaporation. *Diamonds* stand for all-NbSi test samples made by co-sputtering, under investigation. While there is a shift between the two techniques that may be caused by argon in the co-sputtering method, the graph shows the same linear relation of niobium percentage with T_c which allows a simple way to tune our thermometers (Color figure online)

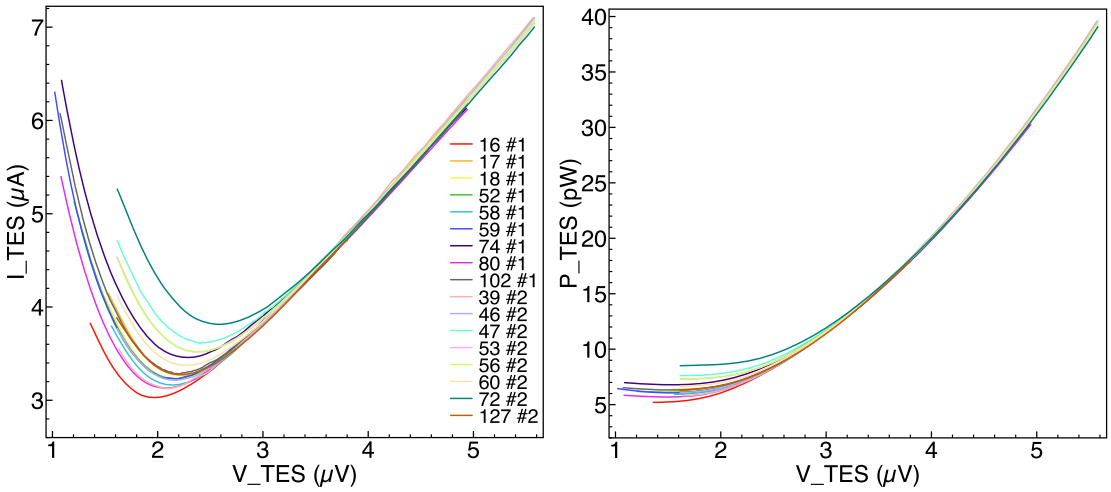


Fig. 4 *I–V* (*left*) and *P–V* (*right*) curves of selected pixels on a 256-TES sub-array at $T_{bath} = 350$ mK. When regulated to $T_{bath} < T_c$, TESs can be forced into normal state by maintaining high bias voltage. With the decreasing V, the TESs are first in their normal state and show a resistive metallic behaviour following Ohm's law. Then, the TESs tend to transit to their superconducting state, and the electrothermal feedback starts to take place when the *I–V* curves reach their minima. Once the feedback is operational, the TESs are autoregulated and work at quasi-constant power, which corresponds to the *P–V* plateaux. As the TESs travel further on their transition, their resistance continues to drop, which leads to *I–V* portions of parabola on the left part of the curves (Color figure online)

Being voltage-biased, the detectors work at a stable and controlled temperature thanks to an electrothermal feedback: any fluctuation of temperature of thermal origin is compensated by an opposite electrical temperature regulation. Figure 4 displays a representative example of *I–V* and *P–V* curves obtained on 17 pixels operated at the same time at $T_{bath} = 350$ mK. The result shows an encouraging homogeneity of response (± 10 % scattering in *P–V* curves) and an average thermal conductance $G \sim 100$ pW/K which is consistent with the $NEP_{det} \sim 3 \times 10^{-17}$ W$\sqrt{\text{Hz}}$ requirements

for QUBIC. This is the first step toward the making of two fully tested and functional focal planes for the QUBIC first module.

4 Conclusions

In the current instrumental context in cosmology, QUBIC's first module's purpose is to reach ambitious science goals and to demonstrate the validity of its original concept. This success depends on every QUBIC subsystem. In this paper, we focused on the detector's focal plane. We described the array fabrication and showed the methods we are using to tune the critical temperatures of our thermometers. We also successfully carried out the first cryogenic characterisation of one of our 256-TES array and validated its read-out chain [5].

In order to push further the investigation of the cryogenic characterisation and learn more about the detectors, future tests involving noise measurements and optical tests will be done in parallel with the improvement of the acquisition system.

Acknowledgments This work is supported by the CNES, the CNRS, and the Paris Diderot university under the BSD (B-mode Superconducting Detectors) R&D project and by the Agence Nationale de la Recherche (ANR) under the QUBIC project.

References

1. BICEP2, Keck and Planck Collaborations, Phys. Rev. Lett. **114**, 10 (2015). doi:10.1103/PhysRevLett.114.101301
2. The QUBIC Collaboration, Astropart. Phys. **34**, 9 (2011). doi:10.1016/j.astropartphys.2011.01.012
3. M. Piat et al., J. Low Temp. Phys. **167**, 5–6 (2012). doi:10.1007/s10909-012-0522-x
4. A. Tartari et al., J. Low Temp. Phys. (2015). doi:10.1007/s10909-015-1398-3
5. D. Prêle et al., J. Low Temp. Phys. (2016). doi:10.1007/s10909-015-1449-9
6. L. Dumoulin, L. Bergé, J. Lesueur, H. Bernas, M. Chapellier, J. Low Temp. Phys. **93**, 3–4 (1993). doi:10.1007/BF00693437
7. S. Marnieros, L. Bergé, A. Juillard, L. Dumoulin, Phys. Rev. Lett. **84**, 11 (2000). doi:10.1103/PhysRevLett.84.2469
8. D. Prêle, M. Piat, E. Bréelle, F. Voisin, H. Geoffray, S. Marnieros, L. Dumoulin, D. Stanescu, Y. Atik, C. Evesque, B. Leriche, F. Pajot, B. Bélier, EAS 37, ed. by P. Kern (2009). doi:10.1051/eas/0937013
9. O. Crauste, C.A. Marrache-Kikuchi, L. Bergé, S. Collin, Y. Dolgorouky, S. Marnieros, C. Nones, L. Dumoulin, J. Low Temp. Phys. **163**, 1–2 (2011). doi:10.1007/s10909-010-0284-2
10. J. Martino, D. Prêle, M. Piat, F. Voisin, E. Bréelle, B. Bélier, G. Bordier, S. Marnieros, F. Pajot, Y. Atik, J. Low Temp. Phys. **167**, 3–4 (2012). doi:10.1007/s10909-012-0515-9
11. O. Crauste, A. Gentils, F. Couëdo, Y. Dolgorouky, L. Bergé, S. Collin, C.A. Marrache-Kikuchi, L. Dumoulin, Phys. Rev. B. **87**, 14 (2013). doi:10.1103/PhysRevB.87.144514

Bibliographie

[1] J. Martino. *Développement d'une chaîne de détection bolométrique supraconductrice pour la mesure de la polarisation du Fond Diffus Cosmologique.* PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII, November 2012.

[2] J. E. P. Peebles. *Principles of Physical Cosmology.* Princeton Theories in Physics. Princeton University Press, 1993.

[3] J. A. Peacock. *Cosmological physics, rev. version.* Cambridge University, Cambridge, 1999.

[4] P. Peter and J. P. Uzan. *Cosmologie primordiale (Nouvelle édition).* 2012.

[5] J. P. Luminet and M. Lachièze-Rey. *De l'infini : Mystères et limites de l'Univers.* Dunod, 2005.

[6] A. Einstein. Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), Seite 688-696.*, 1916.

[7] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. Stubbs, N. B. Suntzeff, and J. Tonry. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *The Astronomical Journal*, 116 :1009–1038, September 1998.

[8] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and T. S. C. Project. Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517 :565–586, June 1999.

[9] M. Colless. First results from the 2dF Galaxy Redshift Survey. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 357 :105, January 1999.

[10] K. Abazajian, J. K. Adelman-McCarthy, M. A. Agüeros, S. S. Allam, S. F. Anderson, J. Annis, N. A. Bahcall, I. K. Baldry, S. Bastian, A. Berlind, M. Bernardi, M. R. Blanton, N. Blythe, J. J. Bochanski, Jr., W. N. Boroski, H. Brewington, J. W. Briggs, J. Brinkmann, R. J. Brunner, T. Budavári, L. N. Carey, M. A. Carr, F. J. Castander, K. Chiu, M. J. Collinge, A. J. Connolly, K. R. Covey, I. Csabai, J. J. Dalcanton, S. Dodelson, M. Doi, F. Dong, D. J. Eisenstein, M. L. Evans, X. Fan, P. D. Feldman, D. P. Finkbeiner, S. D. Friedman, J. A. Frieman, M. Fukugita, R. R. Gal, B. Gillespie, K. Glazebrook, C. F. Gonzalez, J. Gray, E. K. Grebel, L. Grodnicki, J. E. Gunn, V. K. Gurbani, P. B. Hall, L. Hao, D. Harbeck, F. H. Harris, H. C. Harris, M. Harvanek, S. L. Hawley, T. M. Heckman, J. F. Helmboldt, J. S. Hendry, G. S. Hennessy, R. B. Hindsley, D. W. Hogg, D. J. Holmgren, J. A. Holtzman, L. Homer, L. Hui, S.-i. Ichikawa, T. Ichikawa, J. P. Inkmann, Ž. Ivezić, S. Jester, D. E. Johnston, B. Jordan, W. P. Jordan, A. M. Jorgensen, M. Jurić, G. Kauffmann, S. M. Kent, S. J. Kleinman, G. R. Knapp, A. Y. Kniazev, R. G. Kron, J. Krzesiński, P. Z. Kunszt, N. Kuropatkin, D. Q. Lamb, H. Lampeitl, B. E. Laubscher, B. C. Lee, R. F. Leger, N. Li, A. Lidz, H. Lin, Y.-S. Loh, D. C. Long, J. Loveday, R. H. Lupton, T. Malik, B. Margon, P. M. McGehee, T. A. McKay, A. Meiksin, G. A. Miknaitis, B. K. Moorthy, J. A. Munn, T. Murphy, R. Nakajima, V. K. Narayanan, T. Nash, E. H. Neilsen, Jr., H. J. Newberg, P. R. Newman, R. C. Nichol, T. Nicinski, M. Nieto-Santisteban, A. Nitta, M. Odenkirchen, S. Okamura, J. P. Ostriker, R. Owen, N. Padmanabhan, J. Peoples, J. R. Pier, B. Pindor, A. C. Pope, T. R. Quinn, R. R. Rafikov, S. N. Raymond, G. T. Richards, M. W. Richmond, H.-W. Rix, C. M. Rockosi, J. Schaye, D. J. Schlegel, D. P. Schneider, J. Schroeder, R. Scranton, M. Sekiguchi, U. Seljak, G. Sergey, B. Sesar, E. Sheldon, K. Shimasaku, W. A. Siegmund, N. M. Silvestri, A. J. Sinisgalli, E. Sirko, J. A. Smith, V. Smolčić, S. A. Snedden, A. Stebbins, C. Steinhardt, G. Stinson, C. Stoughton, I. V. Strateva, M. A. Strauss, M. SubbaRao, A. S. Szalay, I. Szapudi, P. Szkody, L. Tasca, M. Tegmark, A. R. Thakar, C. Tremonti, D. L. Tucker, A. Uomoto, D. E. Vanden Berk, J. Vandenberg, M. S. Vogeley, W. Voges, N. P. Vogt, L. M. Walkowicz, D. H. Weinberg, A. A. West, S. D. M. White, B. C. Wilhite, B. Willman, Y. Xu, B. Yanny, J. Yarger, N. Yasuda, C.-W. Yip, D. R. Yocum, D. G. York, N. L. Zakamska, I. Zehavi, W. Zheng, S. Zibetti, and D. B. Zucker. The First Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. *The Astronomical Journal*, 126 :2081–2086, October 2003.

[11] V. M. Slipher. Nebulae. *Proceedings of the American Philosophical Society*, 56 :403–409, 1917.

[12] 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.

[13] E. Hubble and M. L. Humason. No. 427. The velocity-distance relation among extra-galactic nebulae. *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, 427 :1–38, 1931.

[14] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, and et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 594 :A13, September 2016.

[15] H. P. Robertson. Kinematics and World-Structure. *The Astrophysical Journal*, 82 :284, November 1935.

[16] A. G. Walker. On Milne's Theory of World-Structure. *Proceedings of the London Mathematical Society*, s2-42(1) :90–127, 1937.

[17] R. A. Alpher, H. Bethe, and G. Gamow. The Origin of Chemical Elements. *Physical Review*, 73 :803–804, April 1948.

[18] R. A. Alpher and R. C. Herman. On the Relative Abundance of the Elements. *Physical Review*, 74 :1737–1742, Dec 1948.

[19] G. Gamow. The Evolution of the Universe. *Nature*, 162 :680–682, October 1948.

[20] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142 :419–421, July 1965.

[21] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, and D. T. Wilkinson. Cosmic Black-Body Radiation. *The Astrophysical Journal*, 142 :414–419, July 1965.

[22] J. C. Mather, E. S. Cheng, D. A. Cottingham, R. E. Eplee, Jr., D. J. Fixsen, T. Hewagama, R. B. Isaacman, K. A. Jensen, S. S. Meyer, P. D. Noerdlinger, S. M. Read, L. P. Rosen, R. A. Shafer, E. L. Wright, C. L. Bennett, N. W. Boggess, M. G. Hauser, T. Kelsall, S. H. Moseley, Jr., R. F. Silverberg, G. F. Smoot, R. Weiss, and D. T. Wilkinson. Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument. *The Astrophysical Journal*, 420 :439–444, January 1994.

[23] M. Stolpovskiy. *Development of the B-mode measurements pipeline for QUBIC experiment.* PhD thesis, Université Paris VII - Denis Diderot, 2016.

[24] S. Fromenteau. *Modélisation et reconstruction des amas de galaxies dans le domaine optique/infrarouge.* PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris VII, 2010.

[25] R. K. Sachs and A. M. Wolfe. Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background. *The Astrophysical Journal*, 147 :73, January 1967.

[26] J. E. Lidsey, A. R. Liddle, E. W. Kolb, E. J. Copeland, T. Barreiro, and M. Abney. Reconstructing the inflaton potential - an overview. *Reviews of Modern Physics*, 69 :373–410, Apr 1997.

[27] P. A. R. Ade, Y. Akiba, A. E. Anthony, K. Arnold, M. Atlas, D. Barron, D. Boettger, J. Borrill, S. Chapman, Y. Chinone, M. Dobbs, T. Elleflot, J. Errard, G. Fabbian, C. Feng, D. Flanigan, A. Gilbert, W. Grainger, N. W. Halverson, M. Hasegawa, K. Hattori, M. Hazumi, W. L. Holzapfel, Y. Hori, J. Howard, P. Hyland, Y. Inoue, G. C. Jaehnig, A. Jaffe, B. Keating, Z. Kermish, R. Keskitalo, T. Kisner, M. Le Jeune, A. T. Lee, E. Linder, E. M. Leitch, M. Lungu, F. Matsuda, T. Matsumura, X. Meng, N. J. Miller, H. Morii, S. Moyerman, M. J. Myers, M. Navaroli, H. Nishino, H. Paar, J. Peloton, E. Quealy, G. Rebeiz, C. L. Reichardt, P. L. Richards, C. Ross, I. Schanning, D. E. Schenck, B. Sherwin, A. Shimizu, C. Shimmin, M. Shimon, P. Siritanasak, G. Smecher, H. Spieler, N. Stebor, B. Steinbach, R. Stompor, A. Suzuki, S. Takakura, T. Tomaru, B. Wilson, A. Yadav, and O. Zahn. Measurement of the Cosmic Microwave Background Polarization Lensing Power Spectrum with the POLARBEAR Experiment. *Physical Review Letters*, 113 :021301, Jul 2014.

[28] S. Naess, M. Hasselfield, J. McMahon, M. D. Niemack, G. E. Addison, P. A. R. Ade, R. Allison, M. Amiri, N. Battaglia, J. A. Beall, F. de Bernardis, J. R. Bond, J. Britton, E. Calabrese, H.-m. Cho, K. Coughlin, D. Crichton, S. Das, R. Datta, M. J. Devlin, S. R. Dicker, J. Dunkley, R. Dünner, J. W. Fowler, A. E. Fox, P. Gallardo, E. Grace, M. Gralla, A. Hajian, M. Halpern, S. Henderson, J. C. Hill, G. C. Hilton, M. Hilton, A. D. Hincks, R. Hlozek, P. Ho, J. Hubmayr, K. M. Huffenberger, J. P. Hughes, L. Infante, K. Irwin, R. Jackson, S. Muya Kasanda, J. Klein, B. Koopman, A. Kosowsky, D. Li, T. Louis, M. Lungu, M. Madhavacheril, T. A. Marriage, L. Maurin, F. Menanteau, K. Moodley, C. Munson, L. Newburgh, J. Nibarger, M. R. Nolta, L. A. Page, C. Pappas, B. Partridge, F. Rojas, B. L. Schmitt, N. Sehgal, B. D. Sherwin, J. Sievers, S. Simon, D. N. Spergel, S. T. Staggs, E. R. Switzer, R. Thornton, H. Trac, C. Tucker, M. Uehara, A. Van Engelen, J. T. Ward, and E. J. Wollack. The Atacama Cosmology Telescope : CMB polarization at $200 < l < 9000$. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 10 :007, October 2014.

[29] R. Keisler, S. Hoover, N. Harrington, J. W. Henning, P. A. R. Ade, K. A. Aird, J. E. Austermann, J. A. Beall, A. N. Bender, B. A. Benson, L. E. Bleem, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H. C. Chiang, H.-M. Cho, R. Citron, T. M. Crawford, A. T. Crites, T. de Haan, M. A. Dobbs, W. Everett, J. Gallicchio, J. Gao,

E. M. George, A. Gilbert, N. W. Halverson, D. Hanson, G. C. Hilton, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, Z. Hou, J. D. Hrubes, N. Huang, J. Hubmayr, K. D. Irwin, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, D. Li, D. Luong-Van, D. P. Marrone, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, L. Mocanu, T. Natoli, J. P. Nibarger, V. Novosad, S. Padin, C. Pryke, C. L. Reichardt, J. E. Ruhl, B. R. Saliwanchik, J. T. Sayre, K. K. Schaffer, E. Shirokoff, G. Smecher, A. A. Stark, K. T. Story, C. Tucker, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, G. Wang, N. Whitehorn, V. Yefremenko, and O. Zahn. Measurements of Sub-degree B-mode Polarization in the Cosmic Microwave Background from 100 Square Degrees of SPTpol Data. *The Astrophysical Journal*, 807 :151, July 2015.

[30] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, and et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Physical Review Letters*, 116(6) :061102, February 2016.

[31] D. Baumann, M. G. Jackson, P. Adshead, A. Amblard, A. Ashoorioon, N. Bartolo, R. Bean, M. Beltrán, F. de Bernardis, S. Bird, X. Chen, D. J. H. Chung, L. Colombo, A. Cooray, P. Creminelli, S. Dodelson, J. Dunkley, C. Dvorkin, R. Easther, F. Finelli, R. Flauger, M. P. Hertzberg, K. Jones-Smith, S. Kachru, K. Kadota, J. Khoury, W. H. Kinney, E. Komatsu, L. M. Krauss, J. Lesgourgues, A. Liddle, M. Liguori, E. Lim, A. Linde, S. Matarrese, H. Mathur, L. McAllister, A. Melchiorri, A. Nicolis, L. Pagano, H. V. Peiris, M. Peloso, L. Pogosian, E. Pierpaoli, A. Riotto, U. Seljak, L. Senatore, S. Shandera, E. Silverstein, T. Smith, P. Vaudrevange, L. Verde, B. Wandelt, D. Wands, S. Watson, M. Wyman, A. Yadav, W. Valkenburg, and M. Zaldarriaga. Probing Inflation with CMB Polarization. In S. Dodelson, D. Baumann, A. Cooray, J. Dunkley, A. Fraisse, M. G. Jackson, A. Kogut, L. Krauss, M. Zaldarriaga, and K. Smith, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1141 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 10–120, June 2009.

[32] BICEP2 Collaboration, Keck Array Collaboration, P. A. R. Ade, Z. Ahmed, R. W. Aikin, K. D. Alexander, D. Barkats, S. J. Benton, C. A. Bischoff, J. J. Bock, R. Bowens-Rubin, J. A. Brevik, I. Buder, E. Bullock, V. Buza, J. Connors, B. P. Crill, L. Duband, C. Dvorkin, J. P. Filippini, S. Fliescher, J. Grayson, M. Halpern, S. Harrison, G. C. Hilton, H. Hui, K. D. Irwin, K. S. Karkare, E. Karpel, J. P. Kaufman, B. G. Keating, S. Kefeli, S. A. Kernasovskiy, J. M. Kovac, C. L. Kuo, E. M. Leitch, M. Lueker, K. G. Megerian, C. B. Netterfield, H. T. Nguyen, R. O'Brient, R. W. Ogburn, A. Orlando, C. Pryke, S. Richter, R. Schwarz, C. D. Sheehy, Z. K. Staniszewski, B. Steinbach, R. V. Sudiwala, G. P. Teply, K. L. Thompson, J. E. Tolan, C. Tucker, A. D. Turner,

A. G. Vieregg, A. C. Weber, D. V. Wiebe, J. Willmert, C. L. Wong, W. L. K. Wu, and K. W. Yoon. Improved Constraints on Cosmology and Foregrounds from BICEP2 and Keck Array Cosmic Microwave Background Data with Inclusion of 95 GHz Band. *Physical Review Letters*, 116(3) :031302, January 2016.

[33] http ://ltd16.grenoble.cnrs.fr/IMG/UserFiles/Images/09_TMatsumura_20150720_LTD_v18.pdf.

[34] QUBIC Collaboration, J. Aumont, S. Banfi, P. Battaglia, E. S. Battistelli, A. Baù, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, M. A. Bigot-Sazy, N. Bleurvacq, G. Bordier, J. Brossard, E. F. Bunn, D. Buzi, A. Buzzelli, D. Cammilleri, F. Cavaliere, P. Chanial, C. Chapron, G. Coppi, A. Coppolecchia, F. Couchot, R. D'Agostino, G. D'Alessandro, P. de Bernardis, G. De Gasperis, M. De Petris, T. Decourcelle, F. Del Torto, L. Dumoulin, A. Etchegoyen, C. Franceschet, B. Garcia, A. Gault, D. Gayer, M. Gervasi, A. Ghribi, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, M. Gradziel, L. Grandsire, J. C. Hamilton, D. Harari, V. Haynes, S. Henrot-Versillé, N. Holtzer, J. Kaplan, A. Korotkov, J. Lande, S. Loucatos, A. Lowitz, V. Lukovic, B. Maffei, S. Marnieros, J. Martino, S. Masi, M. C. Medina, M. McCulloch, A. May, S. Melhuish, A. Mennella, L. Montier, A. Murphy, D. Néel, M. W. Ng, C. O'Sullivan, F. Pajot, A. Passerini, A. Pelosi, C. Perbost, O. Perdereau, F. Piacentini, M. Piat, L. Piccirillo, G. Pisano, D. Prêle, R. Puddu, D. Rambaud, O. Rigaut, G. E. Romero, M. Salatino, A. Schillaci, S. Scully, M. Stolpovskiy, A. Tartari, P. Timbie, M. Tristram, G. Tucker, D. Viganò, N. Vittori, F. Voisin, B. Watson, M. Zannoni, and A. Zullo. QUBIC Technological Design Report. *ArXiv e-prints*, September 2016.

[35] http ://moriond.in2p3.fr/J16/transparencies/1_sunday/1_morning/7_bischoff.pdf.

[36] T. Essinger-Hileman, A. Ali, M. Amiri, J. W. Appel, D. Araujo, C. L. Bennett, F. Boone, M. Chan, H.-M. Cho, D. T. Chuss, F. Colazo, E. Crowe, K. Denis, R. Dünner, J. Eimer, D. Gothe, M. Halpern, K. Harrington, G. C. Hilton, G. F. Hinshaw, C. Huang, K. Irwin, G. Jones, J. Karakla, A. J. Kogut, D. Larson, M. Limon, L. Lowry, T. Marriage, N. Mehrle, A. D. Miller, N. Miller, S. H. Moseley, G. Novak, C. Reintsema, K. Rostem, T. Stevenson, D. Towner, K. U-Yen, E. Wagner, D. Watts, E. J. Wollack, Z. Xu, and L. Zeng. CLASS : the cosmology large angular scale surveyor. In *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII*, volume 9153, page 91531I, July 2014.

[37] http ://moriond.in2p3.fr/J16/transparencies/3_tuesday/1_morning/1_bender.pdf.

[38] http ://moriond.in2p3.fr/J16/transparencies/3_tuesday/1_morning/5_niemack.pdf.

[39] http ://max.ifca.unican.es/EWASS2015/TalksOnTheWeb/Number09_Borrill.pdf.

[40] The LSPE collaboration, S. Aiola, G. Amico, P. Battaglia, E. Battistelli, A. Baù, P. de Bernardis, M. Bersanelli, A. Boscaleri, F. Cavaliere, A. Coppolecchia, A. Cruciani, F. Cuttaia, A. D' Addabbo, G. D'Alessandro, S. De Gregori, F. Del Torto, M. De Petris, L. Fiorineschi, C. Franceschet, E. Franceschi, M. Gervasi, D. Goldie, A. Gregorio, V. Haynes, N. Krachmalnicoff, L. Lamagna, B. Maffei, D. Maino, S. Masi, A. Mennella, N. M. Wah, G. Morgante, F. Nati, L. Pagano, A. Passerini, O. Peverini, F. Piacentini, L. Piccirillo, G. Pisano, S. Ricciardi, P. Rissone, G. Romeo, M. Salatino, M. Sandri, A. Schillaci, L. Stringhetti, A. Tartari, R. Tascone, L. Terenzi, M. Tomasi, E. Tommasi, F. Villa, G. Virone, S. Withington, A. Zacchei, and M. Zannoni. The Large-Scale Polarization Explorer (LSPE). *ArXiv e-prints*, August 2012.

[41] S. Hanany. Overview of Current and Planned CMB Ballooning Efforts. In *APS Meeting Abstracts*, March 2016.

[42] http ://moriond.in2p3.fr/J16/transparencies/3_tuesday/1_morning/6_moncelsi.pdf.

[43] N. N. Gandilo, P. A. R. Ade, D. Benford, C. L. Bennett, D. T. Chuss, J. L. Dotson, J. R. Eimer, D. J. Fixsen, M. Halpern, G. Hilton, G. F. Hinshaw, K. Irwin, C. Jhabvala, M. Kimball, A. Kogut, L. Lowe, J. J. McMahon, T. M. Miller, P. Mirel, S. H. Moseley, S. Pawlyk, S. Rodriguez, E. Sharp, III, P. Shirron, J. G. Staguhn, D. F. Sullivan, E. R. Switzer, P. Taraschi, C. E. Tucker, and E. J. Wollack. The Primordial Inflation Polarization Explorer (PIPER). *ArXiv e-prints*, July 2016.

[44] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, and et al. Planck intermediate results. XXX. The angular power spectrum of polarized dust emission at intermediate and high Galactic latitudes. *Astronomy & Astrophysics*, 586 :A133, February 2016.

[45] G. Polenta, P. A. R. Ade, J. Bartlett, E. Bréelle, L. Conversi, P. de Bernardis, C. Dufour, M. Gervasi, M. Giard, C. Giordano, Y. Giraud-Heraud, B. Maffei, S. Masi, F. Nati, A. Orlando, S. Peterzen, F. Piacentini, M. Piat, L. Piccirillo, G. Pisano, R. Pons, C. Rosset, G. Savini, G. Sironi, A. Tartari, M. Veneziani, and M. Zannoni. The BRAIN CMB polarization experiment. *New Astronomy Reviews*, 51 :256–259, March 2007.

[46] A. C. Gault. *The millimeter-wave bolometric interferometer*. PhD thesis, The University of Wisconsin - Madison, 2013.

[47] 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. *Astronomy & Astrophysics*, 550 :A59, February 2013.

[48] A. Tartari, J. Aumont, S. Banfi, P. Battaglia, E. S. Battistelli, A. Baù, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, M. A. Bigot-Sazy, N. Bleurvacq, G. Bordier, J. Brossard, E. F. Bunn, D. Buzi, D. Cammilleri, F. Cavaliere, P. Chanial, C. Chapron, A. Coppolecchia, G. D'Alessandro, P. De Bernardis, T. Decourcelle, F. Del Torto, M. De Petris, L. Dumoulin, C. Franceschet, A. Gault, D. Gayer, M. Gervasi, A. Ghribi, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, M. Gradziel, L. Grandsire, J. C. Hamilton, V. Haynes, N. Holtzer, J. Kaplan, A. Korotkov, J. Lande, A. Lowitz, B. Maffei, S. Marnieros, J. Martino, S. Masi, M. McCulloch, S. Melhuish, A. Mennella, L. Montier, A. Murphy, D. Néel, M. W. Ng, C. O'Sullivan, F. Pajot, A. Passerini, C. Perbost, F. Piacentini, M. Piat, L. Piccirillo, G. Pisano, D. Prêle, D. Rambaud, O. Rigaut, M. Salatino, A. Schillaci, S. Scully, M. M. Stolpovskiy, P. Timbie, G. Tucker, D. Viganò, F. Voisin, B. Watson, and M. Zannoni. QUBIC : A Fizeau Interferometer Targeting Primordial B-Modes. *Journal of Low Temperature Physics*, 184 :739–745, August 2016.

[49] G. Bordier. *Developments of millimeter wave components for the characterization of the polarisation of the Cosmic Microwave Background.* Theses, Université Paris Diderot - Paris 7, December 2014.

[50] M. A. Bigot Sazy. *Measuring the polarisation anisotropy of the Cosmic Microwave Background with the QUBIC bolometric interferometer.* Theses, Université Paris-Diderot - Paris VII, September 2013.

[51] W. Herschel. Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun. By William Herschel, LL. D. F. R. S. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 90 :284–292, 1800.

[52] S.P. Langley. The Bolometer and Radiant Energy. *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, 16 :342–358, 1880.

[53] D. H. Andrews, W. F. Brucksch, Jr., W. T. Ziegler, and E. R. Blanchard. Attenuated Superconductors I. For Measuring Infra-Red Radiation. *Review of Scientific Instruments*, 13 :281–292, July 1942.

[54] H. K Onnes. *Through Measurement to Knowledge : The Selected Papers of Heike Kamerlingh Onnes 1853–1926*, chapter Further experiments with Liquid Helium. G. On the Electrical Resistance of Pure Metals, etc. VI. On the Sudden Change in the Rate at which the Resistance of Mercury Disappears., pages 267–272. Springer Netherlands, Dordrecht, 1991.

[55] P. L. Richards, A. T. Lee, J. Gildemeister, and S.-F. Lee. A Superconducting Bolometer with Strong Electrothermal Feedback. In E. J. Rolfe and G. Pilbratt, editors, *Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation*, volume 388 of *ESA Special Publication*, page 123, December 1996.

[56] P. L. Richards. Bolometers for infrared and millimeter waves. *Journal of Applied Physics*, 76 :1–24, July 1994.

[57] D. McCammon. *Thermal Equilibrium Calorimeters - An Introduction*, page 1. 2005.

[58] J.C. Mather. Bolometer noise : nonequilibrium theory. *Applied Optics*, 21(6) :1125–1129, Mar 1982.

[59] J.C. Mather. Bolometers : ultimate sensitivity, optimization, and amplifier coupling. *Applied Optics*, 23 :584–588, February 1984.

[60] S. H. Moseley, J. C. Mather, and D. McCammon. Thermal detectors as x-ray spectrometers. *Journal of Applied Physics*, 56 :1257–1262, September 1984.

[61] M. R. Beasley, J. E. Mooij, and T. P. Orlando. Possibility of Vortex-Antivortex Pair Dissociation in Two-Dimensional Superconductors. *Physical Review Letters*, 42 :1165–1168, Apr 1979.

[62] T. A. Marriage. *Detectors for the Atacama Cosmology Telescope.* PhD thesis, Princeton University, 2006.

[63] E. A. Grace, J. Beall, H. M. Cho, M. J. Devlin, A. Fox, G. Hilton, J. Hubmayr, K. Irwin, J. Klein, D. Li, M. Lungu, L. B. Newburgh, J. Nibarger, M. D. Niemack, J. McMahon, L. A. Page, C. Pappas, B. L. Schmitt, S. T. Staggs, J. Van Lanen, and E. Wollack. Characterization and Performance of a Kilo-TES Sub-Array for ACTPol. *Journal of Low Temperature Physics*, 176 :705–711, September 2014.

[64] R. C. Jones. A new calculus for the treatment of optical systems V. A more general formulation, and description of another calculus. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 37 :107, February 1947.

[65] F. J. Low. Low-Temperature Germanium Bolometer. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 51 :1300–1304, November 1961.

[66] M. A. Lindeman. *Microcalorimetry and the transition-edge sensor.* PhD thesis, University of California, Davis, 2000.

[67] K. D. Irwin and G. C. Hilton. *Transition-Edge Sensors*, page 63. 2005.

[68] S.-F. Lee, J. M. Gildemeister, W. Holmes, A. T. Lee, and P. L. Richards. Voltage-Biased Superconducting Transition-Edge Bolometer with Strong Electrothermal Feedback Operated at 370 mK. *Applied Optics*, 37 :3391–3397, June 1998.

[69] M. J. M. E. de Nivelle, M. P. Bruijn, R. de Vries, J. J. Wijnbergen, P. A. J. de Korte, S. Sánchez, M. Elwenspoek, T. Heidenblut, B. Schwierzi, W. Michalke, and E. Steinbeiss. Low noise high-T_c superconducting bolometers on silicon nitride membranes for far-infrared detection. *Journal of Applied Physics*, 82 :4719–4726, November 1997.

[70] M. Galeazzi. An external electronic feedback system applied to a cryogenic u-calorimeter. *Review of Scientific Instruments*, 69(5) :2017–2023, 1998.

[71] BICEP2 Collaboration, Keck Array Collaboration, SPIDER Collaboration, P. A. R. Ade, R. W. Aikin, M. Amiri, D. Barkats, S. J. Benton, C. A. Bischoff, J. J. Bock, J. A. Bonetti, J. A. Brevik, I. Buder, E. Bullock, G. Chattopadhyay, G. Davis, P. K. Day, C. D. Dowell, L. Duband, J. P. Filippini, S. Fliescher, S. R. Golwala, M. Halpern, M. Hasselfield, S. R. Hildebrandt, G. C. Hilton, V. Hristov, H. Hui, K. D. Irwin, W. C. Jones, K. S. Karkare, J. P. Kaufman, B. G. Keating, S. Kefeli, S. A. Kernasovskiy, J. M. Kovac, C. L. Kuo, H. G. LeDuc, E. M. Leitch, N. Llombart, M. Lueker, P. Mason, K. Megerian, L. Moncelsi, C. B. Netterfield, H. T. Nguyen, R. O'Brient, R. W. Ogburn, IV, A. Orlando, C. Pryke, A. S. Rahlin, C. D. Reintsema, S. Richter, M. C. Runyan, R. Schwarz, C. D. Sheehy, Z. K. Staniszewski, R. V. Sudiwala, G. P. Teply, J. E. Tolan, A. Trangsrud, R. S. Tucker, A. D. Turner, A. G. Vieregg, A. Weber, D. V. Wiebe, P. Wilson, C. L. Wong, K. W. Yoon, and J. Zmuidzinas. Antenna-coupled TES Bolometers Used in BICEP2, Keck Array, and Spider. *The Astrophysical Journal*, 812 :176, October 2015.

[72] C. Kittel, H. Kroemer, and H. L. Scott. Thermal Physics, 2nd ed. *American Journal of Physics*, 66 :164–167, February 1998.

[73] F. Mandl. *Statistical Physics, 2nd Edition.* January 1989.

[74] P. Tremblin, V. Minier, N. Schneider, G. A. Durand, M. C. B. Ashley, J. S. Lawrence, D. M. Luong-van, J. W. V. Storey, G. A. Durand, Y. Reinert, C. Veyssiere, C. Walter, P. Ade, P. G. Calisse, Z. Challita, E. Fossat, L. Sabbatini, A. Pellegrini, P. Ricaud, and J. Urban. Site testing for submillimetre astronomy at Dome C, Antarctica. *Astronomy & Astrophysics*, 535 :A112, November 2011.

[75] M. J. Griffin, J. J. Bock, and W. K. Gear. Relative performance of filled and feedhorn-coupled focal-plane architectures. *Applied Optics*, 41 :6543–6554, November 2002.

[76] C. O'Sulivan, S. Scully, D. Gayer, M. Gradziel, J. A. Murphy, M. De Petris, D. Buzi, M. Gervasi, M. Zannoni, J. C. Hamilton, M. Piat, M. A. Bigot-Sazy,

J. Brossard, and B. Maffei. The Q U Bolometric Interferometer For Cosmology (QUBIC), ESA/ESTEC 36th Antenna Workshop, Noordwijk, The Netherlands, 6-9 October 2015. 2015.

[77] R. Gualtieri, E. S. Battistelli, A. Cruciani, P. de Bernardis, M. Biasotti, D. Corsini, F. Gatti, L. Lamagna, and S. Masi. Multi-mode TES Bolometer Optimization for the LSPE-SWIPE Instrument. *Journal of Low Temperature Physics*, January 2016.

[78] J. Zmuidzinas. Thermal noise and correlations in photon detection. *Applied Optics*, 42 :4989–5008, September 2003.

[79] J. M. Lamarre. Photon noise in photometric instruments at far-infrared and submillimeter wavelengths. *Applied Optics*, 25 :870–876, March 1986.

[80] R. W. Boyd. Photon bunching and the photon-noise-limited performance of infrared detectors. *Infrared Physics*, 22 :157–162, May 1982.

[81] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, and et al. Planck 2013 results. X. HFI energetic particle effects : characterization, removal, and simulation. *Astronomy and Astrophysics*, 571 :A10, November 2014.

[82] D. Girard. *Cosmologie observationnelle avec le satellite Planck : extraction du signal astrophysique des données brutes de l'instrument HFI et étude de l'effet du rayonnement cosmique.* PhD thesis, Université de Grenoble, 2010.

[83] A. Catalano, P. Ade, Y. Atik, A. Benoit, E. Bréele, J. J. Bock, P. Camus, M. Chabot, M. Charra, B. P. Crill, N. Coron, A. Coulais, F.-X. Désert, L. Fauvet, Y. Giraud-Héraud, O. Guillaudin, W. Holmes, W. C. Jones, J.-M. Lamarre, J. Macías-Pérez, M. Martinez, A. Miniussi, A. Monfardini, F. Pajot, G. Patanchon, A. Pelissier, M. Piat, J.-L. Puget, C. Renault, C. Rosset, D. Santos, A. Sauvé, L. D. Spencer, and R. Sudiwala. Impact of particles on the Planck HFI detectors : Ground-based measurements and physical interpretation. *Astronomy and Astrophysics*, 569 :A88, September 2014.

[84] A. Miniussi. *Etude et modélisation de l'interaction des particules cosmiques avec les détecteurs cryogéniques de l'astronomie submillimétrique et X.* PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2015.

[85] BICEP2 Collaboration, P. A. R. Ade, R. W. Aikin, M. Amiri, D. Barkats, S. J. Benton, C. A. Bischoff, J. J. Bock, J. A. Brevik, I. Buder, E. Bullock, G. Davis, P. K. Day, C. D. Dowell, L. Duband, J. P. Filippini, S. Fliescher, S. R. Golwala, M. Halpern, M. Hasselfield, S. R. Hildebrandt, G. C. Hilton, K. D.

Irwin, K. S. Karkare, J. P. Kaufman, B. G. Keating, S. A. Kernasovskiy, J. M. Kovac, C. L. Kuo, E. M. Leitch, N. Llombart, M. Lueker, C. B. Netterfield, H. T. Nguyen, R. O'Brient, R. W. Ogburn, IV, A. Orlando, C. Pryke, C. D. Reintsema, S. Richter, R. Schwarz, C. D. Sheehy, Z. K. Staniszewski, K. T. Story, R. V. Sudiwala, G. P. Teply, J. E. Tolan, A. D. Turner, A. G. Vieregg, P. Wilson, C. L. Wong, and K. W. Yoon. BICEP2. II. Experiment and three-year Data Set. *The Astrophysical Journal*, 792 :62, September 2014.

[86] D. T. Chuss, E. J. Wollack, S. H. Moseley, S. Withington, and G. Saklatvala. Diffraction Considerations for Planar Detectors in the Few-Mode Limit. *Publications of the Astronomical Society of Pacific*, 120 :430–438, April 2008.

[87] A. Traini. Superconducting Microwave Techniques and Kinetic Inductance Detectors for Millimeter Cosmology. Master's thesis, Universita Degli Studi, Firenze, 2013.

[88] C. Hilsum. Infrared absorption of thin metal films. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 44 :188, March 1954.

[89] D.M. Pozar. *Microwave Engineering, 4th Edition*. Wiley, 2011.

[90] P. Camus. *Principes des bolomètres*, chapter Ecole thématique : détection de rayonnement à très basse température. 2002.

[91] P. D. Mauskopf, J. J. Bock, H. del Castillo, W. L. Holzapfel, and A. E. Lange. Composite infrared bolometers with Si 3 N 4 micromesh absorbers. *Applied Optics*, 36 :765–771, February 1997.

[92] J. Brugger, D. Briand, S. Ben Mbarek, T. Baron, S. Euphrasie, B. Cretin, P. Vairac, R. Adam, L. Chusseau, J. P. Guillet, and A. Penarier. Proceedings of the Eurosensors XXIII conference Theoretical and experimental studies of metallic grids absorption : Application to the design of a bolometer. *Procedia Chemistry*, 1(1) :1135 – 1138, 2009.

[93] M. Tinkham. *Introduction to supraconductivity : second edition*. Dover, 1996.

[94] F. Nati, P. Ade, A. Boscaleri, D. Brienza, M. Calvo, S. Colafrancesco, L. Conversi, P. de Bernardis, M. De Petris, A. Delbart, P. Hargrave, A. Iacoangeli, J. B. Juin, C. Magneville, C. Marini Bettolo, S. Masi, P. Mauskopf, F. Melchiorri, L. Nati, A. Orlando, Y. Rephaeli, G. Romeo, J. P. Pansart, S. Peterzen, F. Piacentini, G. Pisano, G. Polenta, L. Salvaterra, G. Savini, C. Tucker, and D. Yvon. The OLIMPO experiment. *New Astronomy Reviews*, 51 :385–389, March 2007.

[95] O. Rigaut. *New concepts for bolometer arrays for exploring the Universe at millimeter wavelengths*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, May 2014.

[96] C. Nones, S. Marnieros, A. Benoit, L. Bergé, A. Bideaud, P. Camus, L. Dumoulin, A. Monfardini, and O. Rigaut. High-impedance NbSi TES sensors for studying the cosmic microwave background radiation. *Astronomy & Astrophysics*, 548 :A17, December 2012.

[97] F. Pobell. *Matter and Methods at Low Temperatures*. 2007.

[98] B. W. Veal and J. A. Rayne. Heat Capacity of Palladium and Dilute Palladium : Iron Alloys from 1.4 to 100 K. *Physical Review*, 135 :442–446, July 1964.

[99] S. Marnieros. *Couches minces d'isolant d'Anderson. Application a la bolometrie a tres basse temperature*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 1998.

[100] P. Camus. NbSi Thin Film Bolometers on Silicon Nitride Membranes Performances : Application to the Olimpo Experiment. CRTBT - CNRS (Grenoble), 2003.

[101] W. Holmes, J. M. Gildemeister, P. L. Richards, and V. Kotsubo. Measurements of thermal transport in low stress silicon nitride films. *Applied Physics Letters*, 72 :2250, May 1998.

[102] K. Arnold, P. A. R. Ade, A. E. Anthony, D. Barron, D. Boettger, J. Borrill, S. Chapman, Y. Chinone, M. A. Dobbs, J. Errard, G. Fabbian, D. Flanigan, G. Fuller, A. Ghribi, W. Grainger, N. Halverson, M. Hasegawa, K. Hattori, M. Hazumi, W. L. Holzapfel, J. Howard, P. Hyland, A. Jaffe, B. Keating, Z. Kermish, T. Kisner, M. Le Jeune, A. T. Lee, E. Linder, M. Lungu, F. Matsuda, T. Matsumura, N. J. Miller, X. Meng, H. Morii, S. Moyerman, M. J. Myers, H. Nishino, H. Paar, E. Quealy, C. Reichardt, P. L. Richards, C. Ross, A. Shimizu, C. Shimmin, M. Shimon, M. Sholl, P. Siritanasak, H. Spieler, N. Stebor, B. Steinbach, R. Stompor, A. Suzuki, T. Tomaru, C. Tucker, and O. Zahn. The bolometric focal plane array of the POLARBEAR CMB experiment. In *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VI*, volume 8452, page 84521D, September 2012.

[103] F. Couëdo. *Quantum phase transitions in low dimensional disordered systems*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, April 2014.

[104] O. Crauste. *Study of Quantum Phase Transition Superconductor – Insulator, Metal – Insulator in disordered, amorphous materials near the dimension 2*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, December 2010.

[105] L. Dumoulin, L. Bergé, J. Lesueur, H. Bernas, and M. Chapellier. Nb-Si thin films as thermometers for low temperature bolometers. *Journal of Low Temperature Physics*, 93 :301–306, November 1993.

[106] S. Marnieros, L. Bergé, A. Juillard, and L. Dumoulin. Dynamical Properties near the Metal-Insulator Transition : Evidence for Electron-Assisted Variable Range Hopping. *Physical Review Letters*, 84 :2469–2472, Mar 2000.

[107] C. Marrache-Kikuchi. *Effets dimensionnels dans un système désordonné au voisinage des transitions métal-isolant et supraconducteur-isolant.* Theses, Université Paris Sud - Paris XI, February 2006.

[108] O. Crauste, A. Gentils, F. Couëdo, Y. Dolgorouky, L. Bergé, S. Collin, C. Marrache-Kikuchi, and L. Dumoulin. Effect of annealing on the superconducting properties of a-NbxSi1-x thin films. *Physical Review B : Condensed matter and materials physics*, 87 :144514, April 2013.

[109] 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.

[110] S. Wenzel. *Applications of Ultrasonic Lamb Waves.* PhD thesis, University of California, Berkeley, 1992.

[111] L. Y. Lin, S. S. Lee, K. S. J. Pister, and M. C. Wu. Micro-machined three-dimensional micro-optics for integrated free-space optical system. *IEEE Photonics Technology Letters*, 6 :1445–1447, December 1994.

[112] M. De Labachelerie. *Techniques de fabrication des microsystèmes 1 : structures et microsystèmes électromécaniques en couches minces.* Lavoisier, 2004.

[113] M. Woytasik. Cours sur les techniques de microfabrication en salle blanche - IEF. 2014.

[114] N. Koteeswara Reddy, M. Devika, and E. S. R. Gopal. Review on Tin (II) Sulfide (SnS) Material : Synthesis, Properties, and Applications. *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, 40(6) :359–398, 2015.

[115] Y. Atik. *Etude et développement de matrices de bolomètres supraconducteurs en vue des expériences spatiales futures.* PhD thesis, Université de Paris-Sud, Faculté des sciences d'Orsay, 2009.

[116] J. Clarke and A. I. Braginski. *The SQUID Handbook*, volume I - Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems. Wiley-VCH, 2004.

[117] T. van Duzer, C. W. Turner, D. G. McDonald, and A. F. Clark. Principles of Superconductive Devices and Circuits. *Physics Today*, 35 :80, 1982.

[118] http ://www.supraconductivite.fr/.

[119] D. Prêle. Détection de rayonnements à très basse température - SQUIDs et méthodes de multiplexage. 2009.

[120] D. Prêle. Détection de rayonnements à très basse température - Les détecteurs TES, principe et technologie. 2012.

[121] D. Prêle, M. Piat, L. Sipile, and F. Voisin. Operating Point and Flux Jumps of a SQUID in Flux-Locked Loop. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 26(2) :1–5, March 2016.

[122] H. Rogalla and P. Kes. *100 years of superconductivity.* Taylor and Francis, Hoboken, NJ, 2011.

[123] D. Prêle. Front-end multiplexing applied to SQUID multiplexing : Athena X-IFU and QUBIC experiments. *Journal of Instrumentation*, 10 :C08015, August 2015.

[124] T. Essinger-Hileman, J. W. Appel, J. A. Beal, H. M. Cho, J. Fowler, M. Halpern, M. Hasselfield, K. D. Irwin, T. A. Marriage, M. D. Niemack, L. Page, L. P. Parker, S. Pufu, S. T. Staggs, O. Stryzak, C. Visnjic, K. W. Yoon, and Y. Zhao. The Atacama B-Mode Search : CMB Polarimetry with Transition-Edge-Sensor Bolometers. In B. Young, B. Cabrera, and A. Miller, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1185 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 494–497, December 2009.

[125] D. S. Swetz, P. A. R. Ade, M. Amiri, J. W. Appel, E. S. Battistelli, B. Burger, J. Chervenak, M. J. Devlin, S. R. Dicker, W. B. Doriese, R. Dünner, T. Essinger-Hileman, R. P. Fisher, J. W. Fowler, M. Halpern, M. Hasselfield, G. C. Hilton, A. D. Hincks, K. D. Irwin, N. Jarosik, M. Kaul, J. Klein, J. M. Lau, M. Limon, T. A. Marriage, D. Marsden, K. Martocci, P. Mauskopf, H. Moseley, C. B. Netterfield, M. D. Niemack, M. R. Nolta, L. A. Page, L. Parker, S. T. Staggs, O. Stryzak, E. R. Switzer, R. Thornton, C. Tucker, E. Wollack, and Y. Zhao. Overview of the Atacama Cosmology Telescope : Receiver, Instrumentation, and Telescope Systems. *The Astrophysical Journal Supplement*, 194 :41, June 2011.

[126] M. D. Niemack, P. A. R. Ade, J. Aguirre, F. Barrientos, J. A. Beall, J. R. Bond, J. Britton, H. M. Cho, S. Das, M. J. Devlin, S. Dicker, J. Dunkley, R. Dünner, J. W. Fowler, A. Hajian, M. Halpern, M. Hasselfield, G. C. Hilton, M. Hilton, J. Hubmayr, J. P. Hughes, L. Infante, K. D. Irwin, N. Jarosik, J. Klein, A. Kosowsky, T. A. Marriage, J. McMahon, F. Menanteau, K. Moodley, J. P. Nibarger, M. R. Nolta, L. A. Page, B. Partridge, E. D. Reese, J. Sievers, D. N. Spergel, S. T. Staggs, R. Thornton, C. Tucker, E. Wollack, and K. W. Yoon. ACTPol : a polarization-sensitive receiver for the Atacama

Cosmology Telescope. In *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy V*, volume 7741, page 77411S, July 2010.

[127] Z. Ahmed, M. Amiri, S. J. Benton, J. J. Bock, R. Bowens-Rubin, I. Buder, E. Bullock, J. Connors, J. P. Filippini, J. A. Grayson, M. Halpern, G. C. Hilton, V. V. Hristov, H. Hui, K. D. Irwin, J. Kang, K. S. Karkare, E. Karpel, J. M. Kovac, C. L. Kuo, C. B. Netterfield, H. T. Nguyen, R. O'Brient, R. W. Ogburn, C. Pryke, C. D. Reintsema, S. Richter, K. L. Thompson, A. D. Turner, A. G. Vieregg, W. L. K. Wu, and K. W. Yoon. BICEP3 : a 95GHz refracting telescope for degree-scale CMB polarization. In *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII*, volume 9153, page 91531N, August 2014.

[128] P. A. R. Ade, Z. Ahmed, R. W. Aikin, K. D. Alexander, D. Barkats, S. J. Benton, C. A. Bischoff, J. J. Bock, J. A. Brevik, I. Buder, E. Bullock, V. Buza, J. Connors, B. P. Crill, C. D. Dowell, C. Dvorkin, L. Duband, J. P. Filippini, S. Fliescher, S. R. Golwala, M. Halpern, S. Harrison, M. Hasselfield, S. R. Hildebrandt, G. C. Hilton, V. V. Hristov, H. Hui, K. D. Irwin, K. S. Karkare, J. P. Kaufman, B. G. Keating, S. Kefeli, S. A. Kernasovskiy, J. M. Kovac, C. L. Kuo, E. M. Leitch, M. Lueker, P. Mason, K. G. Megerian, C. B. Netterfield, H. T. Nguyen, R. O,ÄôBrient, R. W. Ogburn IV, A. Orlando, C. Pryke, C. D. Reintsema, S. Richter, R. Schwarz, C. D. Sheehy, Z. K. Staniszewski, R. V. Sudiwala, G. P. Teply, K. L. Thompson, J. E. Tolan, A. D. Turner, A. G. Vieregg, A. C. Weber, J. Willmert, C. L. Wong, K. W. Yoon, Keck Array, and Bicep2 Collaborations. BICEP2/Keck Array V : Measurements of B-mode Polarization at Degree Angular Scales and 150 GHz by the Keck Array. *The Astrophysical Journal*, 811(2) :126, 2015.

[129] A. A. Fraisse, P. A. R. Ade, M. Amiri, S. J. Benton, J. J. Bock, J. R. Bond, J. A. Bonetti, S. Bryan, B. Burger, H. C. Chiang, C. N. Clark, C. R. Contaldi, B. P. Crill, G. Davis, O. Doré, M. Farhang, J. P. Filippini, L. M. Fissel, N. N. Gandilo, S. Golwala, J. E. Gudmundsson, M. Hasselfield, G. Hilton, W. Holmes, V. V. Hristov, K. Irwin, W. C. Jones, C. L. Kuo, C. J. MacTavish, P. V. Mason, T. E. Montroy, T. A. Morford, C. B. Netterfield, D. T. O'Dea, A. S. Rahlin, C. Reintsema, J. E. Ruhl, M. C. Runyan, M. A. Schenker, J. A. Shariff, J. D. Soler, A. Trangsrud, C. Tucker, R. S. Tucker, A. D. Turner, and D. Wiebe. SPIDER : probing the early Universe with a suborbital polarimeter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 4 :047, April 2013.

[130] D. Prêle, F. Voisin, M. Piat, T. Decourcelle, C. Perbost, C. Chapron, D. Rambaud, S. Maestre, W. Marty, and L. Montier. A 128 Multiplexing Factor Time-

Domain SQUID Multiplexer. *Journal of Low Temperature Physics*, 184 :363–368, July 2016.

[131] K. Hattori, K. Arnold, D. Barron, M. Dobbs, T. de Haan, N. Harrington, M. Hasegawa, M. Hazumi, W. L. Holzapfel, B. Keating, A. T. Lee, H. Morii, M. J. Myers, G. Smecher, A. Suzuki, and T. Tomaru. Adaptation of frequency-domain readout for Transition Edge Sensor bolometers for the POLARBEAR-2 Cosmic Microwave Background experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 732 :299–302, December 2013.

[132] D. Hanson, S. Hoover, A. Crites, P. A. R. Ade, K. A. Aird, J. E. Austermann, J. A. Beall, A. N. Bender, B. A. Benson, L. E. Bleem, J. J. Bock, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, H. C. Chiang, H.-M. Cho, A. Conley, T. M. Crawford, T. de Haan, M. A. Dobbs, W. Everett, J. Gallicchio, J. Gao, E. M. George, N. W. Halverson, N. Harrington, J. W. Henning, G. C. Hilton, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, N. Huang, J. Hubmayr, K. D. Irwin, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. Leitch, D. Li, C. Liang, D. Luong-Van, G. Marsden, J. J. McMahon, J. Mehl, S. S. Meyer, L. Mocanu, T. E. Montroy, T. Natoli, J. P. Nibarger, V. Novosad, S. Padin, C. Pryke, C. L. Reichardt, J. E. Ruhl, B. R. Saliwanchik, J. T. Sayre, K. K. Schaffer, B. Schulz, G. Smecher, A. A. Stark, K. T. Story, C. Tucker, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, M. P. Viero, G. Wang, V. Yefremenko, O. Zahn, and M. Zemcov. Detection of B-Mode Polarization in the Cosmic Microwave Background with Data from the South Pole Telescope. *Physical Review Letters*, 111(14) :141301, October 2013.

[133] B. Reichborn-Kjennerud, A. M. Aboobaker, P. Ade, F. Aubin, C. Baccigalupi, C. Bao, J. Borrill, C. Cantalupo, D. Chapman, J. Didier, M. Dobbs, J. Grain, W. Grainger, S. Hanany, S. Hillbrand, J. Hubmayr, A. Jaffe, B. Johnson, T. Jones, T. Kisner, J. Klein, A. Korotkov, S. Leach, A. Lee, L. Levinson, M. Limon, K. MacDermid, T. Matsumura, X. Meng, A. Miller, M. Milligan, E. Pascale, D. Polsgrove, N. Ponthieu, K. Raach, I. Sagiv, G. Smecher, F. Stivoli, R. Stompor, H. Tran, M. Tristram, G. S. Tucker, Y. Vinokurov, A. Yadav, M. Zaldarriaga, and K. Zilic. EBEX : a balloon-borne CMB polarization experiment. In *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy V*, volume 7741, page 77411C, July 2010.

[134] M. Hollister, H. McGregor, A. Woodcraft, D. Bintley, M. MacIntosh, and W. Holland. Cryogenic magnetic shielding for SCUBA-2. In *Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy IV*, volume 7020 of *Proceedings of the International Society for Optical Engineering*, page 702023, July 2008.

[135] M. I. Hollister. *SCUBA-2 instrument : an application of large-format super-*

conducting bolometer arrays for submillimetre astronomy. PhD thesis, The University of Edinburgh, 2009.

[136] G. K. White. *Experimental techniques in low-temperature physics.* 2002.

[137] G. Forestier. *Quantum transport in spin glasses.* Theses, Université Grenoble Alpes, March 2015.

[138] D. Prêle, F. Voisin, E. Bréelle, and M. Piat. Cryogenic operation of a SiGe integrated circuit for control time domain SQUID multiplexing. In P. Kern, editor, *EAS Publications Series*, volume 37 of *EAS Publications Series*, pages 141–148, 2009.

[139] 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*, volume 1185 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 534–537, December 2009.

[140] D. Prêle, F. Voisin, J. Martino, M. Piat, and E. Bréelle. Nondissipative Addressing for Time-Division SQUID Multiplexing. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 21(6) :3652–3654, September 2011.

[141] 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.

[142] C. Perbost, S. Marnieros, B. Bélier, M. Piat, D. Prêle, F. Voisin, and T. Decourcelle. A 256-TES Array for the Detection of CMB B-Mode Polarisation. *Journal of Low Temperature Physics*, 184 :793–798, August 2016.