

PRINCIPES DES BOLOMETRES

Détection de rayonnements

à très basse température

5ième école thématique du 2 au 8 juin 2002

PRINCIPES DES BOLOMETRES

*Philippe Camus,
CRTBT, Grenoble - camus@polycnrs-gre.fr*

Oléron

Notations

A	Sensibilité sans dimension d'un thermomètre	-
C	Capacité thermique	J.K ⁻¹
E	Energie	J
f	Fréquence	Hz
G	Conductance thermique	W.K ⁻¹
h	Constante de planck	
k	Conductivité thermique	W.m ⁻¹ .K ⁻¹
k _B	Constante de Boltzmann	J.K ⁻¹
n	Indice de réfraction d'un milieu	-
NEP	Densité spectrale de bruit en puissance	W.Hz ^{-1/2}
NET	Densité spectrale de bruit en température	K.Hz ^{-1/2}
P	Puissance	W
q	Charge de l'électron	C
S _V	Sensibilité du bolomètre	V.W ⁻¹
S _I	Sensibilité en courant du bolomètre	A.W ⁻¹
t	Temps	
T	Température	K
α	Coefficient de température d'une résistance	K ⁻¹
ε	Permissivité diélectrique	-
ω	Pulsation	s ⁻¹

Abréviations

BLIP	Background Limited Photon Noise
ETF	Extreme Electrothermal Feedback
FWHM	Full Width Half Maximum
HEMT	High Electron Mobility Transistor
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device
TES	Transition Edge Superconductor
TMI	Transition Métal-Isolant
VSB	Voltage Superconducting Bolometer

TABLE DES MATIERES

1.	Introduction.....	1
1.1	Objectifs du cours.....	1
1.2	Domaines d'application des bolomètres.....	1
2.	Modèle du bolomètre idéal.....	3
2.1	Hypothèses.....	3
2.2	Comportement aux petits ordres.....	4
2.2.1	Cas d'un thermomètre à coefficient de température négatif.....	4
2.2.2	Cas d'un thermomètre à coefficient de température positif.....	5
2.3	Utilisation de la réponse électrique.....	7
3.	Thermométrie et principes de lecture.....	9
3.1	Thermomètres à semiconducteur.....	9
3.2	Matériaux binaires.....	9
3.3	Thermomètres basés sur la transition métal-supraconducteur.....	10
3.4	Méthodes de lecture.....	11
4.	Analyse des bruits dans un bolomètre.....	12
4.1	Les bruits fondamentaux.....	12
4.1.1	Fluctuations thermodynamiques ou bruit de phonon.....	12
4.1.2	Bruit Johnson.....	13
4.1.3	Influence de la contre-réaction thermique.....	13
4.2	Bruits liés à l'environnement.....	14
4.2.1	Stabilité du bain cryogénique.....	14
4.2.2	Microphonie.....	14
4.2.3	Perturbations électromagnétiques.....	14
5.	Optimisation du bolomètre.....	15
5.1	Objectif.....	15
5.2	Optimisation en 3 étapes.....	15
5.3	Influence des paramètres.....	16
6.	Technologie des détecteurs.....	18
6.1	Données sur les structures isolantes.....	18
6.2	Le bolomètre composite.....	19
6.3	Bolomètres sur membranes de Si ₃ N ₄	20
6.4	Le 'Spider Web Bolometer' (Caltech).....	21
6.5	Le bolomètre à antenne.....	22
7.	Matrices de détecteurs.....	23
7.1	Discussion du problème.....	23
7.2	Réalisation collective de bolomètres.....	23
7.2.1	Bolocam (Caltech).....	23
7.2.2	Mambo2 (MPfir).....	23
7.2.3	Matrice à haute densité (P.L.Richards / Berkeley).....	25
7.3	Méthodes de multiplexage.....	26
7.3.1	Généralités.....	26
7.3.2	Multiplexage temporel de bolomètres à haute impédance.....	27
7.3.2.1	Schéma de base.....	27
7.3.2.2	Multiplexeur à HEMT (CRTBT).....	28
7.3.2.3	Système de multiplexage développé par le LETI.....	28
7.3.3	Multiplexage temporel à base de SQUID.....	30
7.3.4	Multiplexage fréquentiel à base de SQUID.....	32
8.	Références.....	34

LISTE DES FIGURES

Figure 1 : Interactions physiques et détection du rayonnement électro-magnétique (LENA, p.313) 2

Figure 2 : Domaine d'application des bolomètres dans le millimétrique et le submillimétrique (LENA, p.306) 2

Figure 3 : Bilan d'énergie du bolomètre idéal 3

Figure 4 : Réponse en courant en fonction de la puissance dissipée 6

Figure 5 : Influence du gain de boucle L sur le temps de réponse..... 6

Figure 6 : Définition des paramètres de la réponse électrique du bolomètre..... 8

Figure 7 : Sensibilité sans dimension de films de NbSi..... 10

Figure 8 : Transition supraconducteur-normal d'un film de Ti 1.5mmX1.5mmX40nm ; A=1000 [37]..... 10

Figure 9 : Schéma de polarisation d'un thermomètre à coefficient de température positif..... 11

Figure 10 : Schéma de polarisation en tension d'un film à la transition supra-normal 11

Figure 11 : Influence de la puissance de polarisation ($\delta=300 - A=8.7$)..... 17

Figure 12 : Influences combinées du paramètre de charge et de la nature du thermomètre (A=2.7...16)..... 17

Figure 13 : Influence de la fuite thermique 17

Figure 14 : Performances ultimes des structures isolantes 18

Figure 15 : Schéma d'un bolomètre composite..... 19

Figure 16 : Impédance complexe de surface d'un matériau supraconducteur (*Tinkham, 'Introduction to supraconductivity'*)..... 20

Figure 17 : Vue du 'Spider Web Bolometer'..... 21

Figure 18 : Réalisation d'un bolomètre à antenne dipôle (info Meteorex, Finlande)..... 22

Figure 19 : Matrice de détecteurs pour Bolocam 24

Figure 20 : Matrice de détecteurs pour l'instrument Mambo2..... 24

Figure 21 : Matrice de détecteur à haute densité (PL.Richards, Berkeley) 25

Figure 22 : Exemples de fonctions de modulation [27]..... 26

Figure 23 : Multiplexeur à transistor 28

Figure 24 : Electronique de multiplexage des matrices du LETI 29

Figure 25 : Vue intégrée de la matrice de détecteurs du LETI et de l'électronique..... 29

Figure 26 : Schéma de branchement d'un SQUID (a) et solution pour réduire le nombre de fils en sortie (Chernaival et al [27]) 31

Figure 27 : Circuit de multiplexage du NIST pour 8 détecteurs à TES [27] 31

Figure 28 : Principe du multiplexage fréquentiel 32

Figure 29 : Illustration du multiplexage fréquentiel (courant dans la boucle de contre-réaction) 33

Figure 30 : Dispositif utilisant des filtres LC pour limiter la bande passante du bruit Johnson 33

1. Introduction

1.1 Objectifs du cours

Les bolomètres sont des détecteurs dont le principe général est de convertir l'énergie du rayonnement incident en chaleur pour élever la température d'un corps muni d'un thermomètre. Ils ont été historiquement introduits pour la mesure du rayonnement électromagnétique dans le domaine du proche infrarouge avec les travaux d'Herschel au début du XX^{ième} siècle. Ce principe simple reste, grâce à l'emploi des très basses températures, compétitif pour la détection des rayonnements millimétrique et submillimétrique ($\lambda = 2\text{mm}-0.1\text{mm}$) et du rayonnement X ($>1\text{keV}$).

Dans le cadre de ce cours, nous développerons les caractéristiques principales des détecteurs bolométriques et les limitations intrinsèques pour la détermination de l'énergie des particules incidentes (dans ce cas, on parlera plutôt de calorimètres), ou de la puissance du rayonnement incident.

C'est l'accessibilité aux températures inférieures à 1K qui a permis aux détecteurs bolométriques d'atteindre des sensibilités ultimes. Dans les applications photométriques sous faible flux ($<1\text{pW}$), on atteint une sensibilité de $10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$ en fonctionnant à 100mK (c'est le cas de la mission spatiale Planck de l'ESA). Des sensibilités de l'ordre de 10^{-20} W/Hz sont envisagées dans des développements futurs. Dans le cas des rayons X, les meilleures résolutions obtenues sont de l'ordre de 2 à 6 eV (FWHM) pour une énergie incidente de 5.95keV (Hoevers, [24, p.193]).

Le but de ce cours est de donner les concepts fondamentaux qui permettront de guider l'utilisateur dans le choix d'un bolomètre et de donner un aperçu des évolutions actuelles de la technologie. On ne s'intéressera pas ici à la physique du fonctionnement du bolomètre, mais plutôt au système dans son ensemble et aux compromis qui conduisent à la réalisation d'un bon bolomètre. L'accent sera particulièrement donné sur les applications aux très basses températures dans les domaines millimétriques et submillimétriques. On abordera également le mode de fonctionnement impulsionnel pour le rayonnement X.

Nous nous limiterons essentiellement aux applications à très basses température ($<1\text{K}$) qui conduisent aux meilleures sensibilités. Mais il faudra garder à l'esprit que les bolomètres ont également des applications aux températures moyennes, grâce notamment aux matériaux supraconducteurs à haute température (YBaCuO) ou à température ambiante (matrices de microbolomètres pour le rayonnement millimétrique).

Enfin, l'évolution des besoins instrumentaux est à l'emploi d'un grand nombre de détecteurs afin d'accroître la sensibilité globale des instruments, ou simplement de réduire la durée des mesures. D'un point de vue technique, cela pose d'abord le problème de réaliser de façon collective des matrices de détecteurs (>1000) et ensuite de les lire grâce à un système de multiplexage des signaux. Ce sera le sujet du dernier chapitre de ce cours.

1.2 Domaines d'application des bolomètres

Un détecteur a pour fonction de transformer une quantité physique en un signal mesurable, généralement un signal électrique (tension, courant ou charge). Avec un bolomètre, on cherche à mesurer l'énergie d'un rayonnement (photon ou particules) en la transformant d'abord en chaleur. La mesure implique donc la réalisation de l'équilibre thermodynamique d'un système dont on mesurera la température. La réalisation pratique du système à l'équilibre thermique peut être très variée : ce sera classiquement un matériau diélectrique ou métallique, mais cela peut également être un ensemble d'électrons découplés thermiquement du réseau cristallin (découplage électrons-phonons) comme dans le cas d'un bolomètre à électrons chauds.

Pour la mesure des rayonnements électromagnétiques, il est à comparer avec les détecteurs qui utilisent directement l'interaction d'un photon avec un électron pour fournir un signal électrique (effet photo-électrique dans un photoconducteur, couplage électromagnétique dans une antenne, propriétés des hétérostructures pour les

PRINCIPES DES BOLOMETRES

transistors HEMT). Les bolomètres modernes découplent en général la fonction d'absorption de l'énergie et celle de la mesure de température (bolomètres composites). Dans le domaine électromagnétique, ce sont par essence des détecteurs qui ne sont pas sensibles à la phase de l'onde incidente, on les classe dans les détecteurs incohérents, par opposition aux détecteurs cohérents (récepteurs hétérodynes aux fréquences <100GHz). Les bolomètres sont aujourd'hui, grâce aux très basses températures, compétitifs dans deux domaines distincts :

- la détection à large bande du rayonnement électromagnétique entre 0.2 et 3mm ($\lambda/\Delta\lambda < 3$) : pour les applications à plus haute résolution, on préférera les systèmes à détection cohérente; en dessous de 0.2mm, les photoconducteurs (Ge:Ga sous contrainte à 4K) offrent de meilleures sensibilités (Figure 2).
- la spectrométrie du rayonnement X (100eV-5keV) : le CCD aminci permet d'atteindre des résolutions en énergie de l'ordre de 100eV ($E=1\text{keV}$) mais avec un grand nombre de pixels.

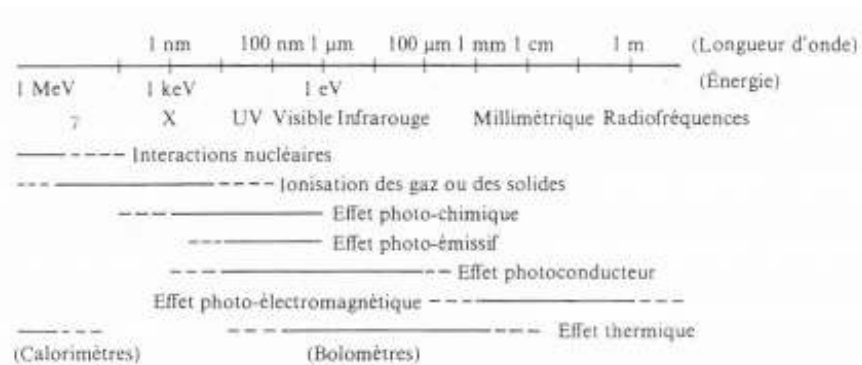


Figure 1 : Interactions physiques et détection du rayonnement électro-magnétique (LENA, p.313)

La détection photoélectrique d'un quantum de rayonnement est limitée aux basses énergie par les fluctuations thermiques. En pratique cette limite est rencontrée à $200\mu\text{m}$ (6.2meV) avec le Ge:Ga. La mesure calorimétrique est une approche qui s'applique en principe dans tous les domaines du spectre électromagnétique.

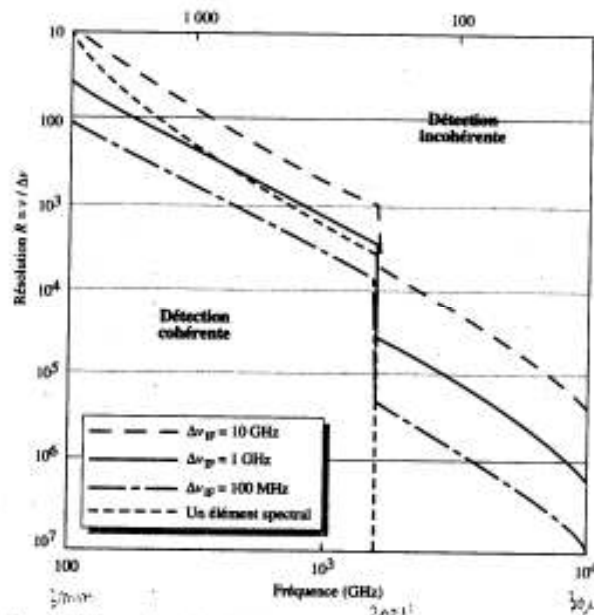


Figure 2 : Domaine d'application des bolomètres dans le millimétrique et le submillimétrique (LENA, p.306)

A haute résolution spectrale, les méthodes cohérentes (récepteur hétérodyne, HEMT) sont meilleures. L'avantage précis des méthodes doit être analysé avec soin car les performances évolues rapidement et dépendent des techniques acceptables (cryogénie en particulier).

2. Modèle du bolomètre idéal

2.1 Hypothèses

Les comportements électriques et thermiques des bolomètres ont été largement discutés depuis le début du développement de ces détecteurs avec les travaux de Jones (1953) [1], Low (1970), Mather (1982,1984) [7,8]. Les principales caractéristiques statiques et dynamiques (à basse fréquence) d'un bolomètre peuvent être décrites avec un modèle simple (fig.3), que nous appellerons le modèle idéal du bolomètre. Il est basé sur les hypothèses suivantes :

- L'absorbeur et le thermomètre sont isothermes à la température T
- La résistance du thermomètre ne dépend que de la température T (on néglige les effets non-ohmiques)
- La puissance thermique entre l'absorbeur et le bain (T_0) ne dépend que des températures T et T_0 (on néglige donc les effets dynamiques)

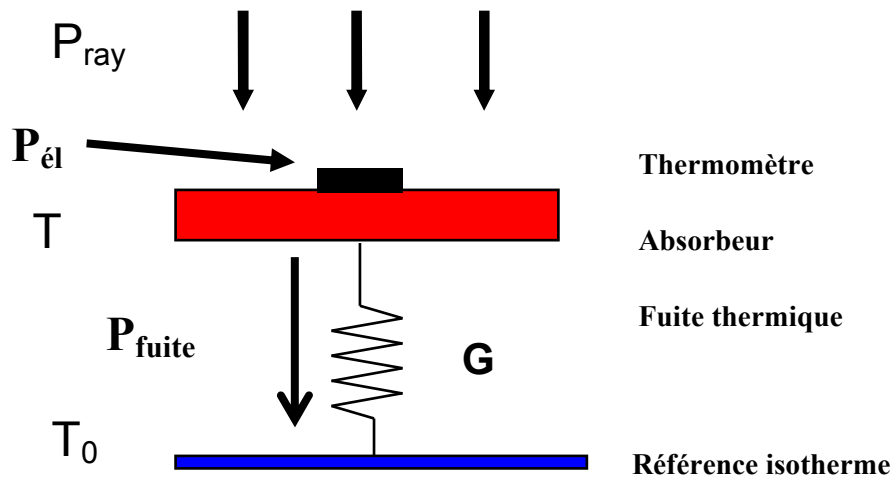


Figure 3 : Bilan d'énergie du bolomètre idéal

Dans le cadre de ce modèle, l'évolution de la température du thermomètre sera décrite par un bilan énergétique élémentaire :

$$(Eq. 1) \quad \frac{dE}{dt} = C \cdot \frac{dT}{dt} = P_{ray} + P_{él} - P_{fuite}$$

- C est la capacité thermique totale absorbeur + thermomètre [J/K]
- P_{ray} est la puissance totale incidente [W]
- $P_{él} = U.I$ est la puissance électrique dissipée dans le thermomètre [W]
- P_{fuite} est la puissance transmise entre l'absorbeur et le bain [W]

Le cas de l'absorption d'une particule se traite formellement en étudiant la réponse du système à un pic de Dirac $P_{ray}(t) = E \cdot \delta(t-t_0)$.

On étudiera l'influence de la température en introduisant des dépendances caractéristiques des matériaux dominants : soit de matériaux diélectriques ($\beta=3$), soit de matériaux métalliques ($\beta=1$). En pratique, on rencontre des valeurs intermédiaires.

$$C = a \cdot T^\beta$$

$$P_{fuite} = G_0 \cdot (T^{\beta+1} - T_0^{\beta+1})$$

2.2 Comportement aux petits ordres

Le modèle du bolomètre idéal permet, en principe, d'étudier la réponse du détecteur à une sollicitation quelconque. Son caractère non-linéaire rend difficile l'analyse dans sa généralité. Le comportement du système autour de son point d'équilibre se prête à une discussion qui permet de mettre en évidence les principales propriétés d'un bolomètre. De plus, un développement au premier ordre est justifié pour un bolomètre infrarouge où le signal est faible devant le rayonnement de fond ('background') et peut éventuellement être modulé par un système mécanique ('chopper' ou miroir vibrant) pour l'application d'une détection synchrone du signal.

Nous étudierons donc le comportement du bolomètre autour d'un point de fonctionnement stationnaire défini par les conditions de rayonnement (P_{ray}), de polarisation (P_{el}).

Le système (Eq. 1) pour les grandeurs perturbées au premier ordre s'obtient directement :

$$C \cdot \frac{d\tilde{T}}{dt} = \tilde{P}_{ray} + \tilde{P}_{el} - G_d \cdot \tilde{T}$$

où

$C = C(T)$ la capacité thermique à la température d'équilibre de l'absorbeur

$G_d = \frac{dP_{fuite}}{dT}$ la conductance thermique dynamique

2.2.1 Cas d'un thermomètre à coefficient de température négatif

La puissance électrique dissipée par le thermomètre varie avec la résistance du thermomètre. Pour une polarisation à courant constant, on obtient :

$$\tilde{P}_{el} = \frac{dP_{el}}{dT} \cdot \tilde{T} = I^2 \cdot \frac{dR}{dT} \cdot \tilde{T} = \alpha \cdot P_{el} \cdot \tilde{T}$$

C'est l'effet de contre-réaction ($\alpha < 0$) thermique du thermomètre.

La réponse en température est donc décrite par un modèle du premier ordre :

$$C \cdot \frac{d\tilde{T}}{dt} + (G_d - \alpha \cdot P_{el}) \cdot \tilde{T} = \tilde{P}_{ray}(t)$$

Dont la constante de temps 'effective' est :

$$(Eq. 2) \quad \tau_e = \frac{C}{G_d - \alpha \cdot P_{el}} = \tau \cdot \frac{1}{1 - \frac{\alpha \cdot P_{el}}{G_d}} = \frac{\tau}{1 + L}$$

Elle est inférieure à la constante de temps ‘physique’ C/G_d à cause de la contre-réaction thermique ($\alpha < 0$).

Le rapport $L = \frac{|\alpha| \cdot P_{el}}{G_d}$ compare l’effet de la contre-réaction thermique à la fuite passive (gain de boucle). Il dépend du thermomètre et de la polarisation. Pour un bolomètre dont le fonctionnement est optimisé, il reste inférieur à 1.

La réponse en tension du système s’obtient facilement.

$$(Eq. 3) \quad V = R \cdot I \Rightarrow \frac{dV}{dT} = I \cdot \frac{dR}{dT} = \alpha \cdot V$$

On considère la réponse harmonique à une variation sinusoïdale de la puissance absorbée. Dans le cas d’une polarisation à courant constant, on obtient immédiatement :

$$(Eq. 4) \quad S_V(\omega) = \frac{\alpha V}{G_d - \alpha \cdot P_{el}} \cdot \frac{1}{1 + i \cdot \omega \tau_e} = \frac{\alpha V}{G_d} \cdot \frac{1}{1 + L} \cdot \frac{1}{1 + i \cdot \omega \tau_e} \quad [V/W]$$

2.2.2 Cas d’un thermomètre à coefficient de température positif

Avec l’utilisation d’une couche supraconductrice polarisée pour fonctionner à la transition normal-supra (TES), le coefficient de température est supérieur de 1 à 2 ordres de grandeur par rapport aux thermomètres à coefficient positif. On peut aisément atteindre un régime de fonctionnement où la contre-réaction thermique domine. Ce régime est appelé la ‘Contre-Réaction Thermique Extrême’ (ETF). Pour des raisons de stabilité, et pour atteindre ce régime dominé par la contre-réaction, on polarisera la couche à tension constante (VSB).

Dans ce cas, la puissance électrique varie avec la température suivant :

$$\tilde{P}_{el} = -\frac{V^2}{R^2} \cdot \frac{dR}{dT} \cdot \tilde{T} = -\alpha \cdot P_{el} \cdot \tilde{T}$$

C’est également un effet de contre-réaction négative ($\alpha > 0$).

Pour une polarisation à tension constante, le signal est la variation de courant. Elle est reliée à la variation de température par :

$$I = \frac{V}{R} \Rightarrow \frac{dI}{dT} = -\frac{V}{R} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT} = -\alpha \cdot I \cdot P_{el}$$

La réponse harmonique à une variation sinusoïdale de la puissance de rayonnement $\tilde{P}_{ray} = |P_{ray}| \cdot e^{i\omega t}$ s’obtient directement. La réponse en courant du détecteur polarisé à tension constante :

$$(Eq. 5) \quad S_I(\omega) = \frac{\tilde{I}}{\tilde{P}_{ray}} = \frac{-\alpha \cdot I}{G_d + \alpha \cdot P_{el}} \cdot \frac{1}{1 + i \cdot \omega \tau_e} = \frac{-\alpha I}{G_d} \cdot \frac{1}{1 + L} \cdot \frac{1}{1 + i \cdot \omega \tau_e} \quad [A/W]$$

Et la constante de temps 'effective' :

$$(Eq. 6) \quad \tau_e = \frac{C}{G_d + \alpha \cdot P_{el}} = \tau \cdot \frac{1}{1 + \frac{\alpha \cdot P_{el}}{G_d}} = \frac{\tau}{1 + L}$$

Dans le cas d'une contre-réaction thermique dominante, on réalise la condition $\alpha \cdot P_{el} \gg G_d$ ($L \gg 1$). Ce qui permet d'exprimer la sensibilité en courant sous la forme :

$$(Eq. 7) \quad S_I(\omega) \approx \frac{1}{V} \cdot \frac{1}{1 + i \cdot \omega \tau_e}$$

Dans ce mode de fonctionnement, la sensibilité est pratiquement indépendante du rayonnement ambiant. Un second avantage évident est la réduction du temps de réponse du système.

Le fonctionnement en régime de contre-réaction thermique extrême mérite d'être illustré ici. Nous reprendrons les résultats d'une étude menée par le groupe de P.L.Richards [37]. Le dispositif est constitué d'un substrat en silicium avec un film de Ti déposé (1.5mmX1.5mmX100nm). La conductance thermique de 0.47 pW/K à 270mK est réalisée avec des fils supraconducteurs en NbTi. Dans la transition, le film de Ti montre une sensibilité A égale à 1000. La Figure 4 illustre bien que la réponse du système devient indépendante des caractéristiques pour une puissance dissipée supérieure à 8pW. La Figure 5 indique également que le temps de réponse suit la variation prévue par (Eq. 6) en fonction du gain de boucle L.

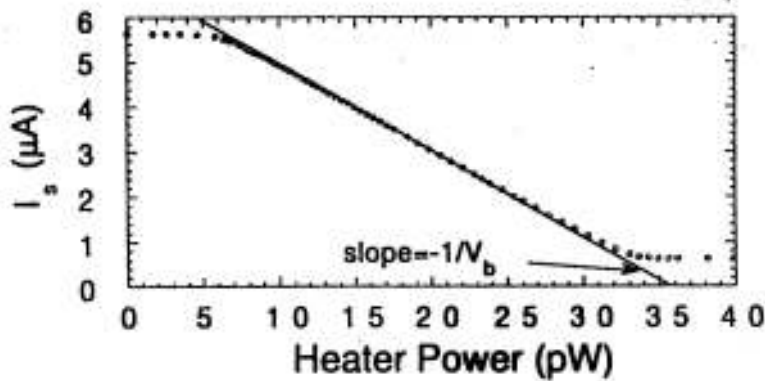


Figure 4 : Réponse en courant en fonction de la puissance dissipée

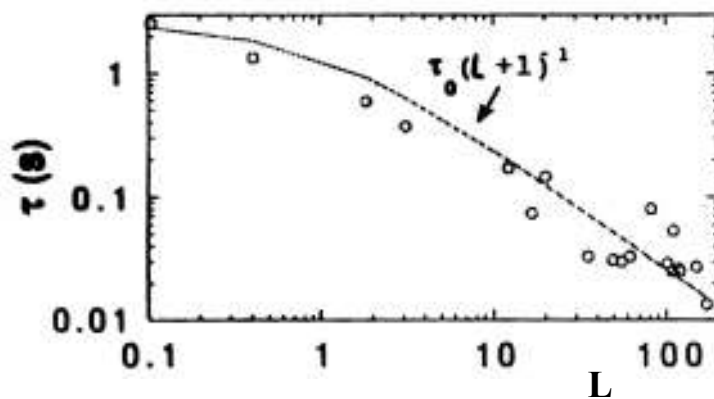


Figure 5 : Influence du gain de boucle L sur le temps de réponse

2.3 Utilisation de la réponse électrique

Les informations constructives d'un bolomètre ne sont pas toujours disponibles. Nous allons montrer que la seule information de la réponse électrique $V(I)$ du bolomètre exposé au rayonnement permet d'estimer sa sensibilité S_V . De plus, si on connaît la variation de la résistance du thermomètre avec la température, on peut estimer la conductance thermique G_d et, à partir de la constante de temps effective, la capacité thermique. On trouvera un exposé plus complet dans [Jones, 1953].

La méthode repose sur les hypothèses du modèle idéal. Elle est surtout utilisée pour les thermomètres à coefficient de température négatifs ($\alpha < 0$). C'est ce que nous supposerons pour la suite.

On interprète l'évolution de la réponse électrique $V(I)$ en termes de puissance et de température (Figure 6). Il cherche donc une relation entre les accroissements de P_{el} et de R :

$$H \equiv \frac{d \ln P}{d \ln R} = \frac{R}{P} \cdot \frac{dP}{dR} = \frac{1}{I^2} \cdot \frac{dP}{dT} \cdot \frac{dT}{dR} = \frac{G_d}{\alpha R I^2} = \frac{G_d}{\alpha P_{el}}$$

Remarque : le paramètre H est égal au gain de boucle L si $\alpha < 0$

En introduisant l'impédance dynamique Z , on trouve une relation entre la courbe $V(I)$ et les paramètres constructifs (H) :

$$Z = \frac{dV}{dI} = R \cdot \frac{d \ln V}{d \ln I} = R \cdot \frac{\ln P + \ln R}{\ln P - \ln R} = R \cdot \frac{H + 1}{H - 1}$$

En particulier, cette relation fournit un critère pour l'existence d'un maximum dans la réponse $V(I)$: $H = -1$ (soit $L = 1$).

En remplaçant $G_d = \alpha P_{el} \cdot H$ dans (Eq. 4), on obtient une expression de la sensibilité statique ($\omega = 0$) du bolomètre polarisé à courant constant qui ne dépend que des paramètres électriques :

$$S_V(0) = \frac{1}{2I} \cdot \frac{Z}{R} - 1$$

Si on connaît par une méthode indépendante la caractéristique $R(T)$ du thermomètre, on peut en déduire une estimation de la conductance dynamique G_d au point de polarisation :

$$G_d = \alpha P_{el} \cdot H = \alpha P_{el} \cdot \frac{Z + R}{Z - R} [W / K]$$

Si de plus la constante de temps effective τ_e est connue (mesure de la réponse impulsionnelle ou harmonique), on peut retrouver la constante de temps physique $\tau = C/G_d$ et par suite, la capacité thermique du bolomètre idéal :

$$\tau_e = \tau \cdot \frac{G_d}{G_d - \alpha \cdot P_{el}} = \tau \cdot \frac{H}{H - 1} = \tau \cdot \frac{Z + R}{2R}$$

Nous devons rappeler ici que cette méthode n'est valable que dans le cadre des hypothèses du modèle idéal. Les principaux défauts sont 1) de supposer que l'absorbeur est isotherme, donc que l'échauffement par rayonnement conduit à la même élévation de température du thermomètre que lorsqu'on l'échauffe par polarisation du thermomètre 2) que la résistance du thermomètre ne dépend que de sa température, donc que les effets 'non-

ohmiques' sont négligeables. Cela reste la seule méthode applicable lorsqu'on ne dispose pas d'un banc optique pour les mesures.

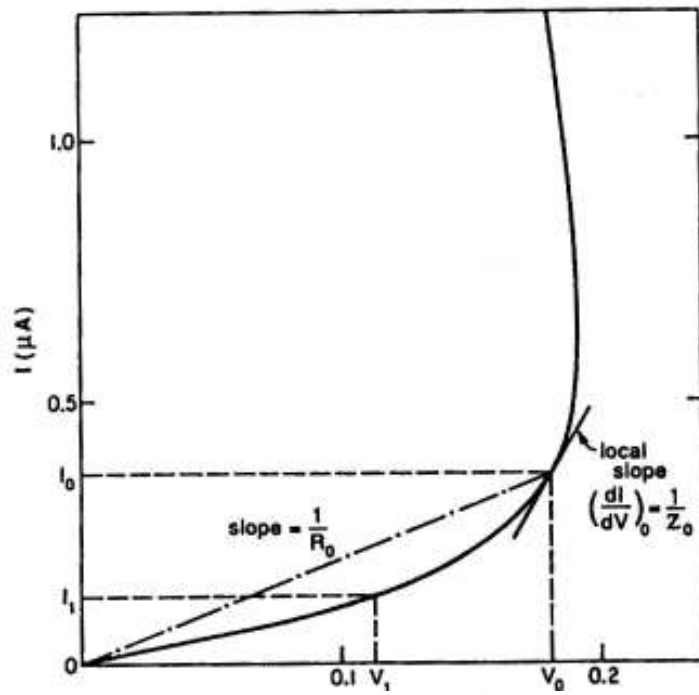


Figure 6 : Définition des paramètres de la réponse électrique du bolomètre

3. Thermométrie et principes de lecture

3.1 Thermomètres à semiconducteur

La dépendance en température d'un semiconducteur dopé, habituellement Si ou Ge, sont les plus utilisés pour les bolomètres en dessous de 4K. Le matériau doit être intensément dopé car la résistivité intrinsèque ou d'un cristal faiblement dopé devient extrêmement grande à basse température. Lorsque le semiconducteur est dopé à une valeur proche de la transition métal-isolant, la conduction a lieu par le mécanisme de saut (variable range hopping) décrit par Efros et Shlovskii.

La difficulté de réaliser des matériaux dopés uniformément par les méthodes classiques de fusion et cristallisation dirigée du Ge ou Si ultra pur ont conduit à développer (Haller à Berkeley) une technique de bombardement d'un cristal de Ge ou de Si par des neutrons thermiques (25keV). Pour du Ge, des atomes vont être transmutés en Ga, As et Se. Par cette technique, des atomes accepteurs de Ga sont produits en excès par rapport à la somme des atomes donneurs As et Se, avec un coefficient de compensation de 0,32. Plusieurs mois sont nécessaires pour que toutes les réactions soient terminées et un recuit est nécessaire pour éliminer les défauts cristallins créés. Le dopage obtenu ainsi est parfaitement homogène.

La loi de résistivité obtenue suit la théorie de Mott :

$$\rho(T) = \rho_0 \cdot \exp\left[\left(\frac{\Delta}{T}\right)^n\right]$$

n vaut 1 ; 1/2 ; 1/4 selon la gamme de température considérée, les taux de dopage et de compensation.

Le coefficient de température obtenu est négatif. On l'exprimera sans dimension à partir de la loi de résistivité :

$$A = \frac{R}{T} \cdot \frac{dR}{dT} = -\frac{1}{n} \cdot \left(\frac{\Delta}{T}\right)^n$$

Des valeurs typiques de A = 6...15 sont obtenues entre 20mK et 300mK.

Sous forte polarisation, des effets non-ohmiques peuvent être décrits par un modèle de découplage électrons-phonons ou un modèle d'effet de champ électrique.

$$P = V \cdot I = g\Omega \cdot (T^6 - T_{phonon}^6)$$

$$\rho(T, E) = \rho(T, 0) \cdot \exp\left(-\frac{qL_h}{k_B T}\right)$$

Les deux effets sont en fait difficilement différenciables expérimentalement et l'origine physique soumise à discussion. Ces modèles nous permettent d'évaluer les limites d'utilisation d'un thermomètre de dimensions connues. Des valeurs typiques sont de l'ordre de 10-20W/cm³/K⁶ et L_h=10-20nm pour le NTD-Ge.

Un autre type de thermomètre est réalisé par implantation ionique des dopants dans du Si pur. Cette technique permet de réaliser les thermomètres avec les méthodes de lithographie.

3.2 Matériaux binaires

De nombreux alliages présentent une transition métal-isolant (TMI) et, dans le régime isolant, se comportent comme des isolants d'Anderson. Ils sont généralement constitués d'un métal et d'un semiconducteur (AuGe, NbSi, ...). Dans le Nb_xSi_{1-x}, la TMI a lieu pour une composition x=9%. Il a la particularité d'avoir un bon

couplage électron-phonon ($g=100\text{W}/\text{cm}^3/\text{K}^5$), ce qui le rend intéressant pour la réalisation de thermomètres en couches minces ($<1\mu$).

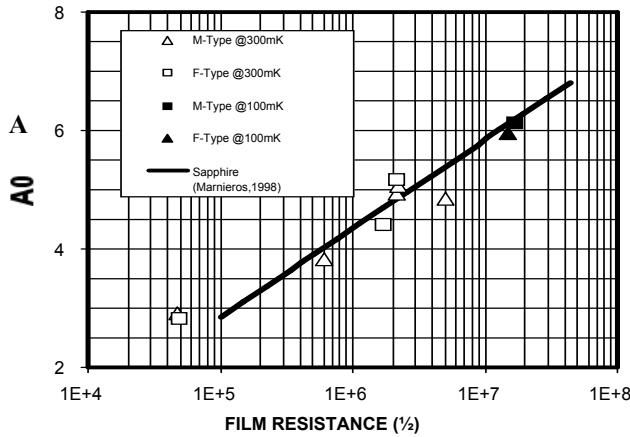


Figure 7 : Sensibilité sans dimension de films de NbSi

Les compositions varient entre 7-8.5% Nb ; la géométrie du film est 100mmX400mmX100nm, déposé sur une membrane de Si_3N_4 ; la ligne est obtenue à partir de mesures réalisées sur un substrat en sapphire ($A=-n.\ln(\rho/\rho_0)$, $\rho_0=5.10^{-4}\Omega\text{m}$, $n=0.65$).

3.3 Thermomètres basés sur la transition métal-supraconducteur

La variation rapide de la résistance d'un film à la transition supraconducteur-normal peut être mise à profit pour atteindre des valeurs élevées du coefficient de température. Ils peuvent être construits à partir d'un métal supraconducteur seul ou d'une superposition de deux métaux pour ajuster la température de transition (effet de proximité). Ces alliages permettent d'ajuster la température de transition du film entre 100-700mK une d'obtenir une sensibilité adimensionnelle de l'ordre de 100-1000.

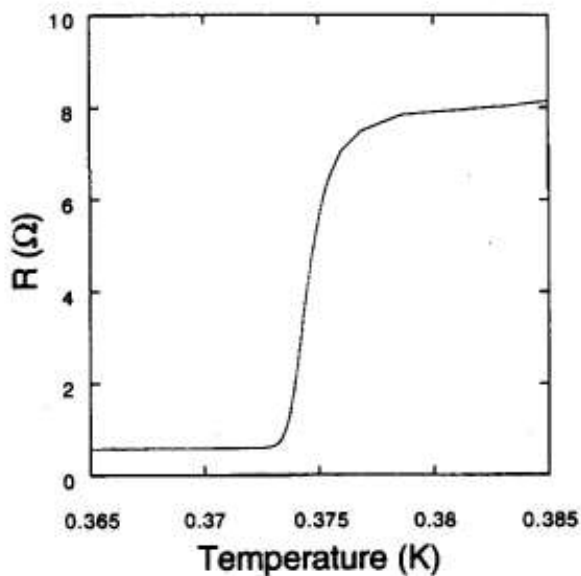


Figure 8 : Transition supraconducteur-normal d'un film de Ti 1.5mmX1.5mmX40nm ; A=1000 [37]

3.4 Méthodes de lecture

On montre que le bruit d'un bolomètre optimisé est de l'ordre de grandeur du bruit Johnson de la résistance. On adaptera donc le premier étage de lecture à l'impédance du thermomètre. Les solutions classiques aux basses températures sont à base de FET, l'impédance adaptée des thermomètres se situe entre 1-10MΩ.

Les circuits de lectures comportent toujours une polarisation et un étage amplificateur. Les thermomètres à coefficient de température négatif seront généralement polarisés à courant constant pour éviter le problème d'instabilité thermique. Dans le cas des thermomètres à coefficients de température positif, c'est la polarisation en tension qui est préférée pour la même raison.

AMPLI	T _{ut}	S _v (100Hz) V/Hz ^{1/2}	S _I A/Hz ^{1/2}	T _{BRUIT} =S _v *S _I /k _B	R* _{=S_v/S_I}
BIPOLAIRE	300 K	1 nV	1 pA	2 K	1 kΩ
JFET Si	300 K	1 nV	1 fA	20 mK	1 MΩ
JFET Si	150 K	1 nV	0.1 fA	2 mK	10 MΩ
MOSFET Si	4 K	1 μV	<<0.1fA	200 mK	>>100 GΩ
FET AsGa	4 K	1 nV	1 fA	2 mK	1 MΩ
SQUID	4 K		1 pA	20 μK	1 mΩ

Tableau 1 : Performances des amplificateurs [d'après A.Benoit,1996]

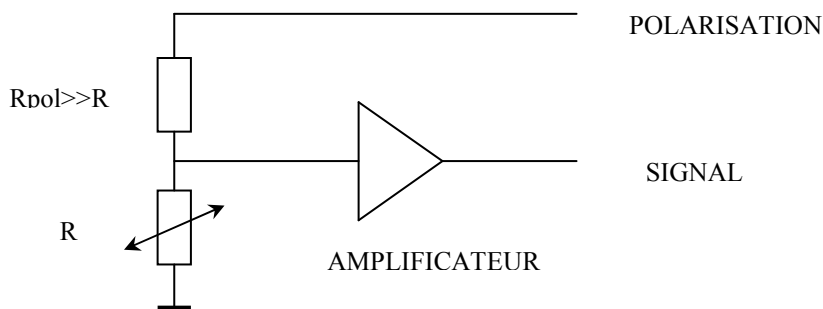


Figure 9 : Schéma de polarisation d'un thermomètre à coefficient de température positif

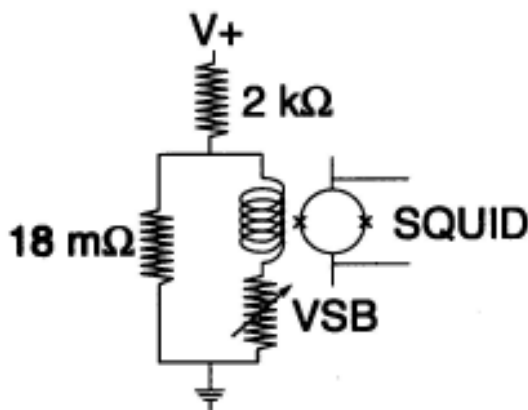


Figure 10 : Schéma de polarisation en tension d'un film à la transition supra-normal

4. Analyse des bruits dans un bolomètre

D'une manière générale, tout ce qui apporte de l'énergie au niveau du bolomètre ou tout signal électrique qui se superpose au signal utile est susceptible de produire du bruit.

4.1 Les bruits fondamentaux

La thermodynamique impose une limite aux fluctuations des grandeurs statistiques des systèmes à l'équilibre. Le bolomètre est essentiellement système constitué d'un corps (l'absorbeur + le thermomètre) mis en contact avec un réservoir isotherme (le point froid du cryostat) et d'un élément dissipatif (le thermomètre).

4.1.1 Fluctuations thermodynamiques ou bruit de phonon

L'absorbeur et le thermomètre constitue un corps de capacité thermique C que l'on considérera à la même température T_0 que le cryostat (système à l'équilibre). Un résultat élémentaire de la physique statistique nous dit que la moyenne quadratique des fluctuations d'énergie sont données par :

$$\langle (\Delta E)^2 \rangle = k_B \cdot T_0^2 \cdot C$$

Elles se traduiront par des fluctuations de la température autour de l'équilibre par :

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

Dans le domaine fréquentiel, elle peut être décrite par sa densité spectrale de puissance $S_T(\omega)$:

$$\langle (\Delta T)^2 \rangle = \int_0^\infty S_T(\omega) \cdot d\omega$$

Dans le cadre d'un bolomètre idéal, sa sensibilité est de la forme Lorentzienne. La bande passante B est liée à la constante de temps (physique si on ne considère pas l'effet de contre-réaction thermique) : $B = 1/4\tau$.

Ainsi, la densité spectrale des fluctuations de température seront données par :

$$S_T(\omega) = \frac{\langle (\Delta T)^2 \rangle}{B} = \frac{k_B \cdot T^2}{C} \cdot \frac{4 \cdot C}{G} = \frac{4 \cdot k_B \cdot T^2}{G} [K^2 / Hz]$$

Cette relation met en évidence le lien entre ces fluctuations et l'existence d'une liaison thermique, élément dissipatif du système. On peut interpréter ces fluctuations par le passage d'énergie sous la forme de quanta (bruit de phonons).

Pour le détecteur, nous nous intéressons aux fluctuations équivalentes en terme de puissance reçue. C'est le concept de NEP :

$$NEP_{phonon} = \sqrt{G^2 \cdot S_T(\omega)} = \sqrt{4 \cdot G \cdot k_B \cdot T^2} [W / Hz^{1/2}]$$

Cette approche est basée sur l'hypothèse d'un système à l'équilibre thermique. En réalité, le bolomètre, lorsqu'il est soumis à un rayonnement, verra la température de l'absorbeur s'élever par rapport à T_0 . J.C.Mather a étudié

l'influence du non-équilibre en prenant en compte la répartition de température dans le lien thermique [Mather,1982]. Il a établi que l'on surestimait ainsi la contribution du bruit de phonon de l'ordre de 30%.

4.1.2 Bruit Johnson

Par des considérations similaires, on montre que les fluctuations de tension aux bornes d'une résistance électrique R sont décrites par :

$$S_V(\omega) = 4 \cdot k_B T \cdot R [V^2 / Hz]$$

Ces fluctuations ont un support spectral qui s'étend jusqu'à $f = k_B T / h$, largement supérieur à la bande passante du détecteur. Elles apparaîtront donc comme un bruit blanc aux fréquences qui nous intéressent.

4.1.3 Influence de la contre-réaction thermique

La contre-réaction thermique introduit un mécanisme qui compense les fluctuations de tension aux bornes de la résistance. Prenons le cas d'une résistance à coefficient de température négatif, polarisée à courant constant. Supposons une fluctuation positive de tension aux bornes de la résistance, elle entraînera une augmentation de la puissance dissipée, donc de la température. La résistance va décroître et la tension à ses bornes aussi. C'est le mécanisme de contre-réaction négative. La prise en compte correcte de ces effets demande de modéliser les transferts d'énergie dans le bolomètre. J.C.Mather [Mather,1984] a publié une analyse de ce problème dans le cadre d'un bolomètre idéal (absorbeur et thermomètre isothermes). Il propose une expression pour le bruit Johnson :

$$NEP_{Johnson}(\omega) = \sqrt{4 \cdot k_B T \cdot P_{el}} \cdot \frac{Z - R}{Z + R} \cdot (1 + i \cdot \omega \tau)$$

En tenant compte des relations établies pour le modèle idéal, on peut réécrire cette expression sous la forme suivante :

$$NEP_{Johnson}(\omega) = \sqrt{4 \cdot k_B T \cdot P_{el}} \cdot \frac{G_d}{\alpha \cdot P_{el}} \cdot (1 + i \cdot \omega \tau)$$

Cette discussion est importante dans le cas des méthodes utilisant la contre-réaction thermique extrême. La modélisation de Mather permet d'estimer la NEP relative aux bruits fondamentaux ($\omega \ll 1/\tau$) :

$$NEP^2 = 4 \cdot k_B T^2 \cdot G_d + 4 \cdot k_B T \cdot P_{el} \cdot \left(\frac{\tau_e}{\tau} \right)^2$$

Elle prévoit que l'on pourrait pratiquement supprimer la contribution du bruit Johnson aux basses fréquences sans modifier la contribution du bruit Johnson.

4.2 Bruits liés à l'environnement

4.2.1 Stabilité du bain cryogénique

Au spectre des fluctuations de température du bolomètre dû au bruit de conduction thermique décrit plus haut peut s'ajouter un spectre dû aux fluctuations de température du bain cryogénique. Celle-ci est en général limitée aux très basses fréquences, mais du fait de la réduction très sensible des capacités calorifiques aux très basses températures des éléments constituant les réfrigérateurs, des perturbations aux fréquences de modulation des bolomètres peuvent être un problème.

Ce problème concerne en particulier l'utilisation de système à dilution en cycle ouvert (Benoit, 1990) où des fluctuations de l'ordre de $1\text{mK}/\text{Hz}^{1/2}$ à 10Hz . Des dispositifs de filtrages thermiques permettent en général de se débarrasser de ces problèmes. Par exemple, l'emploi d'un matériau à haute chaleur spécifique (H_0) sur l'instrument Planck/HFI (dilution à 100mK) permet d'obtenir une stabilité thermique de $20\mu\text{K}/\text{Hz}^{1/2}$ jusqu'à une fréquence de 0.01Hz .

4.2.2 Microphonie

Une source de bruit parasite est dû aux vibrations mécaniques. Elles peuvent exister des modes propres de vibration de la structure. Le déplacement des fils dans un champ magnétique ou des phénomènes de piézo-électricité peuvent induire un signal électrique parasite. Les précautions à prendre sont de fixer correctement les câbles et de réduire au maximum leur longueur.

4.2.3 Perturbations électromagnétiques

L'impédance élevée des bolomètres ($10\text{M}\Omega$) des amplificateurs rend le dispositif particulièrement sensible aux perturbations électromagnétiques de l'environnement (émission radio, GSM, ...). Généralement, le blindage des circuits, le filtrage des liaisons et les précautions d'usage dans le domaine permettent de s'affranchir des inductions directes de signal au niveau de la lecture électrique car est limitée aux basses fréquences (modulation). Par contre, les courants induits aux hautes fréquences dans le bolomètre introduisent une puissance parasite qui, à cause des faibles flux mesurés ($10\text{-}1000\text{pW}$), modifient son point de fonctionnement et réduisent sa sensibilité.

5. Optimisation du bolomètre

5.1 Objectif

L'optimisation d'un bolomètre concerne le problème de l'adaptation des éléments constructifs du bolomètre aux conditions d'utilisation. Dans le domaine IR, le problème fondamental de l'optimisation consiste à obtenir la meilleure sensibilité (NEP) pour une puissance incidente donnée pour une température T_0 du cryostat. En pratique, d'autres considérations peuvent entrer en ligne de compte. En particulier, le temps de réponse du bolomètre est souvent un problème qui conduit à ne pas se placer à l'optimum de sensibilité.

Plusieurs articles traitent de ce problème dans le cadre de la bolométrie IR [Chanin&Torre,1984][Griffin&Holland,1988]. Une solution purement analytique a également été présentée à l'école d'Aussois [Benoit,1996].

5.2 Optimisation en 3 étapes

Dans le problème fondamental, nous cherchons donc à minimiser la contribution des bruits intrinsèques du bolomètre. Nous reprenons donc l'expression relatives aux bruits de phonon et Johnson dans le formalisme de Mather :

$$NEP^2 = 4 \cdot k_B T^2 \cdot G_d + 4 \cdot k_B T \cdot \frac{G_d^2}{\alpha \cdot P_{\acute{e}l}}$$

Nous pouvons l'écrire autrement en introduisant le bruit équivalent en température du thermomètre :

$$NET = \sqrt{\frac{4 \cdot k_B T}{\alpha^2 \cdot P_{\acute{e}l}}} [K / Hz^{1/2}]$$

La NEP du bolomètre devient donc :

$$NEP^2 = 4 \cdot k_B T^2 \cdot G_d + G_d^2 \cdot NET^2$$

L'optimisation est à réaliser sur trois paramètres libres :

- La puissance de polarisation qui entraîne un échauffement de l'absorbeur mais aussi une réduction de la NET du thermomètre
- La fuite thermique G_d pourra être choisie la plus faible possible, mais elle sera limitée par l'échauffement qui résulte de la puissance incidente
- Enfin, le dernier paramètre à choisir, la température de fonctionnement du cryostat

Sans entrer dans les détails du calcul, on trouve sous des hypothèses assez générales sur la nature de la fuite thermique les résultats suivants et pour un thermomètre dont la sensibilité relative est typique des NTD-Ge ($A = 3...10$) [A.Benoit,1996] :

$$P_{\acute{e}l}^* \approx P_{ray}$$

$$G_d^*(T_0) \approx \frac{P_{ray}}{T_0}$$

La NEP du bolomètre optimisé sera finalement : $NEP^* \approx \sqrt{[15..25]} \cdot \sqrt{4 \cdot k_B \cdot T_0 \cdot P_{ray}}$

Le facteur numérique dépend du coefficient de température du thermomètre et de la nature de la fuite thermique.

On demande souvent au détecteur d'être limité par le bruit de photon (BLIP). Dans le cas particulier de l'observation du CMB dans le domaine millimétrique, cela conduit à une contrainte simple sur la température du cryostat :

$$\begin{aligned} NEP_{\text{photon}} &\approx \sqrt{2 \cdot P \nu \cdot h \nu} = \sqrt{20} \cdot \sqrt{4 \cdot k_B \cdot T_0 \cdot P \nu} \\ \Rightarrow \frac{k_B T_0}{h \nu} &= \frac{1}{40} \\ \Rightarrow T_0 &= 350 \text{mK} \cdot \frac{1 \text{mm}}{\lambda} \end{aligned}$$

On remarquera que cette condition est indépendante de la puissance reçue. On dégage ainsi la nécessité de travailler à des températures inférieures à 300mK dans le domaine millimétrique. L'optimisation d'un bolomètre ainsi conduite ne fait pas intervenir la capacité thermique, elle ne joue que sur le temps de réponse du détecteur.

Cette approche ne prend pas en compte les effets non-ohmiques et l'excès de bruit dans le thermomètre qui peuvent modifier quantitativement les résultats. L'optimisation d'un bolomètre idéal a l'avantage de donner une borne aux performances attendues et une bonne compréhension de l'influence des différents paramètres.

5.3 Influence des paramètres

Si on s'écarte des conditions de l'optimum, on peut chercher à analyser l'influence des différents paramètres indépendamment. Les graphiques sont extraits de l'article de Griffin et Holland (1988) [11] et concerne le cas d'un lien thermique de type métallique : $G(T)=G_0 \cdot (T/T_0)$. Les résultats restent qualitativement identiques dans les cas plus généraux.

Les paramètres normalisés utilisés sont les suivants :

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{T}{T_0} && \text{rapport entre la température de l'absorbeur et la température de référence} \\ \delta &= \frac{\Delta}{T_0} && \text{paramètre décrivant le thermomètre avec } \rho(T) = \rho_0 \cdot \exp\sqrt{\frac{\Delta}{T}} \\ \gamma &= \frac{P_{\text{ray}}}{g_0 \cdot T_0} && \text{paramètre de charge du bolomètre} \end{aligned}$$

La Figure 11 montre l'influence de la polarisation pour plusieurs puissances reçues par la bolomètre. Elle indique clairement que l'optimum de polarisation est relativement 'plat'. La puissance reçue peut varier au cours d'une expérience. On aura intérêt à se placer toujours au delà de l'optimum.

La Figure 12 montre que l'optimum de polarisation varie pratiquement linéairement avec la puissance reçue. L'influence de la sensibilité du thermomètre devient marginale au delà de $A=5$ ($\delta=100$).

Enfin, la Figure 13 montre que l'optimisation de la fuite thermique n'est critique non plus. On aura donc intérêt à surdimensionner ce paramètre pour éviter la dégradation de la sensibilité en cas de rayonnement incident excessif.

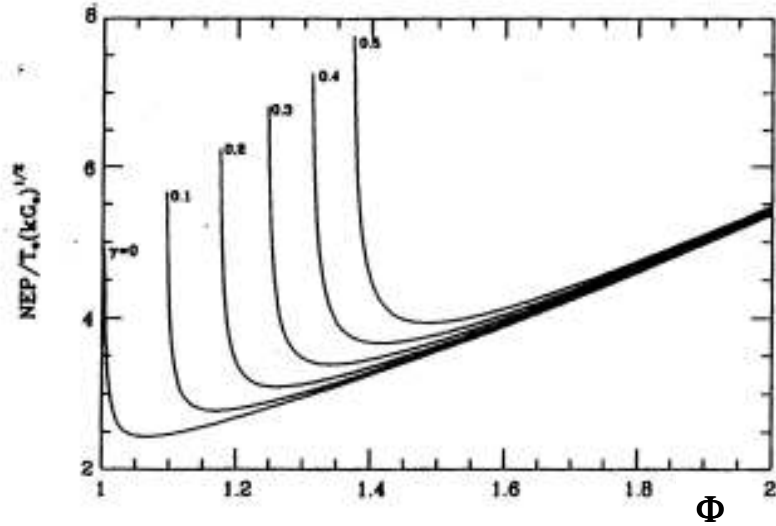


Figure 11 : Influence de la puissance de polarisation ($\delta=300 - A=8.7$)

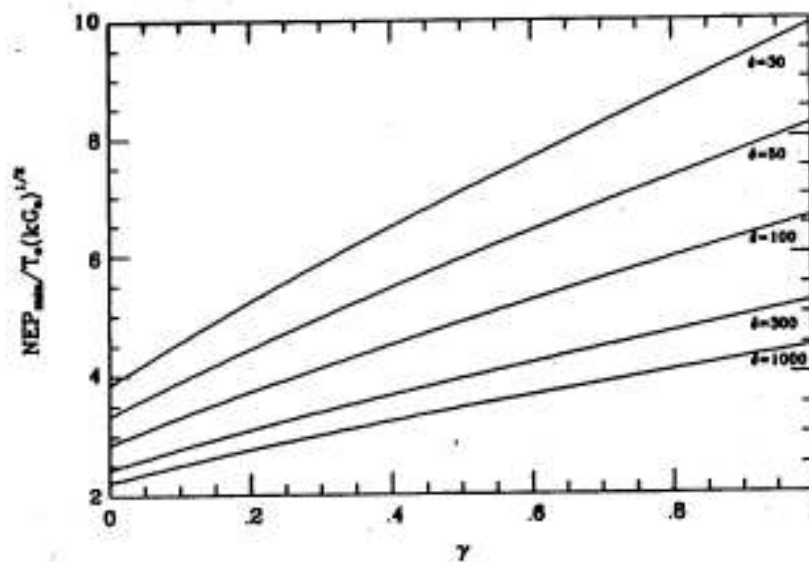


Figure 12 : Influences combinées du paramètre de charge et de la nature du thermomètre ($A=2.7...16$)

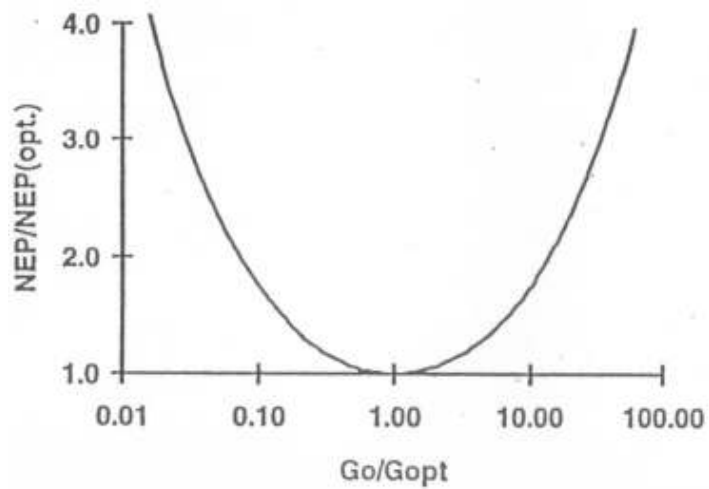


Figure 13 : Influence de la fuite thermique

6. Technologie des détecteurs

6.1 Données sur les structures isolantes

Le contrôle du lien thermique entre l'absorbeur et la référence isotherme est essentiel pour optimiser les performances d'un bolomètre. Les faibles flux conduisent à rechercher des structures qui sont à la fois peu conductrices de la chaleur et rigides mécaniquement (microphonie). Les performances ultimes d'un bolomètre sont données par la relation : $NEP_{ph} = \sqrt{4 \cdot k_B \cdot G \cdot T^2}$.

Les techniques de la microfabrication permettent de réaliser des membranes de Si ou de Si_3N_4 d'une épaisseur de l'ordre de $1\mu m$ et ensuite de définir des motifs qui peuvent avoir des allongements importants.

La conductivité thermique d'un matériau dépend de la chaleur volumique et du libre parcours des porteurs (électrons ou phonons) par la relation suivante : $k = \frac{1}{3} \cdot \tilde{C} \cdot v \cdot \lambda$. Ce sont les matériaux diélectriques et amorphes qui offrent les conductivité thermiques les plus faibles. Dans les structures réalisées, les auteurs notent souvent que la conductance thermique ne peut pas être décrite par un simple modèle de diffusion de la chaleur. Citons les valeurs obtenues sur des structures en Si_3N_4 (APL 72, 1305 (1998) et PRL 81, 2958 (1998)) :

- membrane pleine ($e < 1\mu m$) $k = 0,0145 \cdot T^{1.98} \quad (W / K / m)$
- poutres $25\mu m$ de large $k = 0,00158 \cdot T^{1.54} \quad (W / K / m)$
- poutres $4\mu m$ de large $k = 0,00063 \cdot T^{1.47} \quad (W / K / m)$

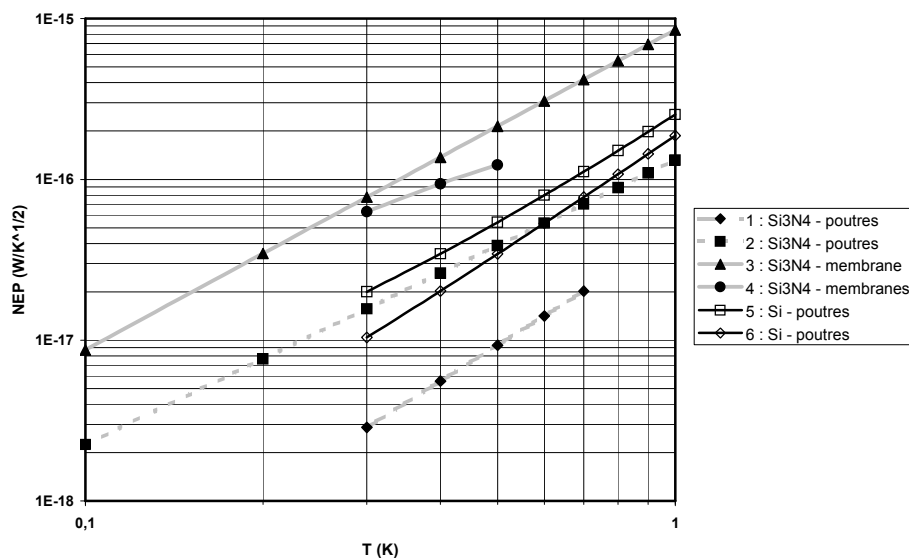


Figure 14 : Performances ultimes des structures isolantes

1. Données Sider Web, 8 poutres de Si_3N_4 $1mm \times 4\mu m \times 1\mu m$
2. Leivo (APL, 72 (11), 1998) : 4 poutres Si_3N_4 $100\mu m \times 25\mu m \times 200nm$
3. Leivo (id) : membrane pleine de $0.4mm \times 0.4mm \times 200nm$
4. Membrane CSNSM (NIMA 444 (2000) 419-422) : Si_3N_4 $5mm \times 5mm \times 100nm$
5. LETI [30] : 4 poutres Si $0.7mm \times 5.9\mu m \times 5\mu m$
6. LETI [30] : 4 poutres texturées Si $0.7mm \times 4.7\mu m \times 5\mu m$

6.2 Le bolomètre composite

Les principaux progrès dans la réalisation des bolomètres ont été obtenus en séparant les trois fonctions principales, ce qui permet de les ajuster de façon indépendante :

- le lien thermique;
- l'absorbeur;
- le thermomètre

Avant l'utilisation des techniques de microfabrication, le schéma technique d'un bolomètre suivait celui de la Figure 15. L'absorbeur est suspendu par des fils de Nylon ou de Kevlar, ou simplement par les liaisons électrique du thermomètre. L'absorbeur est déposé sur un substrat de saphir ou de diamant (faible chaleur spécifique grâce à une haute température de Debye). Le thermomètre est ensuite rapporté sur le substrat; il s'agit dans la plupart des applications à haute sensibilité de cristaux NTD-Ge. Un soin particulier est apporté pour ne pas ajouter de matériaux qui pénaliseraient l'inertie thermique du détecteur à basse température (colles, soudure). Avec ces techniques; les performances sont limitées à 10^{-16} W/Hz^{1/2} à 300mK.

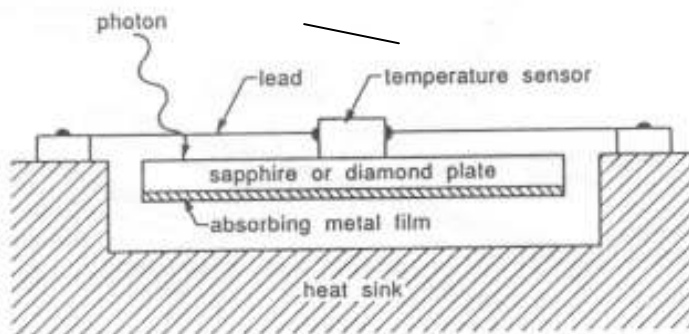


Figure 15 : Schéma d'un bolomètre composite

Dans les applications millimétrique et submillimétriques, l'absorbeur est constitué d'une couche de métal résistif dont l'impédance (la résistance de surface) doit être optimisée. Sa conception suit quelques propriétés optiques simples.

Une couche métallique mince (d'épaisseur \ll que la profondeur de pénétration) absorbe au maximum 50% de l'énergie de l'onde plane incidente si $R_C = 1/\sigma e = Z_0/2$ où $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377\Omega$ (impédance du vide).

Pour la plupart des métaux conducteurs, cela conduit à des épaisseurs de l'ordre de qq nm. Cela pose souvent des difficultés techniques insurmontables : l'or est un exemple classique, il faudrait une épaisseur de 2nm uniforme or ce métal a tendance à d'abord se déposer en gouttellettes avant de former une couche continue au delà de 10-20nm. Pour ces raisons, le bismuth, dont l'épaisseur optimale varie entre 50-150nm selon les cas, est généralement utilisé pour les couches absorbantes continues.

Les conditions d'impédance optimale varient en fonction du substrat. Si le film est déposé sur un diélectrique d'indice de réfraction n , on montre que l'impédance qui conduit à l'absorption maximale est :

$$\frac{R_C}{Z_0} = n + 1; \quad A^{MAX} = \frac{4n^2}{(n+1)^3}$$

Dans ces conditions, le substrat peut être le siège d'ondes stationnaires qui forment des interférences et rendent l'absorption dépendante de la longueur d'onde. Une autre condition d'adaptation existe pour éviter la réflexion film/substrat (si le rayonnement traverse d'abord le substrat) :

$$\frac{R_C}{Z_0} = n - 1; \quad A^{MAX} = \frac{4(n-1)}{(n+1)^3}$$

Les substrats ont un indice n qui varie entre 2-4. La deuxième condition conduit donc à des résistances de surface voisines de 200Ω .

Une variante intéressante est celle d'une couche supraconductrice, qui a en principe une résistance de surface nulle. Lorsque les photons incidents ont une énergie supérieure à celle du gap : $h\nu > 2\Delta \approx 1,76k_B T_C$ (à 0K), la résistivité du film montre une partie réelle dans la conductivité (rupture des paires de Cooper) et tend vers la résistance normale pour des fréquences du rayonnement élevées. A condition d'utiliser des matériaux à faible T_C (inférieure à 1K pour le millimétrique), ils peuvent parfaitement servir d'absorbeur. Cette propriété trouve des applications dans le réalisation de matrices de détecteurs avec des thermomètres supraconducteurs.

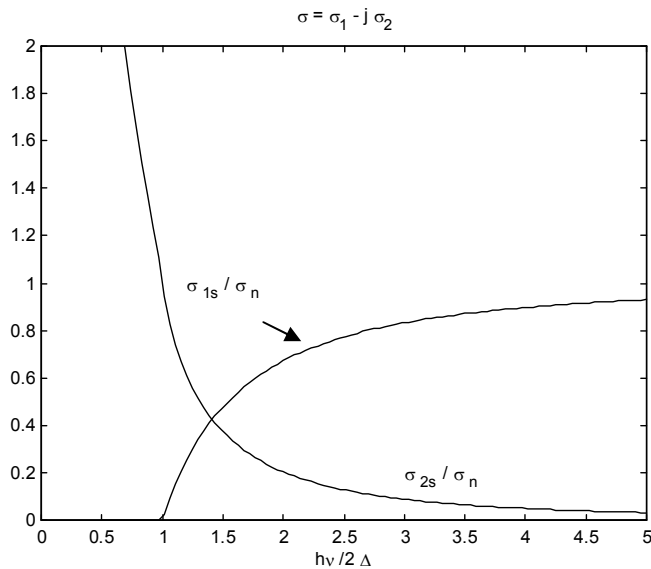


Figure 16 : Impédance complexe de surface d'un matériau supraconducteur (*Tinkham, 'Introduction to superconductivity'*)

6.3 Bolomètres sur membranes de Si_3N_4

Voir cours oral.

6.4 Le 'Spider Web Bolometer' (Caltech)

Le 'Spider Web Bolometer' a été développé à Caltech et est actuellement utilisé dans la plupart des expériences sensibles pour la mesure du rayonnement cosmologique ($\lambda=0.8-2.4\text{mm}$) [12,13]. Son originalité vient de la réalisation de l'absorbeur qui est usiné par attaque chimique pour réaliser une grille. Si le pas de la grille est petit devant la longueur d'onde, elle se comporte comme une couche résistive continue dont les conditions d'adaptation ont été décrite ci-dessus. La fraction de surface occupée par la grille est de l'ordre de qq% de la surface totale. L'épaisseur de métal à réaliser pour atteindre la condition d'adaptation est augmentée dans la même proportion, permettant d'utiliser l'or comme absorbeur. La fuite thermique peut être rendue très faible grâce à la bonne tenue mécanique du nitrure et à la faible masse suspendue.



Dans la vue (Figure 17), la grille absorbante a un diamètre de 2.6mm, les poutres ont une largeur de $4\mu\text{m}$ et une épaisseur de $1\mu\text{m}$. Le thermomètre est un cristal de NTD-Ge de $255\mu\text{m}^3$ rapporté manuellement.

Figure 17 : Vue du 'Spider Web Bolometer'

Les performances obtenues sont les suivantes :

$T = 300\text{mK}$	$\text{NEP} = 1,5 \cdot 10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$	$\tau = 11\text{ms}$	$C = 1\text{pJ/K}$
$T = 100\text{mK}$	$\text{NEP} = 1,5 \cdot 10^{-18} \text{ W/Hz}^{1/2}$	$\tau = 1,5\text{ms}$	$C = 0,4\text{pJ/K}$

La technique utilisée permet, avec l'utilisation des couches supraconductrices, d'utiliser des méthodes de microfabrication pour l'ensemble du processus [16].

6.5 Le bolomètre à antenne

Une évolution dans le principe de séparation des fonctions d'un bolomètre consiste à utiliser une antenne plane pour capter l'onde électro-magnétique incidente. L'énergie peut alors être dissipée dans un élément résistif dont le dimensionnement suit des conditions d'adaptation d'impédance qui dépendent de la géométrie de l'antenne et de la nature du substrat. Ainsi, le bolomètre ne comporte que l'élément dissipatif et sa taille ne dépend plus de la longueur d'onde incidente. Des applications existent depuis de nombreuses années à température ambiante (voir en particulier [34]). A basse température, les réalisations sont encore à l'état de démonstration [36], même si les avantages de ces dispositifs à basse température ont clairement été mis en évidence [35].

On peut reprendre l'estimation des performances d'un bolomètre à antenne de [35] en supposant que le thermomètre est réalisé dans un matériau supraconducteur et de taille suffisamment faible ($2 \times 2 \mu\text{m}^2$) pour que la résistance de Kapitza domine : $NEP \approx 7.10^{-16} \cdot T^{5/2} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $\tau \approx 10^{-8} \cdot T^{-2} \text{ s}$.

Le détecteur qui suit n'applique pas ce principe. Il s'agit d'un détecteur qui fonctionne à 4K où le thermomètre est aussi l'élément dissipatif. Il est constitué d'un mince film de Nb réalisé par lithographie électronique et suspendu dans le vide ($L=20\text{mm}$, $l=100\text{nm}$; $e=100\text{nm}$). La résistance à l'état normal doit réaliser la condition d'adaptation [35] : $R = Z_0 / \sqrt{2(1 + \varepsilon)}$, ce qui donne 75Ω sur le silicium. La sensibilité à la température est liée à la formation d'une zone à l'état normal au centre du film ('Hot Spot Bolometer') dont l'étendue dépend de la puissance dissipée. On modélise assez facilement la réponse électrique d'un tel bolomètre (Figure 18, d'après les informations aimablement communiquées par A.Lukkanen).

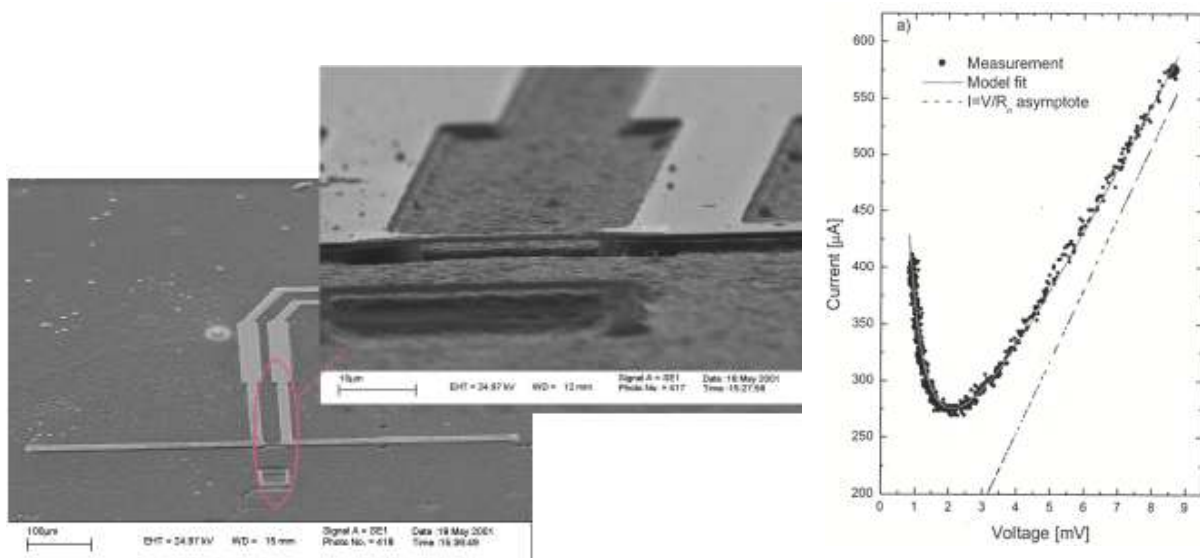


Figure 18 : Réalisation d'un bolomètre à antenne dipôle (info Meteorex, Finlande)

7. Matrices de détecteurs

7.1 Discussion du problème

Les matrices de détecteurs posent deux problèmes distincts : celui de la réalisation des détecteurs et celui de la lecture des signaux. Le problème de la réalisation trouve des solutions avec les méthodes de la micro-fabrication qui permettent de réaliser de façon collective un grand nombre de détecteurs. La seule véritable contrainte est d'utiliser les matériaux et techniques standards de la microélectronique. La seconde, c'est le problème du multiplexage des signaux, technique indispensable pour résoudre les problèmes de connexion qui se posent au delà d'une centaine de détecteurs.

Les critères classiques pour comparer et classer les détecteurs matriciels seront :

- la sensibilité d'un pixel
- le domaine de sensibilité
- la taille des pixels
- le facteur de remplissage
- la taille de la matrice (nb de pixel)
- l'homogénéité des propriétés des pixels sur la matrice (éventuellement, le taux de défaillance)

Le domaine du millimétrique et submillimétrique pose également le problème intéressant de la technique utilisée par un élément du détecteur.

7.2 Réalisation collective de bolomètres

7.2.1 Bolocam (Caltech)

Bolocam est une 'caméra' développée à Caltech pour l'observation dans trois bandes de fréquences : $\lambda = 1.1, 1.4$ et 2.1mm . La matrice de détecteur comporte 151 bolomètres de type 'Spider Web' [32] (Figure 19). L'objectif pour les détecteurs est d'obtenir une NEP de $3.10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$ à 300mK (le rayonnement attendu est de 8pW). La fabrication des structures isolantes, les contacts et la métallisation des absorbeurs sont réalisés avec les techniques de microfabrication, mais les thermomètres en NTD-Ge sont rapportés manuellement. Enfin, la lecture des détecteurs est réalisée de manière directe. La connexion entre l'étage à 300mK et le 4.2K est réalisée avec des paires torsadées de fils de manganin (1 paire par détecteur). Avec une longueur de 10cm , la charge thermique amenée sur l'étage froid est de $18\mu\text{W}$. C'est cette technique qui est également retenue pour l'instrument SPIRE de la mission FIRST de l'ESA (2007).

Quelques adresses Web :

<http://casa.colorado.edu/~jglenn/bolocam.html>

http://technology.jpl.nasa.gov/gallery/microchips/micro_index.html

<http://www.inaoep.mx/~danrosa/cryposter/node4.html>

7.2.2 Mambo2 (MPfir)

MAMBO est un instrument développé au Max-Planck Institut pour le télescope de 30m de l'IRAM à Pico Veleta (Espagne). Le cryostat fonctionne à 300mK pour une observation à $\lambda = 1.2\text{mm}$. Les matrices de bolomètres en développement comportent 177 bolomètres construits sur des membranes de Si_3N_4 avec des thermomètres NTD-Ge. Les bolomètres sont intégrés dans des cavités résonnantes et utilisent des cônes de lumière.

Voir : <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/div/bolometer/mambo117/mambo117.html>

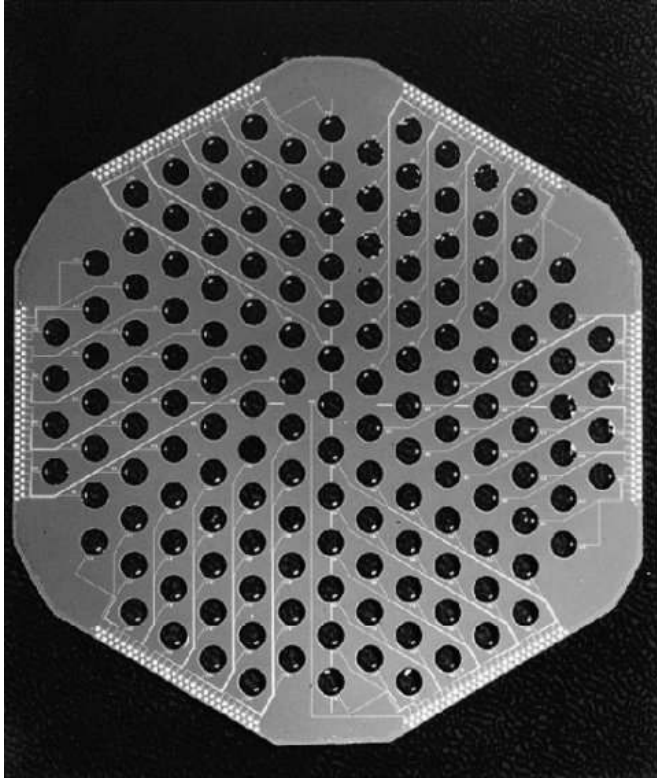


Figure 19 : Matrice de détecteurs pour Bolocam

Matrice de bolomètres de type Spider Web : les absorbeurs ont un diamètre de 2mm, les structures isolantes comportent 16 poutres de Si_3N_4 de $0.5\text{mm} \times 4.5\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$, l'épaisseur du wafer de 3" est de $200\mu\text{m}$.

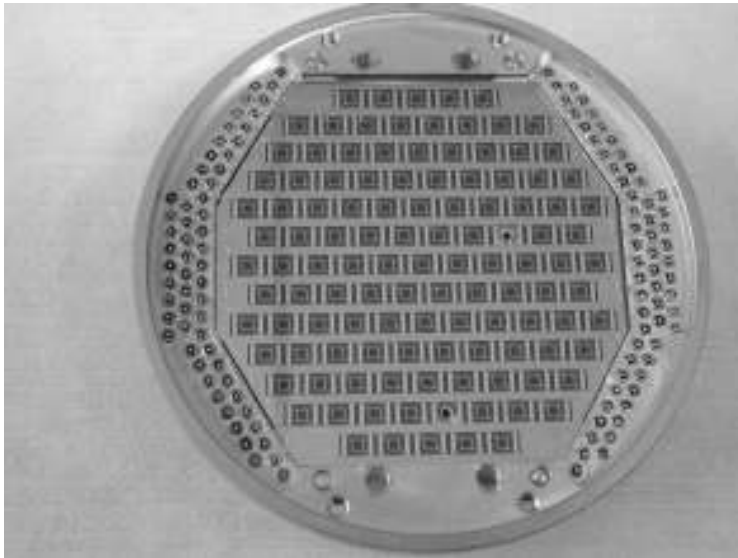


Figure 20 : Matrice de détecteurs pour l'instrument Mambo2

7.2.3 Matrice à haute densité (P.L.Richards / Berkeley)

Une réalisation intéressante est celle de P.L.Richards [33]. Les avantages de la micro-fabrication des bolomètres spider-web avec thermomètres supraconducteurs sont utilisés pour réaliser une matrice très compacte de 32X32 bolomètres, atteignant un facteur de remplissage de 88%. Les pixels ont une forme carrée de 1.5X1.5mm. Les dépôts métalliques sont astucieusement réalisés pour que l'absorbeur et le thermomètre soient constitués du même matériaux (Ti/Al/Ti). Enfin, la cavité intégratrice est réalisée sur le wafer. Ces détecteurs sont envisagés pour le futur instrument millimétrique SCUBA2.

Voir : <http://bolo.berkeley.edu/bolometers/publications.html>

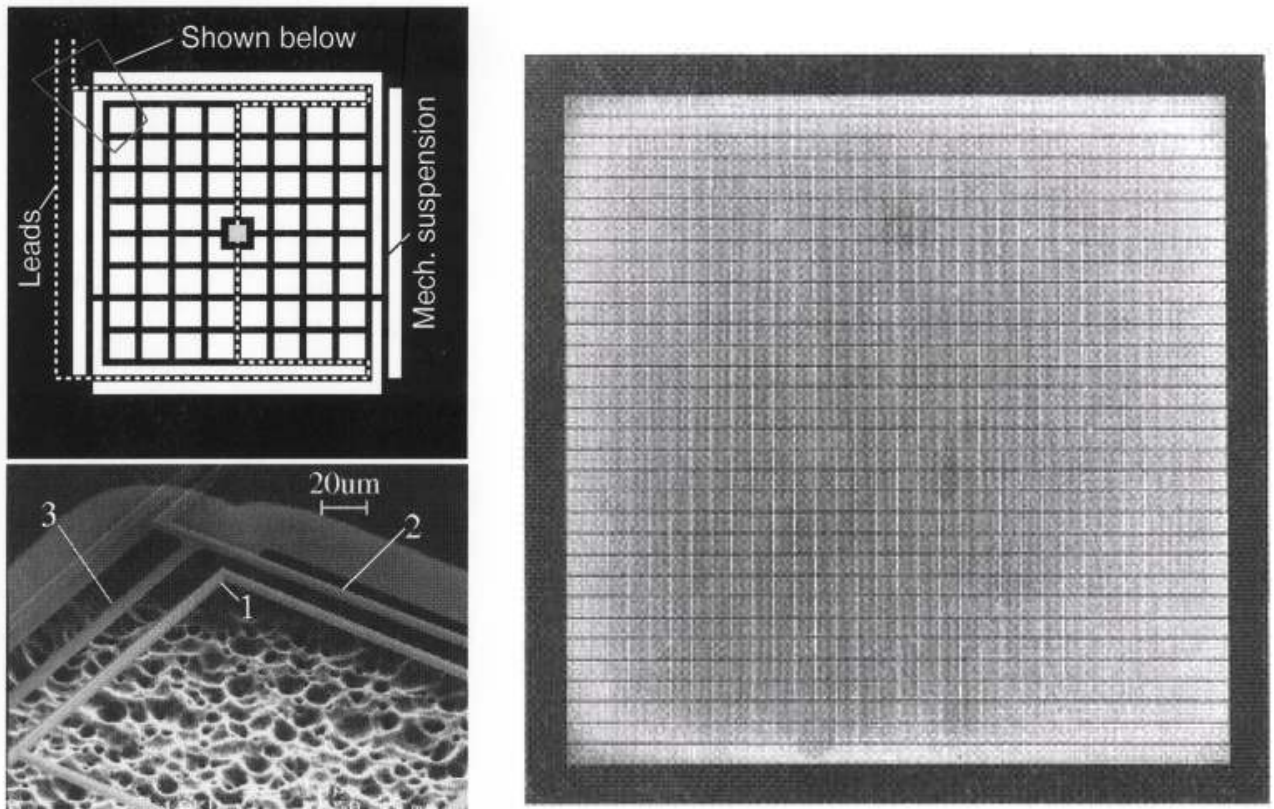


Figure 21 : Matrice de détecteur à haute densité (P.L.Richards, Berkeley)

7.3 Méthodes de multiplexage

7.3.1 Généralités

L'accroissement du nombre de détecteurs pose à la fois le problème des charges thermiques amenées sur les étages froids et celui de la réalisation du câblage. Les méthodes de lecture directes trouvent une limite pratique vers une centaine de détecteurs, avec un minimum de $2N$ fils pour N détecteurs.

Le multiplexage est un procédé qui permet d'utiliser un seul fil pour transmettre les signaux de plusieurs détecteurs. On distinguera essentiellement deux types de méthodes qui trouvent des réalisations :

- les approches temporelles où les signaux partagent le temps d'utilisation d'un même câble
- les approches fréquentielles où les signaux, après modulation, se trouvent sur des domaines distincts en fréquence

Toujours de façon générale, le procédé de multiplexage comprendra deux étapes :

- 1) la modulation, qui consiste à combiner linéairement plusieurs signaux avant la transmission dans le câble : $S(t) = \sum S_i(t) \cdot f_i(t)$; les fonctions $f_i(t)$ sont les fonctions de modulations dont on trouvera des exemples dans la figure suivante (Figure 22)
- 2) la démodulation, qui consiste à restituer les signaux originaux : si les fonctions de modulation sont judicieusement choisies (orthonormées entre elles), il suffira de multiplier le signal $S(t)$ par la fonction de modulation correspondante $S_i(t) = S(t) \cdot f_i(t)$

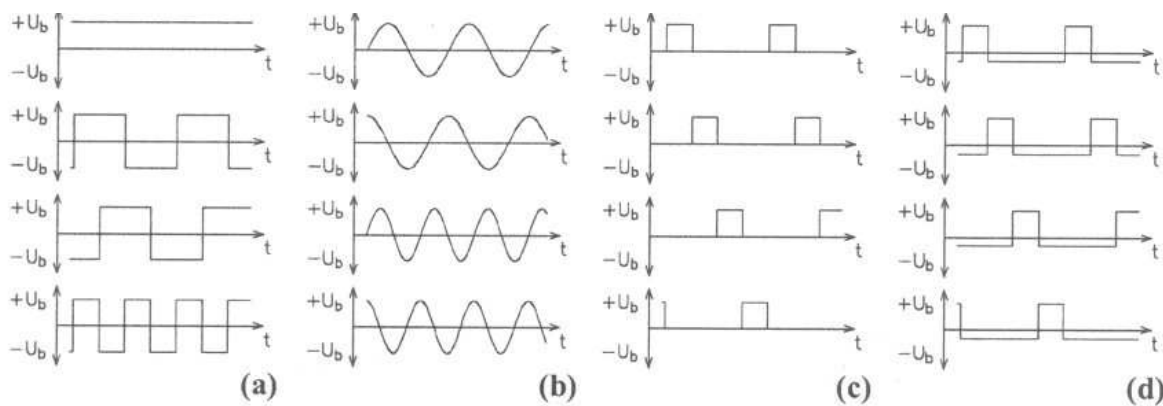


Figure 22 : Exemples de fonctions de modulation [27]

(a) code de Hadamard (b) code fréquentiel (c) multiplexage temporel (d) modification pour une meilleure utilisation de la dynamique

L'addition des bruits associés aux signaux dans l'opération de modulation dégrade le rapport signal/bruit d'un canal après démodulation si des précautions ne sont pas prises. En comparant différentes techniques de multiplexage, on s'intéressera principalement au ratio de multiplexage (c'est-à-dire le nombre de détecteurs par canal), à la bande passante disponible dans un canal, au couplage des canaux ('cross-talk') et au bruit par canal.

On examinera ici quelques solutions en distinguant les méthodes applicables aux bolomètres à haute impédance ($>1M\Omega$ ou $>G\Omega$) des méthodes utilisées pour les bolomètres à basse impédance ($<10\Omega$).

7.3.2 Multiplexage temporel de bolomètres à haute impédance

7.3.2.1 Schéma de base

Le multiplexeur décrit ci-dessous (Figure 23) réalise une lecture séquentielle de la tension aux bornes des détecteurs. On reconnaîtra un circuit de polarisation ou $R_{load} \gg R_b$ pour assurer une polarisation à courant constant (stabilité thermo-électrique des bolomètres).

Les transistors fonctionnent ici en interrupteur en appliquant une tension de grille qui contrôle la résistance du canal (Si-MOSFET, AsGa-MESFET ou HEMT). Il faut assurer une bonne conduction à l'état passant et à basse température. Une application existe à basse température (0.3K) [30] à base de MOS au silicium dopé. Le problème est d'assurer un nombre suffisant de porteurs à basse température pour maintenir une résistance faible dans le canal. En principe, la concentration des porteurs dépend de la température selon une loi :

$$n = \left(\frac{N_d N_c}{2} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_d}{2k_B T} \right)$$

où E_d est l'énergie d'ionisation des centres dopants.

Dans le semi-conducteur AsGa dopé S ou Si, l'énergie est de l'ordre de 6meV (70K!), comparée à 40-60 meV dans le silicium utilisé pour les JFETs. On ne peut donc parvenir à une bonne conduction qu'en dopant fortement le matériaux.

Les transistors HEMT (ou TEGFET) utilisant l'AsGa peuvent être utilisés aux très basses températures. La particularité est liée à la forme du canal conducteur qui se trouve à l'interface d'une hétérojonction GaAlAs et GaAs, consistant un gaz d'électron bi-dimensionnel dont la mobilité est de l'ordre de 3.10^4 cm²/Vs. Ces composants connaissent d'ailleurs des applications intéressantes comme amplificateur entre 1-4K. Utilisés comme interrupteur, les résistances du canal sont de l'ordre de 100Ω.

Le multiplexage consiste donc idéalement à mesurer successivement la tension aux bornes de chaque détecteur. Il s'agit donc d'un échantillonnage qui devra respecter le critère de Shannon pour la bande passante du détecteur : $f_{ech} = 2.f_{det}$. Si on multiplexe N détecteurs, le temps disponible pour lire le signal sera de $t_{ech} = 1/N.f_{ech}$, soit une bande passante de $1/2.t_{ech}$. Ainsi, le bruit du bolomètre sera intégré dans une bande passante plus grande que celle du signal. C'est là que l'on dégrade le rapport S/B dans le rapport $N^{1/2}$ si on ne prend pas de précautions.

Le rôle de la capacité en parallèle sur le bolomètre est de réaliser un filtre passe-bas sur le bruit. En première approximation, on ne dégradera pas le rapport S/B si on prend $RC \leq t_{det} \approx 1/2\pi f_{det}$. C'est donc ce filtre qui définira également la bande passante du signal.

Le second point qui concerne le bruit est l'influence du bruit de l'étage d'amplification. En effet, le bruit en tension de l'amplificateur contribuera au bruit du détecteur dans le rapport $e_N \cdot \sqrt{N}$.

Pour les systèmes à haute impédance, le couplage entre les signaux sera essentiellement du aux capacités parasites entre les lignes (de l'ordre de 10-100fF). Un écrantage réalisé par des pistes maintenues à un potentiel constant (masse) séparant les signaux est généralement suffisant. Le danger vient surtout des lignes de commande des transistors qui véhiculent des tensions de l'ordre de 1V et qui sont commutées rapidement.

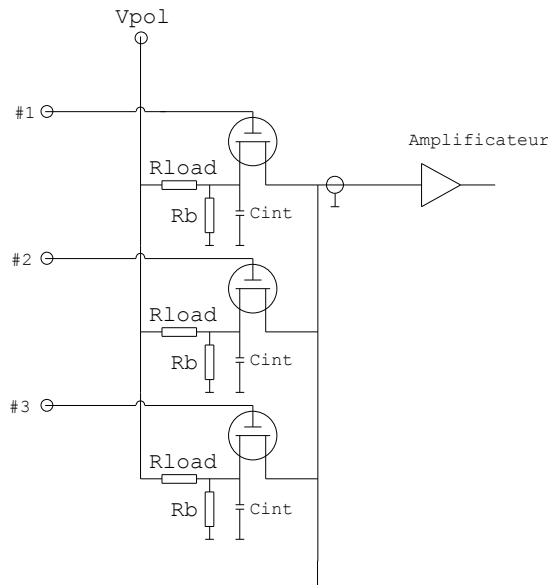


Figure 23 : Multiplexeur à transistor

7.3.2.2 Multiplexeur à HEMT (CRTBT)

Un système de multiplexage basé directement sur ce principe est actuellement étudié au CRTBT. Le bolomètre a une résistance de $10\text{M}\Omega$ à 100mK . La capacité d'intégration est de 1nF , soit une fréquence de coupure de 16Hz (bande équivalente de bruit = $1.57 \cdot 16 = 25\text{Hz}$). Si on désire multiplexer 8 détecteurs, la fréquence d'échantillonnage doit être au minimum de $8 \cdot 2 \cdot 16 = 256\text{Hz}$. Le bruit Johnson du détecteur est de $7.4 \text{ nV/Hz}^{1/2}$. L'amplificateur d'entrée doit donc avoir un bruit meilleur que $7.4 \cdot (25/2/256)^{1/2} = 1.6 \text{ nV/Hz}^{1/2}$. Cette performance est à la portée d'un amplificateur à JFET refroidi (on peut atteindre $0.3 \text{ nV/Hz}^{1/2}$). La tension aux bornes du détecteur est de 20mV .

Les HEMT utilisés sont fabriqués par FUJITSU (FHX35LG) et disponibles dans le commerce. La capacité de couplage grille-drain est de l'ordre de 0.03pF . La tension induite sur le signal au moment de la commutation est de l'ordre de $1\text{V} \cdot 0.03\text{pF} / 1\text{nF} = 30\mu\text{V}$. La charge électrique du transistor $i-1$ se retrouvera en partie sur la capacité d'intégration du détecteur i . C'est à la fois un mécanisme de couplage entre les voies et une source potentielle de bruit. Le premier étage d'amplification étant éloigné, la capacité du câble ($10\text{-}20\text{pF}$) est une source importante de couplage entre les voies. Un dispositif est prévu pour recharger l'entrée de l'amplificateur après chaque lecture avec une tension de référence fixe.

7.3.2.3 Système de multiplexage développé par le LETI

Le LETI (CEA à Grenoble) a développé dans le cadre du projet FIRST de l'ESA une solution de multiplexage à basse température à base de transistor MOS. La figure suivante (Figure 24) montre le schéma de connexion associé à un pixel [29]. On reconnaît le circuit de polarisation du bolomètre dont la branche $R(T0)$ compense partiellement les fluctuations thermique de l'étage à 300mK . L'étage intermédiaire (2K) comprend un MOS d'amplification qui permet entre autre de réduire l'impédance de sortie. Le bruit en tension du MOS d'amplification est un problème particulièrement critique. Il est mesuré à $2\mu\text{V/Hz}^{1/2}$ à 2Hz et $100\text{nV/Hz}^{1/2}$ à 500Hz . il a donc une forte composante dépendante de la fréquence. L'adaptation d'impédance de l'amplificateur conduit à utiliser des thermomètres dont la résistance est de l'ordre de 10 à $100\text{G}\Omega$ ($e_N = 1\mu\text{W/Hz}^{1/2}$ pour $100\text{G}\Omega$ à 300mK).

La réduction de la bande passante du bruit du thermomètre est réalisée par la capacité d'intégration C_{int} (1-3pF), alors que la capacité d'entrée du MOS d'amplification et de la ligne est de l'ordre de 200fF. Le système permet de multiplexer 8 pixels à une fréquence d'échantillonnage de 15Hz, ce qui laisse une bande passante du signal de l'ordre de 8Hz. Le circuit indiqué ci-dessous utilise une technique de modulation particulière qui permet de d'alterner le signal avec une tension de référence (V_r contrôlé par ϕ_{hr}) qui réalise une transposition du signal à la fréquence de modulation (500Hz). Le transistor est alors utilisé dans de meilleures conditions de bruit. D'autres signaux sont également disponibles pour le diagnostic du circuit électronique. En particulier, une capacité de calibration (C_{cal}) permet de mesurer la capacité d'intégration et la courant de fuite du transistor (le bruit en courant de l'amplificateur est essentiellement dû au bruit de grenaille du courant de fuite $i_N = \sqrt{2qi_f}$).

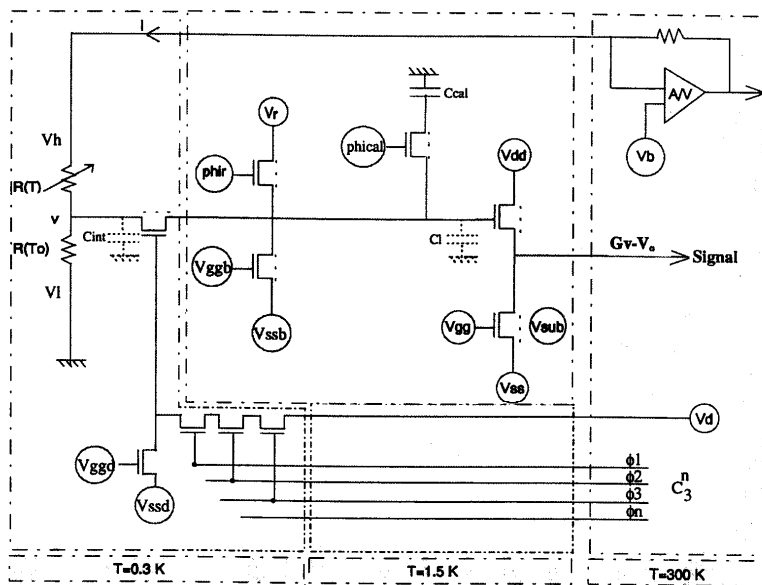


Figure 24 : Electronique de multiplexage des matrices du LETI

L'électronique est intégrée à la matrice de détecteurs de 16X16 pixels au pas de 750 μ m, adaptée aux longueurs d'onde de 250-500 μ m. La sensibilité optique de pixel est de $5 \cdot 10^{-17}$ W/Hz^{1/2} à 330mK.

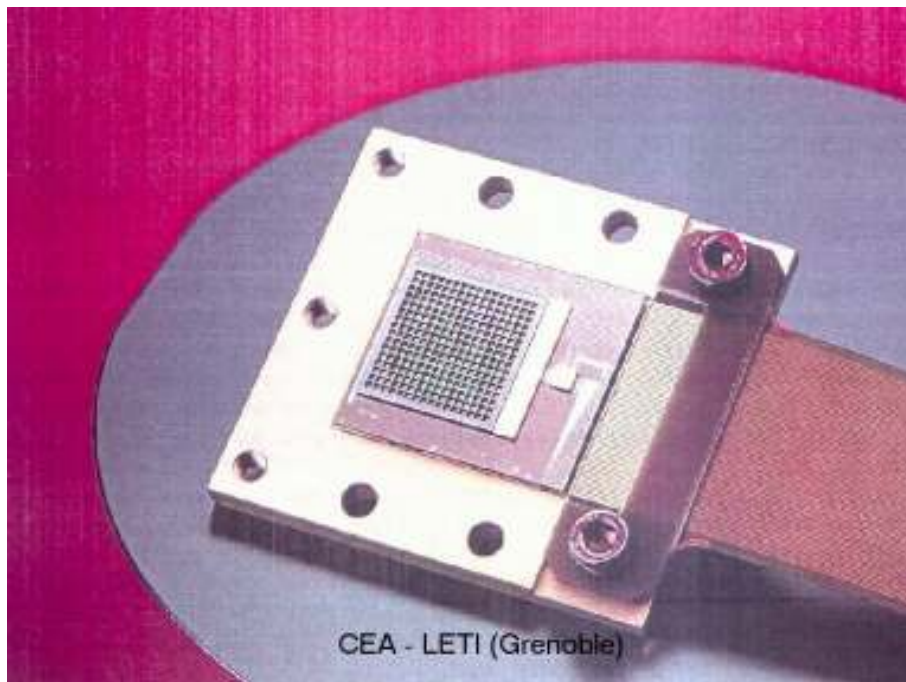


Figure 25 : Vue intégrée de la matrice de détecteurs du LETI et de l'électronique

7.3.3 Multiplexage temporel à base de SQUID

Un SQUID est un dispositif qui transforme un flux magnétique en tension. Couplé magnétiquement à une bobine, il permet de mesurer le courant qui la traverse. La Figure 26(a) montre le schéma de branchement d'un Squid commercial, avec le dispositif de polarisation en courant et de lecture de la tension. Une bobine planaire permet de coupler le Squid à la branche dont on désire mesurer le courant (L_{IN} typ 100nH) et une bobine de contre-réaction L_{fb} . Ce dispositif réalise un amplificateur dont le bruit ramené au flux dans la boucle du Squid est de l'ordre de $1-3\mu\Phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ ($1\Phi_0=2.10^{-15}$ Wb) à 4K.

Le problème du multiplexage temporel à base de SQUIDS a été discuté dans (Chernevak, 1999 [27]). Une première approche pour réaliser un multiplexage temporel consiste à alimenter un détecteur à la fois et à grouper associer la sortie des Squid en série (Figure 26b). Ainsi, ils partagent le même circuit de polarisation en courant et de contre-réaction. Seul le Squid du détecteur actif est concerné par la lecture. Ce schéma souffre de la même difficulté que celle rencontrée dans le multiplexeur à transistors : la bande passante du bruit Johnson doit être réduite si on ne veut pas atténuer le rapport S/B dans l'opération de multiplexage. On peut le réaliser en ajoutant une inductance en série dans le circuit d'entrée, la fréquence de coupure devenant $f_{L/R} = R_{TES} / 2\pi (L_{IN} + L_{NYQ})$.

Le bruit de l'étage d'amplification d'entrée limite le rapport de multiplexage. En effet, la puissance de bruit ramenée au détecteur est multipliée par la nombre de détecteurs :

$$S_I = \frac{S_\Phi}{M^2} \cdot N$$

où $M = \alpha \sqrt{L_{IN} \cdot L_{SQUID}}$ est l'inductance mutuelle entre le Squid et la bobine d'entrée

Il doit rester faible devant le bruit Johnson du thermomètre (on néglige ici l'effet du fonctionnement en régime de contre-réaction thermique extrême, voir [27]) :

$$S_{I, TES} = \frac{4k_B T}{R_{TES}}$$

Ainsi, on obtient une contrainte sur le nombre de détecteurs :

$$N_{MAX} = \frac{4k_B T \alpha^2 L_{SQUID}}{S_\Phi} \cdot \frac{L_{IN}}{R_{TES}}$$

L'inductance d'entrée est limitée par le filtrage L/R du circuit d'entrée. On montre [27] que le critère de stabilité d'un TES en régime de contre-réaction thermique impose que $f_{L/R} > 5,8 \cdot f_{TES}$.

Le dispositif envisagé au NIST permettrait de multiplexer 32 pixels avec une bande passante de 20Hz (fréquence d'échantillonnage de 75kHz).

Il existe des dispositifs qui permettent déjà un multiplexage 8X1 (Figure 27) dont l'étage de sortie réalise une adaptation d'impédance vers un amplificateur à température ambiante (Squids en série).

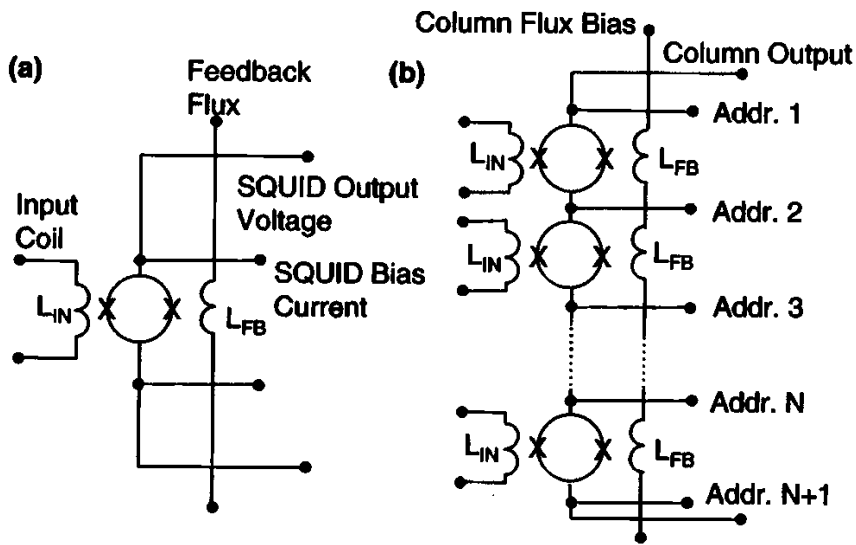


Figure 26 : Schéma de branchement d'un SQUID (a) et solution pour réduire le nombre de fils en sortie (Chernaev et al [27])

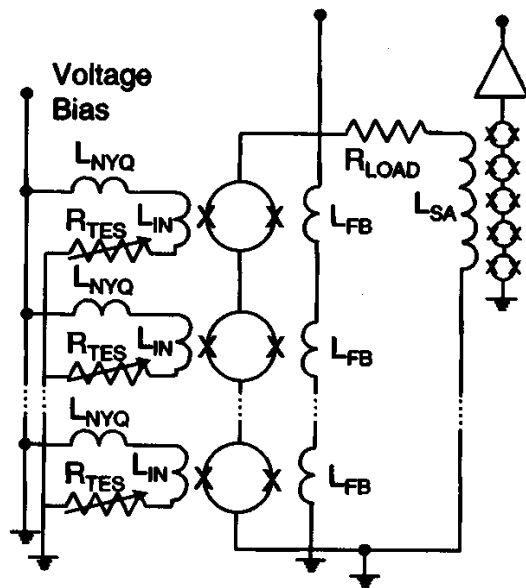


Figure 27 : Circuit de multiplexage du NIST pour 8 détecteurs à TES [27]

7.3.4 Multiplexage fréquentiel à base de SQUID

Le multiplexage temporel demande un SQUID par détecteur. Une solution alternative permet de réduire cette contrainte à été proposée par Yoon et col [28]. L'addition des signaux modulés est réalisée dans une boucle qui réalise la somme des flux générés par les N détecteurs au travers de transformateurs de couplage (Figure 28). Le courant dans la boucle est ensuite mesuré par un seul SQUID.

La modulation des signaux est simplement réalisée en polarisant les circuits des détecteurs avec une tension alternative dont la fréquence est propre à chaque détecteurs. En principe, le rapport de multiplexage est égale au rapport entre la bande passante du SQUID et celle d'un détecteur. Pour un TES en mode de contre-réaction thermique extrême, la bande passante est de l'ordre de 10kHz, celle du SQUID de 1MHz. On peut donc envisager une centaine de détecteurs.

Le bruit en courant ramené à un détecteur est donné par :

$$i_N = \frac{\Phi_N}{M_i} \cdot \frac{n \cdot L'_s + L'_f + L'_i}{M_s}$$

Pour mettre quelques chiffres, un SQUID Quantum Design serie 50 dc a les caractéristiques $L'_i=1900\text{nH}$, $M_i=10\text{nH}$ et un bruit $\Phi_N=1\mu\Phi_0/\text{Hz}^{1/2}$. Le bruit en courant $\Phi_N/M_i=0,2\text{pA}/\text{Hz}^{1/2}$. Si les transformateurs sont symétriques $L_s=L'_s=M_s$, un optimum est obtenu pour $n \cdot L'_s=L'_f+L'_i$ (pour $n=8$, $L'_s=210\text{nH}$) et le bruit en courant au niveau du détecteur = $3,6\text{pA}/\text{Hz}^{1/2}$. Le fonctionnement de ce système a été démontré (dans des conditions limitées (Figure 29) avec $N=8$ détecteurs.

Dans ce montage, le bruit Johnson (qui n'est pas limité par la bande passante du détecteur) de chaque détecteur est additionné dans la boucle. C'est un défaut qui est tolérable dans la mesure où le bruit Johnson ne domine pas dans un TES en régime de contre-réaction. Une solution consiste à placer des filtres sur les lignes des détecteurs [26] (Figure 30). C'est la technique proposée par une équipe Finlandaise pour réaliser une matrice 32X32 de détecteurs de rayons X (missions XEUS).

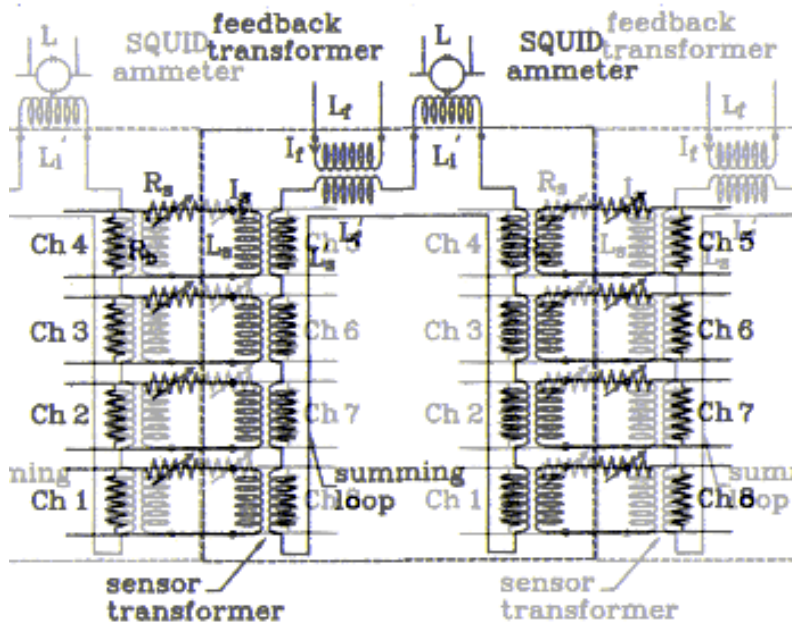


Figure 28 : Principe du multiplexage fréquentiel

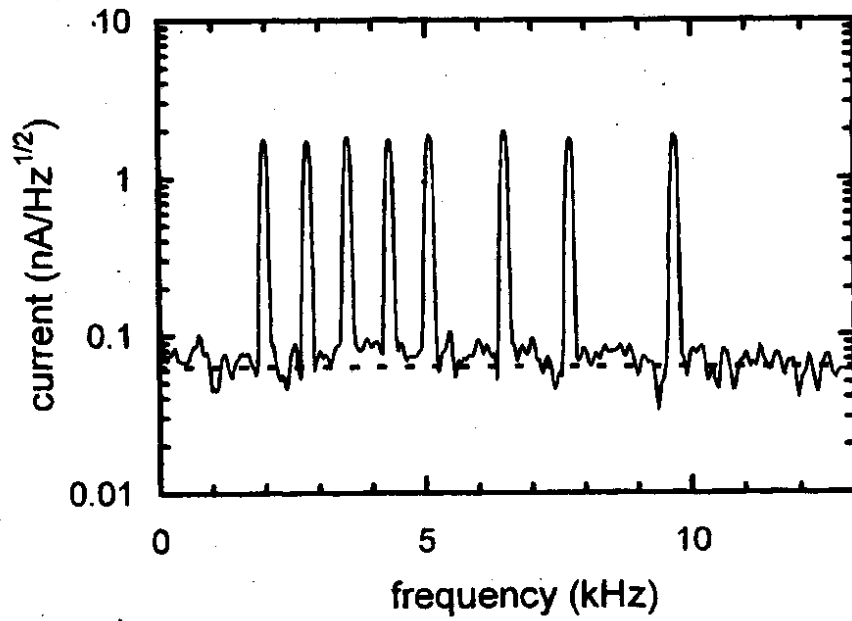


Figure 29 : Illustration du multiplexage fréquentiel (courant dans la boucle de contre-réaction)

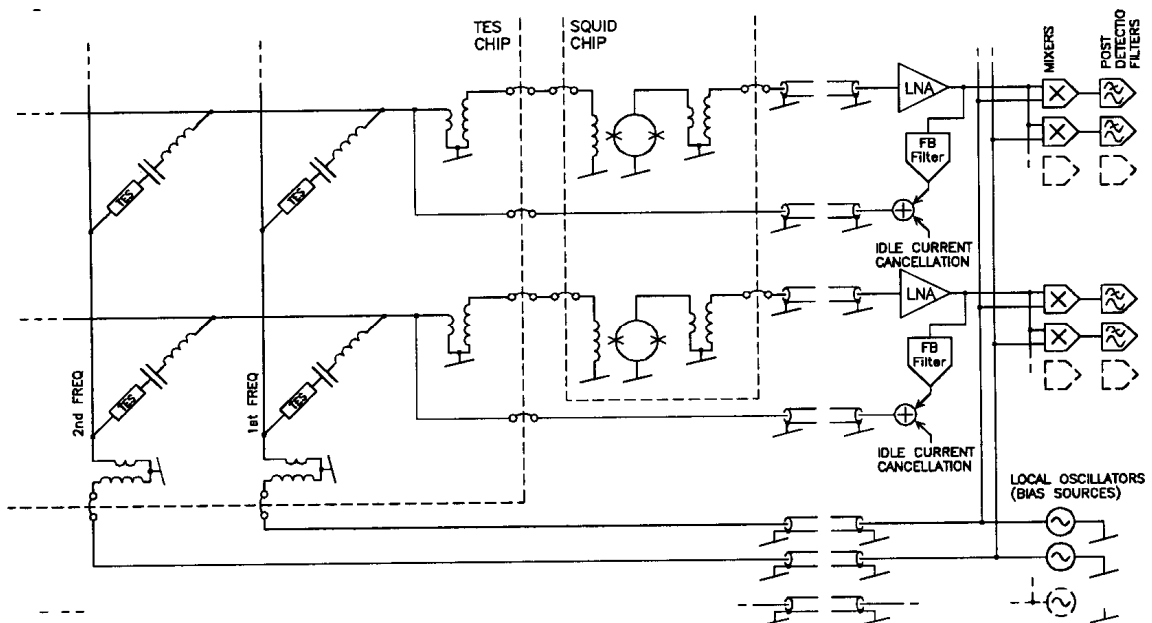


Figure 30 : Dispositif utilisant des filtres LC pour limiter la bande passante du bruit Johnson

8. Références

1. R.C.Jones, The general Theory of Bolometer Performance, J.Opt.Soc.Am., Vol 43, N°1, 1953
2. S.A.Smith, F.E.Jones, R.P.Chasmar, The Detection and Measurement of Infra-red Radiation, Oxford Press, 1957.
3. N.Coron, Infrared Helium Cooled Bolometers in the Presence of Background Radiation : Optimal Parameters and Ultimate Performances, Infr.Phys., 16 (1976)
4. S.H.Moseley, J.C.Mater, D.McCammon, Thermal Detectors as X-ray Spectrometer, J.Appl.Phys.56(5), 1 Sep.1984
5. P.L.Richards, Bolometers for Infrared and Millimeter Waves, J.Appl.Phys.76(1), 1 July 1994
6. Ph.Mauskopf, Millimeter Wave Bolometers, 25/01/99, <http://lmsun.phast.umass.edu/pub/012>
7. J.C.Mather, Bolometer Noise : non-equilibrium theory, Appl.Opt., Vol 21, N°6, 1982
8. J.C.Mather, Bolometers : ultimate sensitivity, optimization, and amplifier coupling, Appl.Opt., Vol 23, N°4, 1984
9. G.Chanin, J.P.Torre, Electrothermal model for ideal semiconductor bolometers, Opt.Soc.Am., Vol 1, N°4, 1984
10. M.Dragovan, S.H.Moseley, Resonant bolometer : results and an application, Appl.Opt., Vol 24, N°12, 1985.
11. M.J.Griffin, W.S.Holland, The Influence of Background Power on the Performance of an Ideal Bolometer, Int.J. Inf and Mil. Waves, Vol.9, N°10, 1988
12. J.J.Bock, D.Chen, P.D.Mauskopf, A.E.Lange, A Novel Bolometer For Infrared and Millimeter-Wave Astrophysics, Space Science Reviews 74 :229-235, 1995
13. P.D.Mauskopf, J.J.Bock, H.Del castillo, W.L. Holzapfel, A.E. Lange, Composite infrared bolometers with Si₃N₄ micromesh absorbers, Appl.Opt., Vol 36, N°4 (1997)
14. J.Mees, M.Nahum, P.L.Richards, New designs for antenna-coupled superconducting bolometers, APL 59 (18), 1991
15. A.T.Lee, P.L.Richards, A superconducting bolometer with strong electrothermal feedback, APL 69 (12), 1996
16. J.M.Gildemeister, A.T.Lee, P.L.Richards, A fully lithographed voltage-biased superconducting spiderweb bolometer, APL 74 (6), 1999
17. G.Gaussognes, La thermographie infrarouge, 4^{ième} Ed, Tec&Doc, 1999
18. J.Baixeras, Les supraconducteurs, Edt Eyrolles, 1998
19. A.Benoit, Electronique de bolomètres pour la mesure d'une puissance de rayonnement, Détection de rayonnements à très basse température, 3^{ième} Ecole d'Automne Aussois 96.
20. J.P.Torre, Bolomètres pour la photométrie, Détection de rayonnements à très basse température, La Londe Les Maures 1992.
21. A.T.Lee, J.M.Gildmeister, S-F Lee, P.L.Richards, Voltage-Biased Infrared Bolometers with Strong Electrothermal Feedback, IEEE Trans.Appl.Superconductivity 7, 2378 (1997)
22. A.T.Lee, P.L.Richards, A Superconducting bolometer with strong electrothermal feedback, Appl.Phys.Lett.69, 1996
23. J.M. Lamarre, Bruits extérieurs de mesure en photométrie, Détection de rayonnements à très basse température, La Londe Les Maures 1992.
24. H.F.C.Hoevers, Transition Edge Sensors for Imaging Spectrometers, LTD9 (2001), AIP Conf Proc 605.
25. P.Lena, Astrophysique : Méthodes physiques de l'observation, Interéditions/CNRS Editions, 1996.
26. M.Kiviranta et al, SQUID-based Readout Schemes for Microcalorimeters Arrays, , LTD9 (2001), AIP Conf Proc 605.
27. J.A.Chernevak, Superconducting multiplexer for arrays of transition edge sensors, APL 74 (26), 1999
28. J.Yoon et al, Single superconducting quantum interference device multiplexer for arrays of low-temperature sensors, APL 78 (3), 2001
29. J.M. Gildemeister, Voltage-biased superconducting bolometers for infrared and mm-waves, PhD Thesis, Berkeley (2001)
30. Ch.Buzzi, Développement de bolomètres monolithiques silicium à 0.3K pour le satellite FIRST, Thèse Univ. Joseph Fourier (1999)
31. M.J.Griffin, The design of a bolometer instrument for FIRST, ?
32. Bolocam : A millimeter-wave bolometric camera, SPIE Conf on Advanced Technology MMW, Radio and Terahertz Telescopes, March 1998

PRINCIPES DES BOLOMETRES

33. J.M.Gildmeister et al, Monolithic Arrays of Absorber-Coupled Voltage-Biased Superconducting Bolometers, APL 77 (24), 4040 (2000)
34. D.B.Rutledge, Integrated-Circuit antennas, Infrared and Millimeter Wave, Vol.10, (1983) ISBN 0-12-147710-X
35. J.Mees et al, New designs for antenna-coupled superconducting bolometers, APL 59 (18) (1991)
36. D.P.Osterman et al, Antenna-coupled bolometer with a micromachined-beam thermal link, APL 71 (16), (1997)
37. A.T.Lee et al, Voltage-biased superconducting transition-edge bolometer with strong electrothermal feedback operated at 370mK, Appl.Opt. 37 (16) (1998)