



Lecture et contrôle faible bruit de température à très haute résolution : application à la mesure de bruit excédentaire, à la bolométrie résistive, et à la radiométrie à substitution électrique

Bruno Guillet

► To cite this version:

Bruno Guillet. Lecture et contrôle faible bruit de température à très haute résolution : application à la mesure de bruit excédentaire, à la bolométrie résistive, et à la radiométrie à substitution électrique. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Caen, 2003. Français. <NNT : >. <tel-00011373>

HAL Id: tel-00011373

<https://theses.hal.science/tel-00011373v1>

Submitted on 13 Jan 2006

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.



HAL Authorization

Université de
CAEN / BASSE-NORMANDIE

U.F.R. Sciences
Ecole Doctorale SIMEM

THESE

Présentée par

BRUNO GUILLET

Soutenue le 16 Décembre 2003 en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Spécialité : Electronique et Micro-électronique

(Arrêté du 25 avril 2002)

Lecture et contrôle faible bruit de température

à très haute résolution :

Application à la mesure de bruit excédentaire,

à la bolométrie résistive

et à la radiométrie à substitution électrique

Directeur de Thèse : Didier Robbes

Membres de la commission d'examen :

Jean Bastie	Examineur	BNM - INM (Paris)
Philippe Gandit	Rapporteur	CRTBT (Grenoble)
Didier Robbes	Examineur	GREYC (Caen)
Pierre Tabourier	Rapporteur	IEMN (Lille)
Jean-Pierre Thermeau	Examineur	IPN (Orsay)
Jean-Pierre Torre	Examineur	Service aéronomie (Verrières-le-buisson)

*«On ne peut voir que ce que l'on observe,
et l'on observe ce qui se trouve
déjà dans notre esprit»*

Alphonse Bertillon

Jean Bastie Philippe Gandit Pierre Tabourier Jean Pierre Thermeau Jean Pierre Torre pour avoir participé à mon jury de thèse Didier Robbes pour m'avoir laissé guider ma barque là où je le désirais malgré certaines discordances rencontrées pendant ces années Bologne et son laboratoire, et plus particulièrement Sergio Nicoletti, pour ses dispositifs sur membrane et ses couches minces de Si_3N_4 Igor Khrebtov, chercheur au grand cœur, pour toute sa sympathie et ses conseils avisés Jean Bastie Jean Pierre Thermeau François Piquemal et Yves Hermier pour m'avoir fait découvrir le petit (mais complexe) monde de la métrologie Jean Pierre Torre et Pierre Tabourier pour leurs remarques judicieuses et très utiles sur ce manuscrit (malheureusement encore et toujours incomplet) Tous les chercheurs rencontrés sur la toile et qui ont pris le temps de me répondre lors de mes nombreuses demandes de preprints, articles, thèses ou conseils (Kiss, Lindeman, Neikirk, Shembil...) Joe Rice et le NIST pour m'avoir fait rêvé d'une thèse en cotutelle Mon armoire ergonomique Ma pompe à diff et toute son huile Johnson & Johnson Tous les thésards et compagnons d'infortune («May the schwartz be with you!») : n'oubliez pas que «c'est maintenant où jamais de se sortir les doigts du ...!» Tous les permanents ou non permanents du labo «Dis moi pas que c'est pas vrai qu'elle est finie cette thèse!» Abdelkarim, mon mentor en 1/f, pour son amitié sincère Nicolas l'indien pour toute sa confiance, sa sympathie et son portage de projet (sans oublier ses films minces) Eric Mr le XVIIIème pour son langage ampoulé et chatié, ses tennis, son pull marin et son short de compétition Bayonne pour son enthousiasme hallucinant et ses bières Laurent BNC pour sa tranquillité et son savoir faire en électronique ou informatique Google pour toute sa rapidité et ses recherches efficaces Arxiv pour ceux qui ne peuvent pas attendre Nicolas la pastille pour avoir partagé les fonctions de su stagiaire Le tohut pour ses jeux de mots et ses voisins Ahmed pour toute sa confiance et ses dribbles endiablés Warsito, un futur président, pour toute sa générosité Xavier pour toutes ses questions et interrogations orthographiques Gwenal, mon stagiaire ;-D, pour m'avoir supporté dans son bureau Fan pour sa gentillesse (trop discrète) Isabelle pour ses cascades Virginie pour ses collants multicolores et ses bigoudies Mohamed pour le Corps Noir Abdelmalek et Mohamed pour leur discrétion Sigi pour son assistance 24h/24h Laurence pour ses films minces, son aide, nos discussions parfois constructives et sa relecture attentive vi latex emacs (et puis il faut pas le dire trop fort tous les logiciels windows) Yves pour son savoir si facilement partagé et son efficacité inégalée en matière d'électronique Marc, l'infatigable réparateur, avec débrouillardise pour tout debugger JMR14 pour le pingouin Chantal pour son sevrage au café et sa confiance en enseignement Stéphane qui s'occupe de tout Les Sylvains pour leur savoir faire, leur efficacité, leur discrétion ou tout simplement leur complémentarité John Cleese Terry Gilliam et leur bande pour avoir trouvé un sens à ma vie Michèle la maman de l'équipe instru Pierre pour son lien indéniable avec leiserv2 Gilles pour reprendre le flambeau Christophe pour son rangement Liu pour ses gravures Daniel pour ses onomatopées du matin Bob Les Nuls Le professeur Thibault Le CCC Toutes les secrétaires qui se sont suivies et qui permettent au labo de fonctionner plus ou moins sans difficulté : Agnès Sonia Françoise Marie-Noëlle Florence Marie Nathalie Nicole Catherine Tous les anciens stagiaires Tous les Michels L'impasse Bonnat avec les MC Lé bon out z'affairs Tous les Images de l'autre côté du couloir... Wilfrid le rang B pour toutes nos soirées plus ou moins arrosées avec des alcools plus ou moins exotiques Lydie pour ses précisions grammaticales Toutes les personnes rencontrées dans les dédales de l'ISMRA, dans le noyau central ou ailleurs, en particulier les membres du CRISMAT, du CIRIL et des services techniques : Antoine Renaud Manu Gilles Erwan Murielle Olivier Stéphane Mathieu Cédric Marc Medhi PYT Alain Jean-Pierre Didier... Alain pour ses blagues parfois drôles («vous connaissez l'histoire du chat de l'ISMRA?») lors de sa tournée de 19h «Un léger nuage d'incertitudes flotte dans l'azur habituellement immaculé de mon assurance naturelle» La Saint Médard de Doulon Tous les joueurs de foot physiquement affûtés du jeudi soir Le Théâtre Le Marlowe Le Jet 73 Tous mes amis nantais : Vince Patrice Marie Stéphane Polo Lucie Didi la surfeuse Mon petit Zoulie à moi «Elle est pas faite l'Europe» Toute la famille Raingeard pour leur gentillesse et leur soutien sans faille Les parties de kick off Les soirées de révision La 5 La rue des chaupières JD Agnès JC Bertrand Alex Arnaud Sandrine Valérie Stéphane Damienne Erwan Estelle Martin Les espagnols Patrice et Sandrine «Vous avez beau dire, y'a pas seulement que de la pomme, y'a aut'chose. Ca serait pas dès fois de la betterave, hein?» Captain Caverne Homer Enos Rosco P. Coltrane Flash Tous les étudiants nantais, toulousains, grenoblois et d'ailleurs rencontrés pendant mon long et sinueux cursus universitaire : Etienne Fred Pablo Les Davids Xavier Sylvie Catherine Stéphanie Jrom Sébastien Guillaume Laurent Christophe... Les chats sans leurs griffes Les étudiants ERASMUS rencontrés sur Caen (Vir Manu Hilde Hilaria Encarna Maria Dolores Marta Nuria JuanVi...) «Les cons, ça ose tout. C'est même à ça qu'on les reconnaît.» Tous les étudiants qui ont subis mon initiation à l'enseignement Tous ceux qui répondent quand on leur dit bonjour (c'est à dire pas grand monde) Tous ceux qui m'ont aidé à combattre ma tendance naturelle au glandage Tous les autres avec qui j'ai pu glander (et il y en a pas mal!! j'ai les noms!) Toute ma famille qui a cru en moi et qui me croit toujours sur la Lune Mon père et ma mère pour leur exemple Mes frères et soeur (et les pièces rapportées) pour toujours me supporter Mes neveux et nièce pour me faire sentir que je suis déjà dépassé... Feu le projet d'entreprise innovante Capnorm «Ecoute Bernard : je crois que toi et moi on a un peu le même problème. C'ta dire qu'on peut pas vraiment tout miser sur notre physique surtout toi. Alors si je peux me permettre de te donner un conseil, c'est oublie que t'as aucune chance vas-y fonce. On sait jamais sur un malentendu ça peut marcher» Tous ceux qui se cachent derrière ces trois petits points... Les anonymes de la toile Toi qui lit ces remerciements avant d'avoir lu ce manuscrit, paraît il indigeste (?) Tous ceux et celles que j'ai oubliés Enfin ceux qui m'ont donné tout simplement une chance **MERCI!**

Table des matières

Introduction générale	1
1 La thermométrie	5
1.1 Introduction et terminologie	5
1.2 Échelle absolue des températures EIT-90	7
1.3 Caractérisation de thermomètres	10
1.3.1 Les sensibilités α , A	10
1.3.1.1 la sensibilité relative α	10
1.3.1.2 la sensibilité adimensionnelle A	10
1.3.1.3 la sensibilité de mesure	10
1.3.2 La gamme de mesure et l'étendue de mesure	11
1.3.3 Compilation de termes utiles	12
1.3.4 Protocole de mesures - erreurs de mesure et incertitudes	12
1.3.5 Caractérisations thermiques d'un thermomètre	15
1.3.5.1 la puissance dissipée et l'autoéchauffement	15
1.3.5.2 la constante de temps de réponse et la capacité calorifique	15
1.3.6 Le bruit	16
1.3.7 Choix et classification du thermomètre	16
1.4 Les thermomètres à dilatation	17
1.4.1 Les thermomètres à dilatation de type solide	17
1.4.2 Les thermomètres à dilatation de type liquide	17
1.4.3 Les thermomètres à dilatation de type gazeux	17
1.4.4 Les thermomètres à tension de vapeur d'He	18
1.5 Les thermomètres à modification de propriétés du matériau thermosensible	18
1.5.1 Les thermomètres résistifs	18
1.5.1.1 le thermomètre métallique et semiconducteur	19
1.5.1.2 les thermistances CTN et CTP	21
1.5.1.3 le thermomètre résistif à transition de phases	22
1.5.1.4 le thermomètre à bruit de Johnson	22
1.5.1.5 les diodes	23
1.5.2 Les thermomètres capacitifs	24
1.5.3 Les thermomètres thermoélectriques	25
1.5.4 Les thermomètres magnétiques	26
1.6 Le pyromètre optique et le thermomètre infrarouge	27
1.7 Les thermomètres exotiques	29
1.8 Comment bien mesurer la température ?	29
1.9 Conclusion sur la thermométrie et ouverture vers le sujet de thèse	31

2	Un peu de bolométrie...	33
2.1	Introduction générale	33
2.1.1	Les détecteurs thermiques	34
2.1.2	Les détecteurs quantiques	35
2.1.3	Etat de l'art des photodétecteurs	37
2.1.4	Détection de rayonnement infrarouge IR	38
2.2	Les facteurs de mérite	39
2.2.1	La sensibilité S	39
2.2.2	La constante de temps de réponse $\tau_{\text{dét}}$	40
2.2.3	Les notions de bruit, de NEP et de NET	41
2.2.4	Les détectivités D , D^* et Δ	41
2.2.5	Les modes temporels et spatiaux	44
2.2.6	Compléments	45
2.3	Les paramètres critiques...	45
2.3.1	Le couplage rayonnement et surface de détection	45
2.3.2	L'élément thermosensible	46
2.3.3	La fuite thermique	46
2.3.4	Le support mécanique	47
2.3.5	Les contraintes des bolomètres IR	47
2.4	Le couplage entre le rayonnement et la surface de détection	49
2.4.1	Le couplage direct	49
2.4.1.1	le couplage intrinsèque	49
2.4.1.2	le couplage par couche absorbante	49
2.4.2	Le couplage indirect	49
2.4.2.1	le couplage par antenne	49
2.4.2.2	le couplage par cavité active	50
2.4.2.2.1	les concentrateurs de lumière	50
2.4.2.2.2	la cavité quart d'onde	50
2.4.2.2.3	la structure <i>spider web</i>	51
2.5	La thermométrie utilisée pour la bolométrie	52
2.5.1	Le détecteur utilisant la dépendance en température de la résistance :	
	le bolomètre résistif	52
2.5.1.1	généralités sur les thermomètres résistifs	52
2.5.1.2	les thermomètres résistifs aux très basses températures	54
2.5.1.3	les thermomètres résistifs aux basses températures	56
2.5.1.4	les thermomètres résistifs à température ambiante	56
2.5.2	Le détecteur à dépendance en température du courant critique	62
2.5.3	Le détecteur utilisant la dépendance en température du flux magnétique	62
2.6	Le bolomètre à transition résistive	63
2.6.1	Contexte	63
2.6.2	Les différentes formes de bolomètre	63
2.6.2.1	le bolomètre monocorps	64
2.6.2.2	le bolomètre composite	64
2.6.2.2.1	le bolomètre à couche absorbante	64
2.6.2.2.2	le bolomètre à cavité active	64
2.6.2.2.3	le bolomètre composite à membrane	64
2.6.2.2.4	le bolomètre composite à antenne	64

2.6.3	Le modèle du bolomètre résistif	65
2.6.3.1	la polarisation à courant constant	68
2.6.3.2	la polarisation à tension constante	68
2.6.3.3	le choix du mode de polarisation	69
2.6.3.4	estimation de la réponse électrique S_{el}	71
2.6.4	Les sources de bruit	73
2.6.4.1	l'environnement	73
2.6.4.2	le bruit photonique	74
2.6.4.3	le bruit phononique	74
2.6.4.4	le bruit thermique (ou bruit de Johnson-Nyquist)	75
2.6.4.5	le bruit en $1/f$ (ou bruit excédentaire)	76
2.6.4.6	le bruit de la chaîne de mesures	77
2.6.4.7	le bruit total	77
2.7	Le modèle du bolomètre résistif en contre réaction	78
2.7.1	La contre réaction	78
2.7.2	La contre réaction électrothermique ETF (<i>ElectroThermal Feedback</i>)	78
2.7.2.1	le principe de l'ETF	78
2.7.2.2	influences des sources de bruit dans le mode ETF	79
2.7.3	La contre réaction externe EEF (<i>External Electronic Feedback</i>)	81
2.7.3.1	le principe de l'EEF	81
2.7.3.2	influences des sources de bruit dans le mode EEF	82
2.8	Conclusion sur le thème bolométrie et ouverture vers le sujet de thèse	85
3	Électronique faible bruit appliquée à la thermométrie	87
3.1	Choix pour le système de lecture	87
3.1.1	Une polarisation en courant ou en tension ?	87
3.1.2	Une polarisation par une résistance ou un condensateur ?	88
3.1.3	Le bouclage électrique - la contre réaction ?	90
3.1.4	La modulation électrique - la détection synchrone	90
3.1.4.1	pourquoi une modulation ?	90
3.1.4.2	la modulation électrique par un signal sinusoïdal	91
3.1.4.3	la modulation électrique par un signal carré	91
3.1.4.4	la tension d'opposition	92
3.1.4.5	une détection synchrone analogique ou numérique ?	92
3.1.5	Les montages classiques	93
3.1.5.1	les contraintes liées aux grandes résolutions	93
3.1.5.2	la méthode dite des «4 fils»	96
3.1.5.3	la structure en pont diviseur résistif	96
3.1.5.4	la structure point milieu	96
3.1.5.5	la structure en pont de Wheatstone	97
3.1.5.6	la structure différentielle	99
3.1.6	Les critères de choix pour l'amplification	101
3.1.6.1	le modèle $e_n - i_n$	101
3.1.6.2	le facteur de bruit F	102
3.1.6.3	la température de bruit T_n	103
3.1.6.4	la puissance équivalente de bruit	103
3.1.6.5	les caractéristiques électriques	103

3.1.7	Les moniteurs de température commerciaux	105
3.1.7.1	les moniteurs à base de la méthode dite de compensation	105
3.1.7.2	les moniteurs à base de réseaux de décade de transformateurs	106
3.2	Le système de lecture développé	106
3.2.1	Présentation générale	106
3.2.2	Les thermomètres résistifs utilisés	106
3.2.2.1	le thermomètre IPRT	108
3.2.2.2	le thermomètre $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	108
3.2.3	Polarisation par modulation électrique carrée	110
3.2.3.1	l'oscillateur	110
3.2.3.2	la tension de référence et la mise en forme	110
3.2.4	L'étage de préamplification - tension d'opposition	110
3.2.5	La détection synchrone	111
3.2.6	Le système de mesure complet	112
3.3	Le modèle $e_n - i_n$ du montage réalisé	112
3.3.1	Performances en termes de niveau de bruit de tension	112
3.3.2	Performances en termes de résolution de température	114
3.4	Caractérisation du système de lecture	115
3.4.1	Mesures de bruit du système de lecture	115
3.4.2	Dérive thermique du système de lecture	116
3.5	Le porte-échantillon	117
3.5.1	Méthode de design d'un porte-échantillon	117
3.5.2	Le porte-échantillon réalisé pour les basses températures	119
3.6	La mise en place d'un contrôleur analogique PID	120
3.7	Conclusions sur la mise en œuvre de l'électronique et ouverture vers le sujet de thèse	122
4	Mesures de température et de bruit	123
4.1	Calcul du NET pour un thermomètre résistif	123
4.2	Mesures à température ambiante (300 K)	125
4.2.1	Le banc de mesures à 300 K	125
4.2.2	Les résultats obtenus à 300 K avec un thermomètre IPRT	125
4.2.2.1	le problème de la calibration	125
4.2.2.2	la corrélation entre la température de la carte et la tension de sortie du moniteur de température	128
4.2.2.3	la structure fine des relevés de température	128
4.2.3	Comparaison avec la littérature	130
4.3	Mesures aux températures de l'azote liquide (90 K)	132
4.3.1	Le banc de mesures à 90 K	132
4.3.2	Mesure d'une dérive thermique lente à 90 K	134
4.3.3	Les oscillations de températures à 90 K	136
4.4	Conclusions sur les mesures de température	138
4.5	Mesures de bruit en $1/f$ de supraconducteurs SHTC	138
4.5.1	Les modèles de bruit en $1/f$	139
4.5.1.1	les modèles classiques	139
4.5.1.2	le modèle de Voss et Clarke : les fluctuations de température	140
4.5.1.3	les modèles de percolation	141
4.5.2	Les mesures de bruit excédentaire dans la zone normale	145

4.5.3	Les mesures de bruit excédentaire dans la zone de transition de phase	147
4.5.4	Les mesures réalisées	149
4.5.4.1	influence du courant de polarisation dans les mesures statiques	149
4.5.4.2	le banc de mesures de bruit excédentaire	151
4.5.4.3	le bruit excédentaire à température constante	152
4.5.4.4	étude approfondie du bruit excédentaire	153
4.5.4.5	NET et bruit excédentaire	155
4.6	Conclusions sur les mesures de température et de bruit réalisées	157
5	Vers la radiométrie à substitution électrique	159
5.1	La radiométrie à substitution électrique	159
5.1.1	Le principe du radiomètre à substitution électrique	160
5.1.2	Les principales causes d'erreurs du radiomètre à substitution électrique	161
5.1.3	L'apport de la cryogénie	162
5.2	Le design d'un RSE	162
5.2.1	Le système optique et l'absorption du rayonnement	163
5.2.2	La détection de l'élévation et de l'asservissement de la température	164
5.2.3	Le bilan des incertitudes	165
5.3	Conception et réalisation d'un radiomètre à substitution électrique sur structure membranaire . .	166
5.4	Estimation des performances radiométriques	168
5.4.1	Le modèle du radiomètre à substitution électrique	168
5.4.2	Bilan des performances radiométriques	172
	Conclusion générale	175
	Bibliographie	177
	Notations	193
	Liste des figures	199
	Liste des tableaux	205
	Annexes :	207
	A Estimation des performances bolométriques	207
	B Les techniques d'adaptation d'impédance pour un thermomètre résistif	211
	C Réalisation d'un radiomètre à substitution électrique sur structure membranaire	215

Introduction générale

Le contexte initial de ce travail de thèse était celui de la mise en œuvre de capteurs à base de films minces supraconducteurs à haute température critique dans une application intéressante pour la métrologie : **la radiométrie à substitution électrique**. Ce choix était fonction de l'histoire de l'équipe instrumentation du GREYC¹, associée avec le NIST² à travers une collaboration.

La caractérisation énergétique du rayonnement est notamment nécessaire pour l'utilisation des lasers, des sources ou des détecteurs fonctionnant dans l'ultraviolet, le visible ou l'infrarouge. Les mesures radiométriques se font par comparaison de l'énergie du rayonnement avec l'énergie produite par effet Joule ou par un corps noir, ou à l'aide d'une cellule photoélectrique dont le rendement est parfaitement connu.

Le principe de fonctionnement d'un radiomètre à substitution électrique permet de réaliser des mesures absolues de rayonnement. Le rayonnement incident à mesurer est absorbé par un récepteur et transformé en chaleur. L'échauffement résultant est comparé à celui apporté par un chauffage électrique à courant continu prédéfini. Les grandeurs de rayonnement sont ainsi ramenées aux grandeurs électriques que sont la tension et le courant [Kurlbaum, 1892, Angstrom, 1893]. Le radiomètre à substitution électrique est donc constitué de deux parties correspondant respectivement à la détection du rayonnement (système optique et absorption) et à la mesure de l'élévation de la température et à son maintien (le thermomètre et l'environnement associé).

Ce travail de thèse a été consacré non pas à la réalisation d'un radiomètre absolu (domaine d'expertise des laboratoires nationaux de métrologie) mais à la conception d'un radiomètre à substitution électrique secondaire et éventuellement portatif.

Ce manuscrit est séparé en cinq parties distinctes et a pour objectif de présenter de façon globale le fonctionnement électrothermique d'un radiomètre à substitution électrique. Une analyse bibliographique détaillée est rapportée dans chacun de ces chapitres. Chaque partie peut dès lors être lue de manière quasi indépendante grâce à cette structure. Un synoptique illustre, en fin de cette introduction, la complexité et l'imbrication des différentes parties étudiées au cours de cette thèse.

Au cours du chapitre 1, la complexité de la mesure de la température ainsi que les différentes méthodes utilisées en **thermométrie** sont abordées. Cette présentation permet d'appréhender la thermométrie utilisée pour le radiomètre à substitution électrique. Il s'agit en effet d'une thermométrie résistive invasive, à étendue de mesure variable (en fonction du type de matériau utilisé, soit un thermomètre à résistance de platine ou soit un thermomètre à bord de transition³ supraconducteur) et qui permet une mesure de température relative (et non exacte !) avec une grande résolution.

¹Groupe de Recherches en Informatique, Image et Instrumentation de Caen (CNRS UMR 6072)

²*National Institute of Standards and Technology* Gaithersburg (USA)

³ou TES *Transition Edge Sensor*

Le principe de la **bolométrie**, thème transverse à ce travail, est présenté dans le chapitre 2 car il est intéressant de comprendre le principe de la mesure de rayonnement à l'aide d'une élévation de température. Après une présentation générale sur la bolométrie, le bolomètre résistif, ou plus précisément le bolomètre à transition résistive (cas d'un supraconducteur à haute température critique $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$), est présenté en détail. Les thermomètres à transition résistive présentent en effet une forte sensibilité en température. Un modèle «unifié» basé sur le bilan énergétique est présenté et a nécessité un effort particulier d'analyse et de synthèse des différents concepts utilisés en bolométrie depuis les très basses températures jusqu'à la température ambiante. Le formalisme de l'automatique linéaire est ensuite adopté pour étudier le bolomètre résistif dans le cadre d'un modèle électrothermique complet.

Le troisième chapitre est consacré, quant à lui, à l'**électronique faible bruit** utilisée pour la thermométrie. La diversité et l'étendue des gammes de mesures proposées par les thermomètres résistifs ont incité à élaborer des systèmes de lecture adaptés à ce type de thermométrie. Le système électronique faible bruit, développé au cours de cette thèse, est basé sur la mesure de faibles variations de résistance : il s'agit donc d'un système de lecture «universel» pour tout thermomètre résistif de faible impédance. La mise en œuvre d'un **porte-échantillon**⁴ optimisé, fonctionnant à basse température, est ensuite présentée afin de réaliser un système de régulation en température performant. La caractérisation du banc de mesure termine cette partie afin d'étalonner la chaîne de mesure en température.

Le chapitre 4 est dédié aux **mesures de température** et aux **mesures de bruit** obtenues avec le système précédent. Après une estimation de la résolution en température d'un thermomètre résistif, des mesures préliminaires réalisées à 300 K démontrent les potentialités du moniteur de température. Celui-ci est ensuite associé à un banc de mesures à basse température. L'utilisation du porte-échantillon et d'une technique de corrélation permettent de parfaitement étalonner et d'étudier les mesures de températures à 90 K. Cette mesure de la température est dominée par le bruit excédentaire du film supraconducteur utilisé : le thermomètre $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Des mesures de bruit en $1/f$ de ce thermomètre dans la zone de transition normal - supraconducteur sont ensuite commentées.

La radiométrie à substitution électrique est décrite dans le dernier chapitre. Le principe de fonctionnement, les principales sources d'erreurs ainsi que l'apport de la cryogénie sont abordés. Une estimation des performances en radiométrie à substitution électrique à l'aide d'un modèle électrothermique conclut ce manuscrit.

⁴Après de longues hésitations et de discussions sur l'orthographe de ce mot composé, j'ai découvert la règle grammaticale adéquate dans la référence suivante [Grevisse, 1997] : «*Pour un mot composé de type verbe + compléments : le conseil supérieur de la langue française, approuvé par l'académie à l'unanimité, a décidé que le nom complément d'objet prenne la marque du pluriel du second élément quand et seulement quand le nom composé est lui-même au pluriel (ex : un couvre-lit, des couvre-lits, un porte-drapeau, des porte-drapeaux, un porte-avion, des porte-avions...)*»

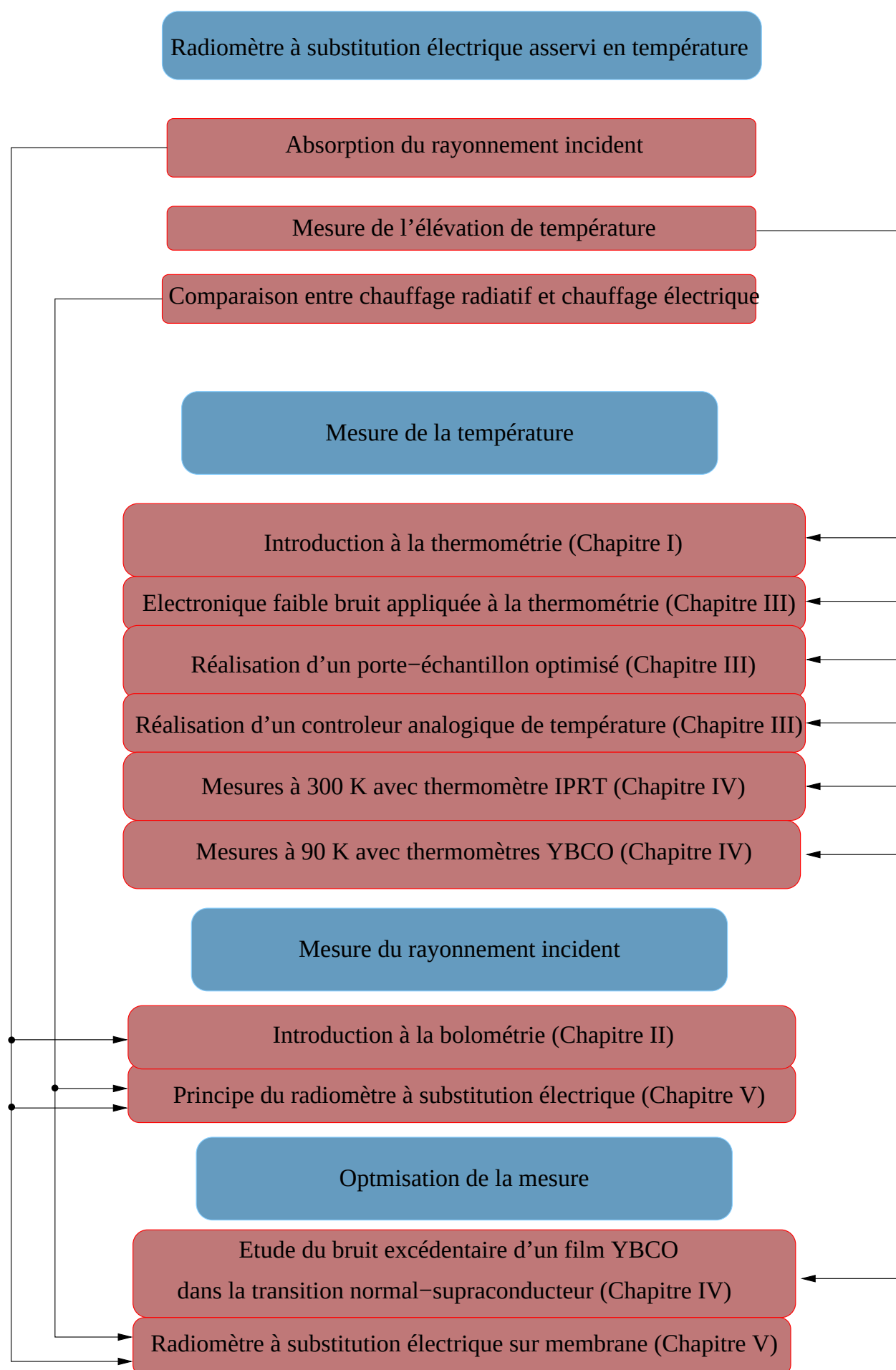


FIG. 1 – Synoptique représentatif de la complexité et de l'imbrication des différentes parties étudiées

Chapitre 1

La thermométrie

Ce chapitre basé sur quelques articles et livres spécialisés traitant de la thermométrie ne se veut pas un chapitre exhaustif dans ce domaine. Il s'agit plutôt d'une tentative de présentation de la complexité de la mesure de la température et des différentes méthodes utilisées. Le lecteur intéressé pourra se référer par exemple aux références suivantes [Baker et al., 1961a, Baker et al., 1961b, Sostmann, 1990c, Sostmann, 1990b, Sostmann, 1990a, Sostmann and Tavener, 1990, Asch, 1991, Landau and Lifchitz, 1994, Horowitz and Hill, 1996]...

1.1 Introduction et terminologie

La température est une grandeur qui n'est pas directement mesurable. Sa valeur est très fluctuante dans un système ouvert. La température peut être comprise entre 0 K (zéro absolu) et plusieurs millions de Kelvin (cœur des étoiles)¹.

La température est l'un des paramètres fondamentaux de la thermodynamique. Ce paramètre physique est facile à comprendre intuitivement mais sa définition rigoureuse nécessite des connaissances en thermodynamique, physique statistique et mécanique quantique. Au cours de cette introduction, le concept fondamental de la température ne sera pas détaillé. Signalons simplement que la température est liée à l'entropie $\mathcal{S}$ [J·K⁻¹]. Ce paramètre fondamental est proportionnel au logarithme du nombre d'états accessibles Ω_{sys} par le système (cf. Eq. 1.1). La **température fondamentale** ζ [J] est reliée à la température thermodynamique à l'aide de la constante de Boltzmann k_B (cf. Eq 1.2). Des mesures d'entropie avec des techniques de thermométrie de corps simple (gaz idéal, corps noir, paramagnétisme de spin...) permettent des déterminations fines de cette constante fondamentale, et donc indirectement de la température [Kittel and Kroemer, 1980].

$$\mathcal{S} = k_B \ln(\Omega_{sys}) \quad (1.1)$$

$$k_B T \equiv \zeta \quad (1.2)$$

La **température thermodynamique**, appelée aussi température absolue ou température kelvin, est exprimée en kelvin [K]. Le kelvin a été défini en 1954 comme étant la fraction 1/273,16 de la température du point triple de l'eau pure, point fixe fondamental (CGPM² 1968). Par conséquent, la température du **point triple de l'eau pure** est par définition, 273,16 K exactement. Cette température est supérieure de 0,01 K à la température du point de congélation de l'eau pure à pression atmosphérique normale ($P_o = 101325$ Pa) : 273,15 K. Le point triple de l'eau pure est plus pratique et reproductible que ce point de congélation (cf. section 1.2 page 7). La réalisation d'un tel dispositif est aussi simple qu'un bain de glace rapée : l'équilibre entre

¹A titre indicatif, sur Terre, les valeurs extrêmes de température ont été relevées en Sibérie et en Libye, et sont respectivement -58 °C et +78 °C.

²CGPM : Conférence Générale des Poids et Mesures

la glace solide, l'eau pure et la vapeur d'eau est alors atteint. La préparation du point triple dans une cellule en verre ou métallique scellée s'avère plus délicate. La formation du manchon de glace nécessite, en effet, de nombreuses précautions [Bonnier, 1998].

La température Celsius [$^{\circ}\text{C}$] est, par définition, égale à la température thermodynamique moins 273,15. Les magnitudes exprimées en [$^{\circ}\text{C}$] ou en [K] représentent donc les mêmes différences de température. L'utilisation d'autres échelles de température est assez restreinte et doit donc être proscrite³ !

On peut utiliser comme thermomètre tout dispositif dont un des paramètres varie en fonction de la température : la dimension (thermomètres à dilatation de liquide ou à gaz...), la résistivité (métaux, semiconducteurs, supraconducteurs...), la constante diélectrique (condensateurs), la caractéristique $I(V)$ (diodes)... Les fonctionnements respectifs de quelques thermomètres seront explicités au cours de ce chapitre.

On ne peut faire des mesures directes de la température thermodynamique qu'en utilisant de rares thermomètres appelés **thermomètres primaires**. Ce sont des thermomètres dont l'équation d'état peut être décrite de façon explicite sans avoir à introduire des constantes inconnues qui dépendent de la température.

Il existe de nombreux types de thermomètres primaires basés sur diverses lois physiques simples et bien connues. Citons : le thermomètre à gaz, le thermomètre à orientation nucléaire, le thermomètre à bruit de Johnson d'une résistance électrique, les thermomètres à désaimantation adiabatique (RDA), le thermomètre à résonance magnétique nucléaire, le thermomètre à radiation du corps noir et le thermomètre à anisotropie γ . Ces thermomètres ne sont pas très pratiques car ils sont volumineux, difficiles à mettre en œuvre et possèdent de longs temps de réponse (longues durées de mesure). Par ailleurs, il existe une assez forte dispersion des résultats au sein de la communauté scientifique. Seuls les laboratoires spécialisés en métrologie maîtrisent et utilisent ces thermomètres primaires.

Des incertitudes de quelques millikelvins jusqu'à environ 373 K ont été obtenues ; au-delà, les incertitudes augmentent progressivement. Pour obtenir une grande exactitude avec ces thermomètres, il faut entreprendre un long et difficile travail de métrologie.

Il existe par ailleurs des **thermomètres secondaires** avec lesquels la reproductibilité des mesures peut être de l'ordre de dix fois supérieure à celles des mesures effectuées avec un thermomètre primaire. Les thermomètres secondaires sont étalonnés par rapport à un ou plusieurs thermomètres primaires.

Ce sont ces thermomètres, qu'en pratique, l'expérimentateur utilise. Ces thermomètres ne donnent pas directement accès à l'échelle des températures absolues mais permettent néanmoins des mesures plus ou moins exactes de la température. Citons par exemple, la dilatation thermique des matériaux, la résistance électrique des métaux, des semiconducteurs et des supraconducteurs...

³Les deux échelles suivantes sont désuètes mais encore utilisées dans certains pays. L'échelle relative de la température en degré Fahrenheit [$^{\circ}\text{F}$] est fondée sur la fusion de l'eau salée à laquelle on assigne 0 $^{\circ}\text{F}$ et la température d'ébullition de l'eau à 212 $^{\circ}\text{F}$ (sous pression normale de 101,3 kPa), une échelle de 180 divisions. Les Rankine [R] sont au Fahrenheit ce que sont les Kelvin au Celsius : 0 $^{\circ}\text{F}$ correspond à 459,67 R et 212 $^{\circ}\text{F}$ à 671,67 R. On a donc $|1^{\circ}\text{F}| = |1\text{ R}|$ et la conversion peut se faire en appliquant la formule : $\text{R} = 459,67 + ^{\circ}\text{F}$. Pour passer des Celsius au Fahrenheit, on peut déduire, des informations précédentes, la formule suivante : $[^{\circ}\text{C}]/5 = (^{\circ}\text{F} - 32)/9$. Enfin citons comme complément historique, l'échelle relative Réaumur [$^{\circ}\text{R}$]. L'eau servait de référence dans cette ancienne échelle avec 0 $^{\circ}\text{R}$ pour la fusion et 80 $^{\circ}\text{R}$ pour l'ébullition. On peut convertir les Réaumur en Celsius par : $[^{\circ}\text{C}]/5 = ^{\circ}\text{R}/4$.

La mesure de la température peut dépendre du contact direct entre le thermomètre et le milieu considéré. Parfois, la mesure directe n'est pas possible ou tout simplement indésirable. Il faut donc classer les différentes méthodes de mesures de température en trois catégories suivant la nature du contact existant entre le thermomètre et le milieu solide, liquide ou gazeux considéré :

- **la méthode invasive** : le thermomètre est en contact direct avec le milieu considéré. La température du système est perturbée par la présence du thermomètre : modification de masse, volume ou ajout de puissance à évacuer...
- **la méthode semi-invasive** : le milieu est étudié par une observation extérieure mais cette technique implique une modification du composant entraînant une perturbation dans la température (modification d'une propriété optique d'un matériau déposé sur le milieu par exemple).
- **la méthode non-invasive** : le milieu est observé sans intervention sur lui (thermographie infrarouge par exemple), le milieu est donc étudié en système fermé.

1.2 Échelle absolue des températures EIT-90

Le Comité International des Poids et Mesures (CIPM) a adopté l'Echelle Internationale de Température de 1990 (EIT-90) [Preston-Thomas, 1990, Mangum and Furukawa, 1990]. Sa dénomination anglosaxonne est *International Temperature Scale* (ITS-90). L'EIT-90 s'étend de 0,65 K jusqu'à la plus élevée des températures mesurables à l'aide d'un pyromètre optique. L'échelle est fondée sur une série de points fixes de définition et des méthodes d'interpolation à utiliser entre ces points mesurés à l'aide de quatre thermomètres spécifiques. Les 17 points fixes de définition sont les températures d'un certain nombre d'états thermodynamiques réalisables de façon expérimentale auxquelles une valeur convenue a été assignée. Ces changements d'état de corps simples, référencés dans le tableau 1.1 sont des points triples, des points de fusion, des points de congélation ou des points de pression de vapeur.

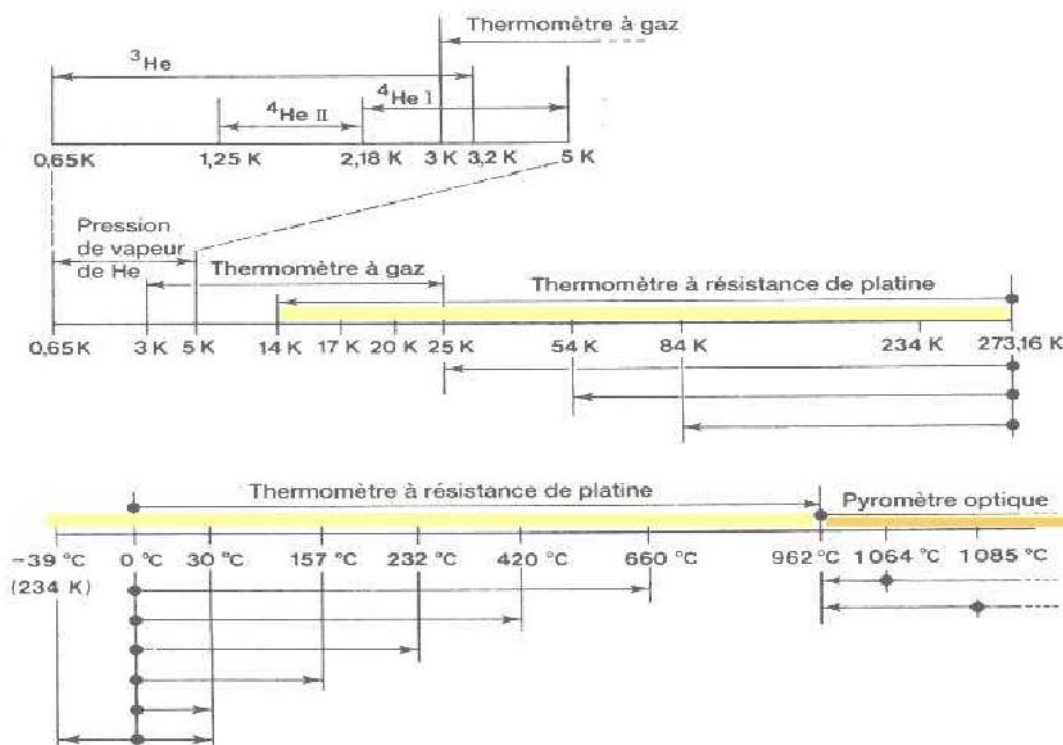


FIG. 1.1 – Les domaines, les sous-domaines et les instruments d’interpolation de l’EIT-90 : les températures données sont approximatives [Bonnier, 1998].

Les interpolations sont définies entre 0,65 K et 5 K au moyen des équations de la pression de vapeur saturante de l'hélium, entre 3 K et 24,5561 K au moyen du thermomètre d'interpolation à gaz à volume constant, entre 13,803 K et 961,78 K au moyen de thermomètres à résistance de platine et aux températures supérieures à l'aide de la loi du rayonnement de Planck. Dans plusieurs domaines de température, plusieurs définitions de la température définie par l'échelle coexistent. L'EIT-90 définie ainsi est donc sans discontinuité sur tout son domaine de définition (cf. Fig. 1.1 page précédente).

Température [K]	Substance*	Etat†
3 – 5	He	V
13,8033	e-H ₂	T
~ 17	e-H ₂ (ou He)	V (ou G)
~ 20,3	e-H ₂ (ou He)	V (ou G)
24,5561	Ne	T
54,3584	O ₂	T
83,8058	Ar	T
234,3156	Hg	T
273,16	H ₂ O	T
302,9146	Ga	F
429,7485	In	C
505,078	Sn	C
692,677	Zn	C
933,473	Al	C
1234,93	Ag	C
1337,33	Au	C
1357,77	Cu	C

TAB. 1.1: Les points fixes de définition de l'EIT-90 : *Toutes les substances, sauf ³He, sont de composition isotopique naturelle, e-H₂ représente l'hydrogène à la composition d'équilibre des variétés moléculaires ortho et para. †Les symboles représentent les états de la substance; V : pression de vapeur saturante; T : point triple, température d'équilibre entre les phases solide, liquide et vapeur; G : points de mesure de thermomètre à gaz; F, C point de fusion et point de congélation (température d'équilibre à la pression 101325 Pa, entre les phases liquide et solide).

Afin de segmenter cette vaste échelle de température, différents adjectifs sont utilisés pour la partitionner. La figure 1.2 représente la terminologie et la segmentation de l'échelle de température utilisées tout au long de ce manuscrit. Ces différents termes permettent une comparaison plus aisée de quelques thermomètres utilisés en cryogénie ou à température ambiante.

L'EIT-90 est principalement définie par des points triples de différents matériaux (cf. Fig. 1.3 page ci-contre). Un point triple est, en effet, par nature, invariant. D'après la loi de Gibbs, la variance Ξ d'un système est la quantité $\Xi = \Lambda + 2 - \phi$, où Λ est le nombre de constituants indépendants et ϕ le nombre de phases présentes. Au point triple d'un constituant (*i.e.* $\Lambda = 1$), trois phases sont en présence, solide, liquide et vapeur, donc $\phi = 3$ on a $\Xi = 0$, ce qui signifie que le point triple ne dépend d'aucun paramètre. Au contraire, lors d'un changement de phase, on a $\phi = 2$, donc $\Xi = 1$, ce qui montre que la température de fusion d'un solide, ou la température d'ébullition d'un liquide, dépend d'un paramètre qui est ici la pression.

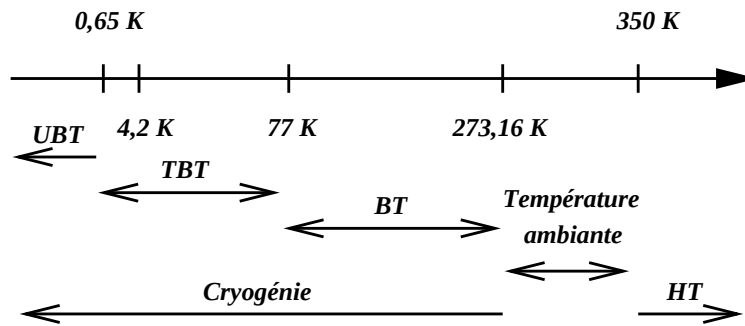


FIG. 1.2 – Terminologie et segmentation de l'échelle de température avec les abréviations suivantes : UBT pour Ultra Basse Température, TBT Très Basse Température, BT Basse Température et HT Haute Température

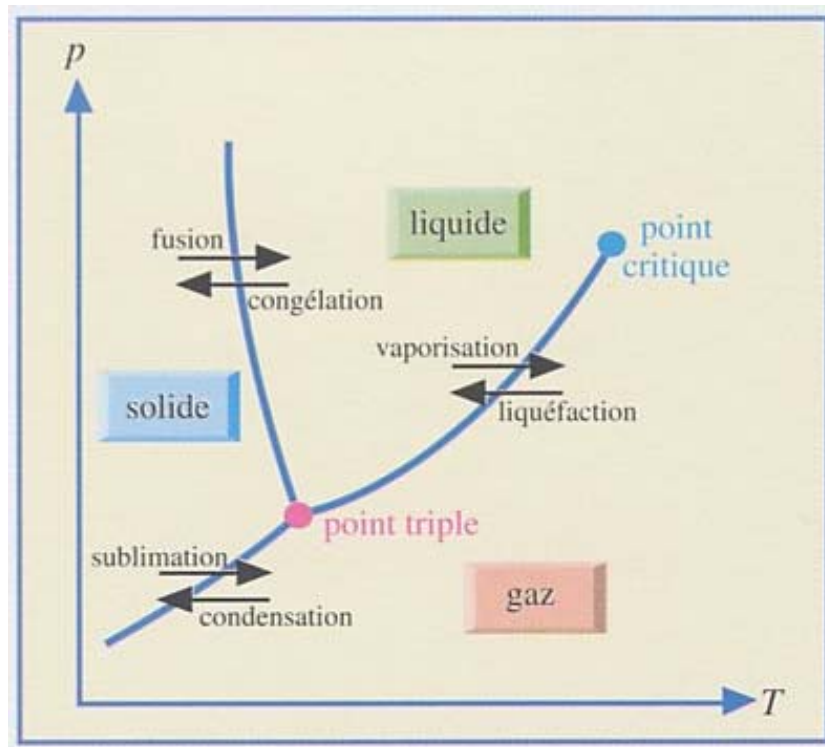


FIG. 1.3 – Diagramme des phases d'un corps pur : les trois courbes représentent les équilibres biphasiques. Au point triple, les trois phases coexistent et sont en équilibre thermodynamique [Bonnier, 1998].

L'étude émergente des phénomènes physiques à très basse température nécessite l'élaboration d'une échelle adaptée. L'utilisation de points fixes supraconducteurs a en effet souvent été mis en doute. La réalisation d'une telle échelle, dite Echelle Provisoire des Basses Températures (EPBT), est en cours d'élaboration et de discussion au sein de la communauté de thermométrie entre 0,9 mK et 1 K à l'aide de thermomètre à pression de fusion de l' He^3 .

Au cours de cette thèse, le thermomètre considéré ne servira qu'à des mesures de températures relatives et non absolues. Les points de mesures présentés ne sont donc pas étalonnés correctement et indiquent seulement la température de fonctionnement. Les variations de températures (mesures de températures relatives) permettent d'estimer seulement la sensibilité et la résolution atteintes par le thermomètre utilisé.

1.3 Caractérisation de thermomètres

Avant l'utilisation d'un thermomètre particulier, il faut le caractériser correctement. L'introduction de termes spécifiques supplémentaires font l'objet de cette section.

1.3.1 Les sensibilités α , A

1.3.1.1 la sensibilité relative α

La sensibilité relative, notée α , d'un thermomètre à la température T_{th} est l'inverse d'une température $[K^{-1}]$. Dans le cas général, on peut définir la sensibilité relative de la variable X à la température T_{th} par :

$$\alpha_X(T_{th}) = \frac{1}{X(T_{th})} \frac{dX}{dT} \Big|_{T_{th}} \quad (1.3)$$

Si le thermomètre est du type résistif (*i.e.* si sa résistance R_{th} varie en fonction de la température), ce paramètre, connu aussi sous le nom de *TCR* (*Temperature Coefficient Resistance*), est alors défini par⁴ :

$$\alpha \equiv \alpha_R(T_{th}) = \frac{1}{R(T_{th})} \frac{dR}{dT} \Big|_{T_{th}} \quad (1.4)$$

La sensibilité relative donne donc accès à deux paramètres du thermomètre considéré. Sa valeur absolue permet, en effet, de déterminer la sensibilité du thermomètre à la température de fonctionnement T_{th} : un thermomètre sera d'autant plus sensible que son paramètre α sera grand. Le signe de ce paramètre donne, quant à lui, le sens de variation de l'observable en fonction de la température.

L'utilisation de ce paramètre est limitée pour comparer les thermomètres entre eux. En effet, α dépend de la température de mesure : on ne peut donc pas l'utiliser facilement pour comparer un thermomètre cryogénique et un thermomètre fonctionnant à température ambiante.

1.3.1.2 la sensibilité adimensionnelle A

Un second paramètre très utile pour comparer les thermomètres entre eux est souvent utilisé en thermométrie. Il s'agit de la sensibilité adimensionnelle A définie par l'équation suivante pour un thermomètre résistif :

$$A \equiv A_R(T_{th}) = \frac{d \ln R_{th}}{d \ln T} \Big|_{T_{th}} \quad (1.5)$$

$$A = \alpha T_{th} \quad (1.6)$$

Ce paramètre sans dimension permet la comparaison de thermomètres fonctionnant à des températures différentes. De plus, ce paramètre est indépendant de la géométrie.

1.3.1.3 la sensibilité de mesure

Si le thermomètre résistif R_{th} est polarisé par un courant I_p à la température T_{th} , la sensibilité de mesure en $[V \cdot K^{-1}]$ est donnée, à partir des équations 1.4 et 1.6 :

$$I_p \frac{dR_{th}}{dT} \Big|_{T_{th}} = \alpha \sqrt{R_{th}} \sqrt{P_{\ell}} = A \sqrt{P_{\ell}} \frac{\sqrt{R_{th}}}{T_{th}} \quad (1.7)$$

⁴Pour un fil cylindrique résistif de longueur l [m], de section s [m²] et de résistivité ρ [$\Omega \cdot m$], $R = \frac{\rho l}{s}$, la sensibilité relative est déterminée par :

$$\alpha_R(T_{th}) = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \Big|_{T_{th}} + \frac{1}{l} \frac{dl}{dT} \Big|_{T_{th}} - \frac{1}{s} \frac{ds}{dT} \Big|_{T_{th}} = \alpha_\rho(T_{th}) + \alpha_l(T_{th}) - \alpha_s(T_{th})$$

$\alpha_s(T_{th})$ est le double du coefficient de dilatation linéaire du matériau $\alpha_l(T_{th})$ ($\sim 10^{-5} K^{-1}$), et ce dernier est en général très inférieur à $\alpha_\rho(T_{th})$ dans le domaine d'utilisation du thermomètre résistif.

Afin d'améliorer les performances, il faut donc utiliser un thermomètre présentant une forte sensibilité relative (ou adimensionnelle), une forte impédance et augmenter la puissance électrique P_{el} à dissiper. Cependant il faut noter qu'augmenter cette puissance dissipée dans le thermomètre augmente l'erreur de mesure.

Bien que très avantageuse pour les mesures de petites différences de température, une grande sensibilité de mesure peut limiter l'étendue de la mesure du thermomètre via sa chaîne de mesure. Il faut toutefois tempérer ces propos car certaines limitations pratiques existent : la puissance dissipée par effet Joule (cf. section 1.3.5 page 15) et les valeurs limites d'impédance (cf. section 1.3.4 page suivante).

1.3.2 La gamme de mesure et l'étendue de mesure

L'**étendue de mesure** caractérise le domaine nominal d'emploi dans lequel les spécifications techniques sont garanties. La figure 1.4 représente l'étendue de mesure d'un thermomètre pour une grandeur d'influence. Le domaine de non détérioration indique les limites d'utilisation du capteur où les spécifications techniques deviennent non garanties. L'altération des caractéristiques peut entraîner une mauvaise interprétation de la mesure (domaine de non détérioration). La destruction du thermomètre apparaît si on s'écarte de plus en plus de l'étendue de mesure.

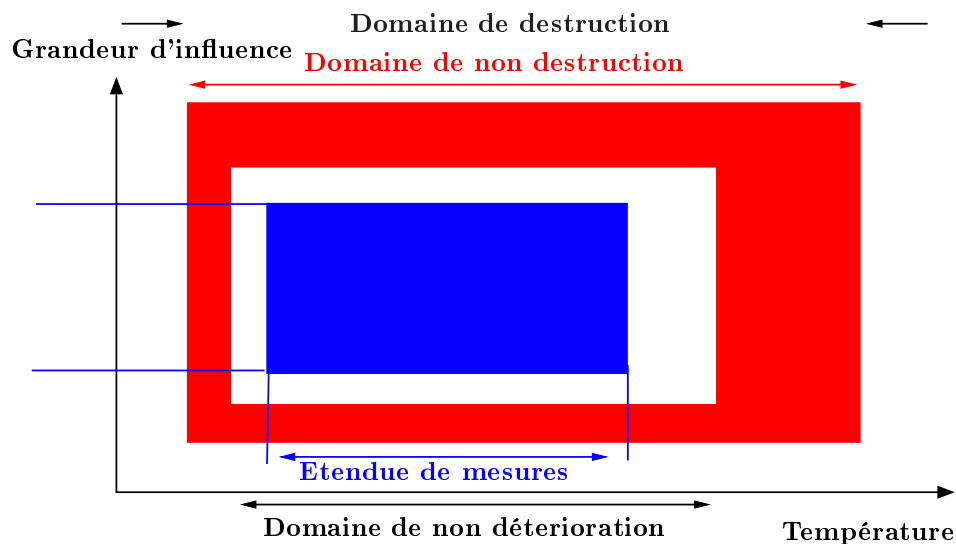


FIG. 1.4 – Exemple de l'étendue de mesure d'un thermomètre pour une grandeur d'influence : la zone bleue, la zone blanche intermédiaire et la zone rouge indiquent respectivement le domaine nominal d'emplois (*i.e.* l'étendue de mesure), le domaine de non détérioration et le domaine de non destruction

Le compromis entre l'étendue de mesure et la sensibilité de mesure d'un thermomètre doit toujours rester en mémoire !

L'étendue de mesure est en effet généralement inversement proportionnelle à la sensibilité. Certains thermomètres possèdent de grandes gammes de mesure (plusieurs centaines de kelvins pour les résistances platines par exemple) pour de faibles sensibilités (cf. section 3.2.2.1 page 108) alors que les thermomètres à transition ont des sensibilités intéressantes sur des très faibles gammes de températures (quelques degrés voire quelques millièmes de degrés pour les thermomètres supraconducteurs fonctionnant à très basse température - cf. section 2.5.1.1 page 52)

La gamme réelle de mesure peut aussi être réduite par le système de lecture. Ainsi, un thermomètre présentant une sensibilité intrinsèque limitée peut, grâce à un système de lecture adapté, mesurer de très faibles variations de température, et ainsi améliorer la sensibilité de la mesure.

1.3.3 Compilation de termes utiles...

La **résolution** est aussi un paramètre fondamental de caractérisation. Pour un capteur thermométrique, on parlera principalement de sa résolution en température. La résolution en température peut être exprimée comme étant le rapport entre la résolution de la mesure de l'observable X (dans notre cas, la valeur de la résistance) et la valeur absolue de la sensibilité. La résolution est liée à l'incertitude avec laquelle le thermomètre mesure l'échelle de température et est principalement affectée par l'apparition d'offsets thermoélectriques ou liés à des phénomènes d'auto-échauffement.

La **fidélité** est la qualité d'un appareil de mesure dont les erreurs (variance) sont faibles. L'écart type est souvent considéré comme l'erreur de fidélité du système. Un instrument sera d'autant plus juste que la valeur moyenne est proche de la valeur vraie : on parlera alors de la **justesse** de la mesure. Un capteur exact est à la fois fidèle et juste.

L'**exactitude** (*accuracy* en anglais) est une donnée qui fixe globalement l'erreur maximum pouvant être commise lors d'une mesure. Elle est en pratique exprimée en % de l'étendue de la mesure. L'exactitude exprime également la variation de température observée quand la même température est mesurée à des temps différents avec le même instrument (**répétabilité**).

Les thermomètres secondaires basés sur des mesures de résistances électriques peuvent atteindre des exactitudes de 10^{-5} , alors que les thermomètres primaires basés sur des mesures mécaniques de pression (à vapeur d'He par exemple) ont une exactitude de 10^{-3} pour les faibles pressions. La résolution des thermomètres secondaires est limitée par la résolution des thermomètres primaires utilisés pour les étalonner. La résolution des thermomètres primaires est limitée par leur faible exactitude et par les variations résiduelles entre les différents thermomètres détenus par les laboratoires de métrologie. La résolution actuelle des thermomètres primaires est d'environ 10^{-4} pour $T > 100$ K, d'environ 10^{-3} près de 1 K et de 10^{-2} aux alentours de 0,01 K [Kittel and Kroemer, 1980] (page 449).

La **robustesse** d'un capteur est aussi à considérer. Sa longévité implique une bonne tenue à diverses sollicitations extérieures (vibrations, chocs thermiques, environnement hostile...).

La **finesse** est l'aptitude à faire des mesures ponctuelles.

La **discrétion** est, quant à elle, l'aptitude d'un capteur à ne pas perturber la grandeur qu'il est censé mesurer. Cette notion est à rapprocher de la nature du contact entre le milieu et le capteur (cf. section 1.1 page 5).

1.3.4 Protocole de mesures - erreurs de mesure et incertitudes

De nombreux paramètres ou phénomènes peuvent perturber la mesure ou provoquer des erreurs sur la mesure elle-même et donc sur son interprétation. Citons les erreurs d'étalonnage (erreur relative), de non-linéarité, d'interpolation, de non-ajustement, d'hystérésis, de quantification... Pour réaliser une bonne mesure de température, après avoir étalonné et mis en place une méthode d'interpolation et d'ajustement spécifique, il faut limiter les effets d'excitations thermiques non désirées et améliorer les contacts thermiques. L'instrumentation doit aussi éviter tout effet thermoélectrique et bruit supplémentaire (bruit blanc, *shot noise*...). Que doit-on privilégier : une mesure en continu ou une mesure en alternatif ?

Lors de mesures en continu, une technique simple est souvent utilisée pour un thermomètre résistif. Il faut mesurer successivement la tension aux bornes de la résistance quand le courant passe dans un sens puis l'autre. La soustraction de ces deux mesures de tension permet d'éliminer les tensions d'offsets (effets thermoélectriques) qui sont continues ou d'identifier des problèmes de contact. Si des mesures identiques sont réalisées sur une résistance de référence (mode ratiométrique), les erreurs dues à l'exactitude du courant de polarisation, des tensions d'offsets et des imprécisions sur la chaîne de mesures sont alors évitées. Si une mesure est réalisée avec un courant de polarisation divisé par $\sqrt{2}$, l'autoéchauffement peut facilement être déterminé (cf. section 1.3.5 page 15).

Les mesures en alternatif permettent dans certains cas (impossible pour les diodes) d'éliminer les erreurs dues aux offsets thermoélectriques. Cette technique permet également de réduire les phénomènes d'autoéchauffement prolongé (pulses de courant d'excitation).

Notons enfin que le moyennage d'un grand nombre de mesurages permet de réduire l'écart type expérimental et peut être un atout incontestable pour des faibles temps de mesure.

L'amélioration et l'optimisation du système de mesures doivent aussi prendre en compte les problèmes de mise à la masse. De nombreuses configurations sont possibles et dépendent de la mise en œuvre du thermomètre (masse en étoile, terminaison et minimisation de la longueur de la connectique - câbles coaxiaux et câbles bifilaires blindés ...) (cf. Fig. 1.5) [Ott, 1988, Keithley, 1998].

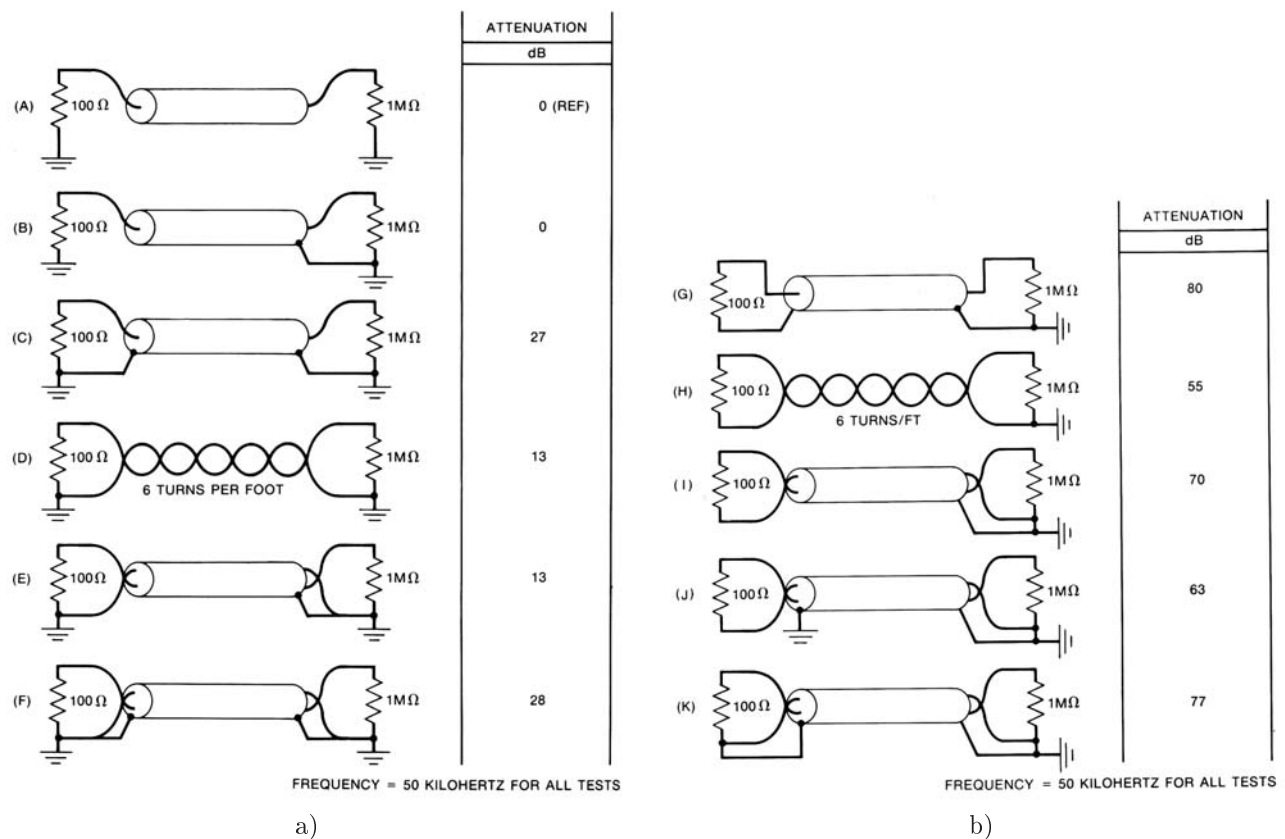


FIG. 1.5 – Facteurs de protection pour quelques raccordement typiques pour des doubles a) ou simples terminaisons à la masse b) [Ott, 1988]

L'exactitude des mesures dépend de la stabilité du thermomètre lors de son utilisation et/ou lors de son stockage. En effet, le matériau peut se dégrader au cours du temps. Cette dégradation peut être liée à la nature même du thermomètre ou de sa fabrication (problèmes d'oxygénation des supraconducteurs par exemple) ou liée aux phénomènes de cyclage thermique des thermomètres (descente en température à l'azote liquide entre autres). Par ailleurs, le thermomètre peut être très sensible aux méthodes expérimentales. Les phénomènes transitoires peuvent dans certains cas détériorer partiellement ou totalement le capteur et le rendre inutilisable. Le thermomètre peut aussi devenir inutilisable si les contacts électriques, utilisés pour déterminer la réponse du thermomètre, ont été dégradés (bruit de contact).

L'**incertitude**⁵ de mesure est le paramètre associé au résultat de mesure qui caractérise la dispersion des valeurs qui peut être raisonnablement attribuée à la grandeur mesurée. L'analyse de l'incertitude de mesure peut se mener par deux techniques différentes et complémentaires : la méthode de type A (approche statistique) et la méthode de type B (analyse physique) [Lecollinet, 2000, Taylor and Kuyatt, 1994].

A partir de l'incertitude combinée U (type A et type B), on peut obtenir l'incertitude globale sur la mesure, en utilisant un facteur⁶ d'élargissement k_U . L'intervalle de confiance contient la plupart des résultats des mesures et est défini par $[\bar{x} - k_U U ; \bar{x} + k_U U]$, avec $\bar{x}$ la moyenne arithmétique des mesurages. Soit une distribution gaussienne et $k_U = 2$ (cas général). Si on mesure une température de 273,16 K avec une incertitude de $\pm 0,001$ K : 95% des mesures seront situés dans l'intervalle suivant [273,158 ; 273,162].

En pratique, on utilisera simplement l'écart type expérimental σ pour caractériser l'incertitude de la mesure. Pour une série de n mesurages de la même mesurande, c'est le paramètre σ caractérisant la dispersion de n résultats donné par la formule suivante :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n - 1}} \quad (1.8)$$

avec x_i le résultat de la i ème mesure et $\bar{x}$ la moyenne arithmétique des n résultats considérés.

Le **vieillessement** détermine l'évolution normale d'un capteur sans dégradations expérimentales. Pour certaines applications, des thermomètres subissent d'importants chocs thermiques ou des traitements inhabituels afin de prévoir leur évolution dans des environnements extrêmes [Junquera et al., 1997]. Afin d'optimiser le choix du capteur à utiliser pour des mesures de températures, certains auteurs proposent un bon test de fiabilité : ils préconisent de vieillir un lot de thermomètres identiques à l'aide d'une série de cyclages thermiques. Le thermomètre le plus fiable sera bien sûr celui qui aura le mieux «tenu» aux traitements thermiques. Par exemple, Goodrich *et al.* préconisent d'effectuer 120 cyclages thermiques à 77 K avant toute mesure [Goodrich et al., 1998].

Il peut être aussi intéressant d'utiliser un type de thermomètre ayant des caractéristiques très reproductibles d'un thermomètre à un autre. Si le vieillissement naturel ou prématuré du capteur empêche son utilisation, il paraît en effet intéressant d'avoir des thermomètres interchangeables. L'interchangeabilité peut déterminer le choix ou non d'un type de thermomètre pour une application donnée. Effectivement, si la réponse (sensibilité, bruit...) du système de mesures est étroitement dépendante du thermomètre, la détérioration de celui-ci peut entraîner des modifications du système. Il est alors nécessaire de caractériser à nouveau l'ensemble thermomètre-système de mesures. Afin d'éviter ce type de désagrément, il est souvent recommandé d'acheter tout un lot de capteurs fabriqués en même temps pour assurer la pérennité du système de mesures.

L'ajustement plus ou moins exact de la réponse du capteur en fonction de la température peut entraîner des mauvaises interprétations des mesures. En général, on ajuste la réponse du capteur à l'aide d'une fonction polynomiale de degré m . Le degré de ce polynôme permet d'épouser au mieux les points de mesures obtenus $N_{mesures}$. Néanmoins, il est illusoire de penser que l'on peut augmenter à l'infini ce degré. Le degré du polynôme dépend du nombre de points de mesures. En métrologie, le degré est égale à quatre ou cinq fois le nombre de points de mesures. Les formules basées sur le processus physique utilisé permet un meilleur ajustement (*cubic splines*, *Chebyshev polynomials*...). Il faut parfois étalonner et donc ajuster un thermomètre sur plusieurs domaines et utiliser des méthodes d'interpolation [Preston-Thomas, 1990].

⁵Les termes «incertitudes» et «erreurs» sont souvent confondus mais ont une signification bien différente. L'incertitude signifie méconnaissance alors que l'erreur signifie écart ou biais.

⁶Il ne faut en effet pas confondre facteur et coefficient : contrairement au coefficient, le facteur n'a pas de dimension [Bastie, 2003].

Les **grandeurs ou facteurs d'influence** sont aussi susceptibles de perturber la mesure. Il faut donc estimer l'influence de toutes les grandeurs physiques extérieures telles que la pression, les champs magnétique et électrique, l'humidité, les vibrations. . . Généralement, les systèmes de mesure (capteur+électronique), commerciaux ou non, sont compensés : un dispositif interne limite l'influence des grandeurs perturbatrices (compensation de dérive thermique par exemple). Afin de caractériser complètement un capteur thermométrique, il faut étudier sa réponse en fonction de l'environnement électromagnétique ambiant, de l'humidité, des variations de pression et de champ magnétique et autres paramètres extérieurs (certification CEM - Compatibilité Electromagnétique. . .). La tolérance à ces paramètres engendre des incertitudes sur les mesures.

1.3.5 Caractérisations thermiques d'un thermomètre

1.3.5.1 la puissance dissipée et l'autoéchauffement

Afin de réaliser une mesure de température, il est souvent nécessaire d'apporter de l'énergie au thermomètre. Dans le cas d'un thermomètre résistif, la puissance électrique P_{el} due à la polarisation provoque un autoéchauffement de celui-ci. La chaleur dissipée doit être évacuée par contact ou ancrage approprié. L'élévation de température ΔT peut être spécifiée par le **coefficient d'autoéchauffement** θ_{auto} [$K \cdot W^{-1}$] défini par :

$$\theta_{auto} = \frac{\Delta T}{P_{el}} \quad (1.9)$$

Le facteur de dissipation est aussi parfois employé. Ce dernier paramètre, divisé par la variation de température, est l'inverse de la résistance thermique qui lie le thermomètre au milieu. On verra par la suite que la résistance thermique joue un rôle fondamental dans la mesure de température (cf. section 1.8 page 29). Cette grandeur est souvent caractérisée via une mesure simultanée de la puissance dissipée et de la température.

L'étude de la caractéristique $I(V)$ peut permettre d'affiner le point optimal de fonctionnement du thermomètre : son utilisation sera décrite dans le chapitre 2 dans le cadre du bolomètre (cf. section 2.6.3 page 65).

1.3.5.2 la constante de temps de réponse et la capacité calorifique

La constante de temps de réponse est parfois spécifiée dans les documentations techniques. C'est l'aptitude d'un instrument à suivre les variations temporelles de la grandeur à mesurer. Le temps indiqué est souvent le temps mis par le thermomètre pour atteindre 90% d'une variation de température provoquée par un échelon de chaleur (cf. Fig. 1.6). Pour les thermomètres massifs, le temps de retard doit aussi être spécifié. Ces temps sont étroitement liés à la capacité calorifique du thermomètre. Ces paramètres sont particulièrement importants lors d'une mise au point d'un système de régulation (cf. section 3.6 page 120). Notons enfin que la bande passante de la mesure est étroitement liée à la constante de temps de réponse.

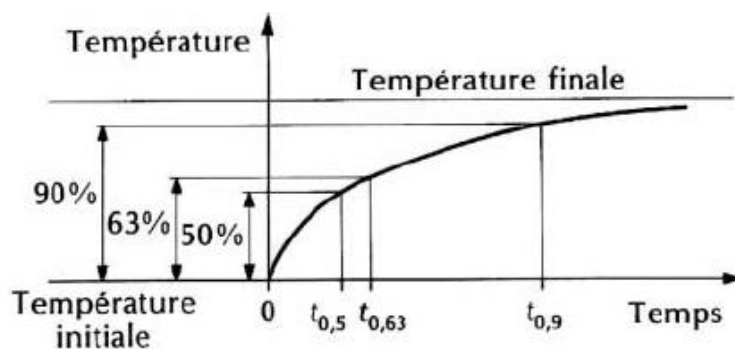


FIG. 1.6 – Définition de la constante de temps de réponse [Autran, 1985].

1.3.6 Le bruit

En sortie d'un capteur, on observe toujours des signaux ou fluctuations aléatoires d'origines externes ou internes au capteur qui se superposent à la mesure. Le bruit est d'origine externe lorsqu'il a une origine artificielle : il est alors capté soit directement (rayonnement parasite dans la bande passante), soit indirectement par l'ensemble du système (effet d'antenne). Ces bruits d'origine externe peuvent être éliminés à l'aide de blindage magnétique et électrique (cf. Fig. 1.7). Le bruit intrinsèque est soit lié à l'observable utilisée (photons, température...) soit à la nature même du matériau thermosensible (bruit en $1/f$). Le lecteur intéressé par une présentation détaillée de ces sources de bruit pourra se reporter à la section 2.6.4.

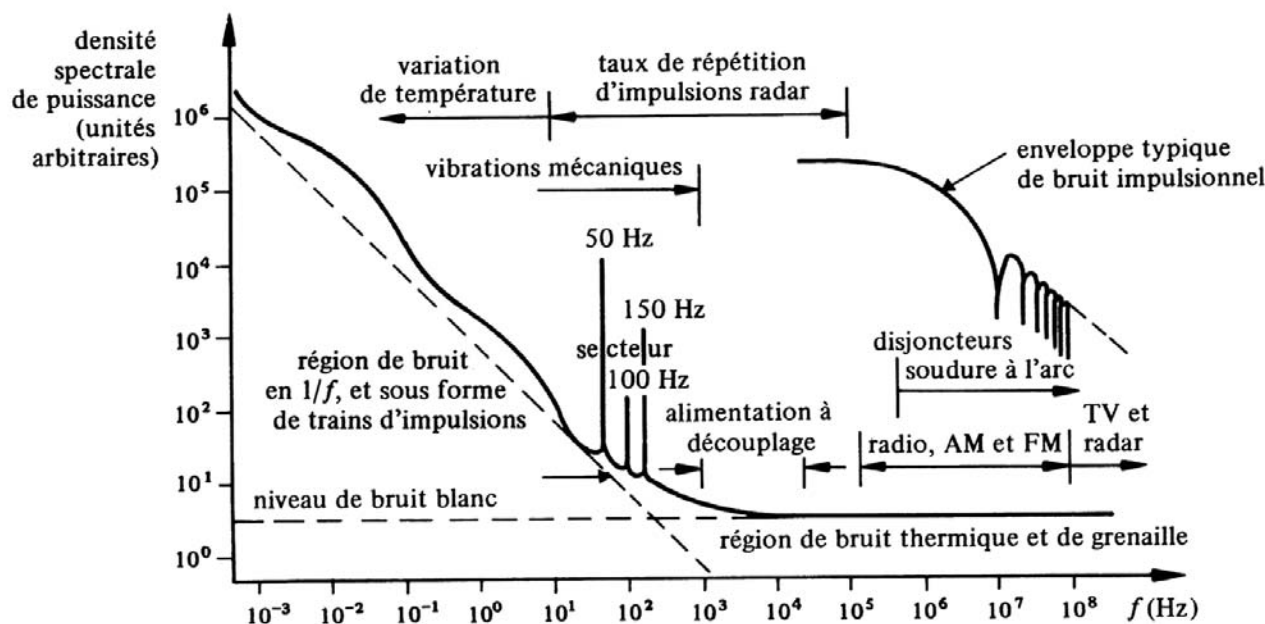


FIG. 1.7 – Sources extrinsèques de bruits [Paratte and Robert, 1986]

1.3.7 Choix et classification du thermomètre

Suivant l'application désirée, le choix du thermomètre et sa mise en œuvre sont cruciales pour mesurer correctement la température. En général, il faut que le thermomètre ne perturbe pas la température à mesurer et qu'il existe un équilibre thermique entre le thermomètre et le milieu à mesurer. Les spécifications techniques d'utilisation telles que l'étendue de mesure, la sensibilité, la robustesse, la justesse, la fidélité, la rapidité... sont souvent antagonistes (cf. section 1.3.3 page 12 et section 1.3.5 page précédente). Les bons compromis sont donc de rigueur ! La complexité (mise en œuvre), l'encombrement et la consommation d'énergie (réelle ou matière grise) sont aussi des facteurs essentiels qui méritent réflexion avant tout développement d'une chaîne de mesure de température.

Comme nous l'avons évoqué dans les pages précédentes, les capteurs thermométriques ont divers modes de fonctionnement. Dans les sections suivantes 1.4-1.7, nous rappellerons plus ou moins en détail le fonctionnement de quelques thermomètres utilisés en métrologie ou plus classiquement dans les mesures de température dans l'industrie et les laboratoires de recherche. Ce catalogue permet au lecteur d'acquérir les principes de fonctionnement et les caractéristiques des divers thermomètres présentés tout au long de cette thèse. La présentation des thermomètres de type résistif sera plus détaillée car l'électronique associée à ce manuscrit est basée sur ce type de thermométrie (cf. chapitre 3).

1.4 Les thermomètres à dilatation

Les mesures de température par expansion thermique sont présentées très brièvement dans cette section. De plus amples détails et explications peuvent être trouvés dans la littérature. Citons par exemple [Childs et al., 2000, Kittel and Kroemer, 1980].

Avec la température, les gaz ont tendance à se dilater si la pression P est constante. Si le volume V est constant, la pression aura tendance à augmenter. Pour les solides et les liquides, la variation de pression est négligeable et la mesure sera alors basée sur le changement de volume.

1.4.1 Les thermomètres à dilatation de type solide

Tout corps solide linéaire se dilate. La dilatation est en première approximation proportionnelle à la longueur et, est linéaire en fonction de la température. Le coefficient de dilatation étant assez faible ($\sim 10^{-6} - 10^{-5} \text{ K}^{-1}$), ce type de thermomètre est assez peu répandu. On utilise plutôt la dilatation différentielle entre deux lames qui produit une déformation de cette «bilame». Cette technique nécessite l'utilisation de matériaux «réversibles», c'est-à-dire reprenant leur forme initiale à leur retour à la température initiale et que la déformation soit une fonction la plus simple possible de la température.

1.4.2 Les thermomètres à dilatation de type liquide

Le principe de fonctionnement d'un thermomètre à dilatation de liquide utilise la dilatation d'un certain volume de liquide placé à une température donnée. La sensibilité d'un tel thermomètre est proportionnelle au volume du réservoir, au coefficient de dilatation du liquide utilisé (Hg, alcool) et à la section du capillaire. Ce thermomètre basique n'est pas très exact mais présente une grande étendue de mesure (plusieurs centaines de degrés).

1.4.3 Les thermomètres à dilatation de type gazeux

Son principe, plus universel (indépendant de la substance), est basé sur l'équation bien connue des gaz parfaits :

$$PV = n_{mole} \mathcal{R}_G T \quad (1.10)$$

avec $\mathcal{R}_G = 8,314510 \pm 0,000070 \text{ J} \cdot \text{mole}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, la constante des gaz parfaits et n_{mole} le nombre de moles contenues dans l'enceinte. La Figure 1.8 représente les quatre principales configurations utilisées en thermométrie à dilatation de type gazeux.

La pression P d'un gaz enfermé dans une enceinte à volume constant V est proportionnelle à la température T de l'enceinte. L'utilisation du développement dit du Viriel de la loi des gaz parfaits permet des déterminations exactes de la température. Suivant son domaine d'utilisation (*i.e.* du gaz utilisé), des exactitudes meilleures que 1 mK ont été obtenues par ce thermomètre primaire [Childs et al., 2000].

Le thermomètre acoustique utilise quant à lui la vitesse du son v dans un gaz (cf. Eq. 1.11). Cette technique non invasive utilise le temps de parcours du son entre deux capteurs acoustiques séparés par une distance préalablement bien déterminée.

$$v^2 = \frac{\gamma}{M} \mathcal{R}_G T \times f(P, T) \quad (1.11)$$

avec $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ le rapport des capacités calorifiques à pression et à volume constant, M la masse moléculaire du gaz, $f(P, T)$ facteur correctif pour un gaz non idéal. Cette technique assez récente est proposée par le BNM-INM pour établir l'EPBT (cf. section 1.2 page 7).

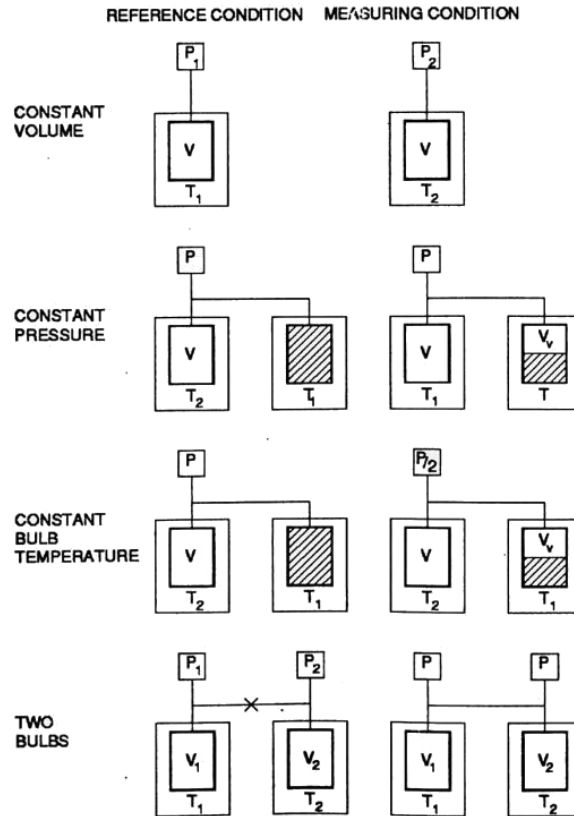


FIG. 1.8 – Les quatre configurations principales utilisées en thermométrie à dilatation de gaz [Childs et al., 2000].

1.4.4 Les thermomètres à tension de vapeur d'He

La loi de Dupré permet de déterminer la température T grâce à la mesure de la tension de vapeur (pression d'équilibre liquide-vapeur) :

$$\ln P = a - \frac{b}{T} - \ln T + c \quad (1.12)$$

avec a , b et c des coefficients constants (indépendants de la pression et de la température).

Cette caractéristique non linéaire peut être utilisée pour divers fluides (C_2H_6 , CH_4 , H_2O , ^4He , ^3He ...) offrant des thermomètres très sensibles, par mesure de pression, sur différentes étendues de mesures de température. L'EPBT est définie à partir de la courbe de fusion de l' ^3He (cf. section 1.2 page 7).

1.5 Les thermomètres à modification de propriétés du matériau thermosensible

1.5.1 Les thermomètres résistifs

Les thermomètres résistifs utilisent la dépendance en température de la résistance de matériaux très divers. Citons les métaux (Pt, Ti), les semiconducteurs, SiC, les alliages ($SiGe$, $Ge_xSi_{1-x}O_y$...), les oxydes de vanadium (VO_2 , V_2O_5), les oxydes présentant des transitions : nickelates, cobaltites, manganites, supraconducteurs à haute et basse température critique... Dans cette section, le lecteur trouvera des informations générales sur les thermomètres résistifs. De plus amples détails seront donnés au cours du chapitre 2.

métal	Résistivité [$\Omega \cdot m$]	α [K^{-1}]
Cuivre	$1,7 \times 10^{-8}$	$3,9 \times 10^{-3}$
Argent	$1,6 \times 10^{-8}$	$4,0 \times 10^{-3}$
Nickel	$59,0 \times 10^{-8}$	$6,0 \times 10^{-3}$
Platine	$11,0 \times 10^{-8}$	$3,85 \times 10^{-3}$
Or	$2,4 \times 10^{-8}$	$3,4 \times 10^{-3}$

TAB. 1.2: Comparaison des principaux métaux utilisés en thermométrie à température ambiante (293 K) [Childs et al., 2000]

1.5.1.1 le thermomètre métallique et semiconducteur

Dans le cas des métaux, la conductivité électrique décroît avec la température. Le nombre de porteurs de charge électrique ne dépend pratiquement pas de la température. Comme le nombre de collisions par seconde dépend étroitement de l'agitation thermique du métal, la mobilité des porteurs décroît avec la température. Le tableau 1.2 et les figures 1.9 à 1.11 permettent de comparer les différents métaux utilisés en thermométrie.

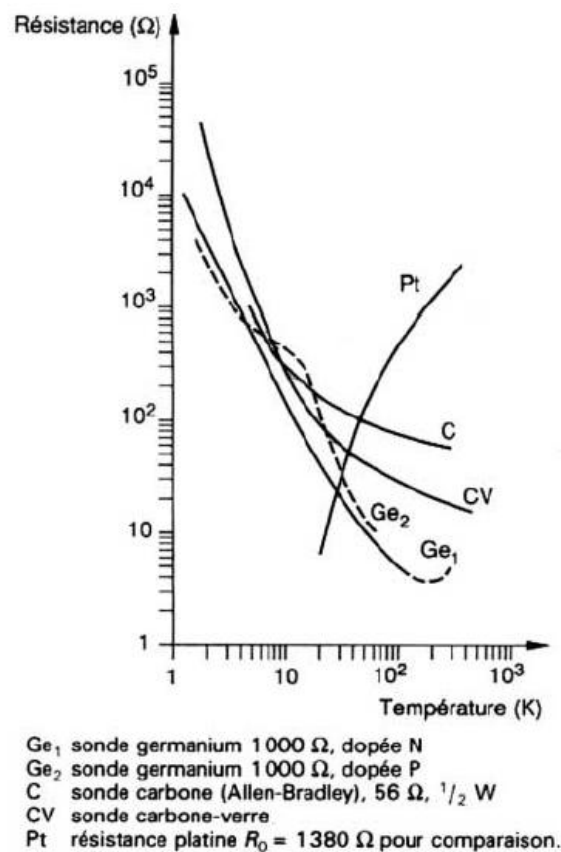


FIG. 1.9 – Caractéristiques résistance-température de quelques thermomètres métalliques utilisés en cryogénie [Bonnier and Ronsin, 1985, Swartz and Swartz, 1974]

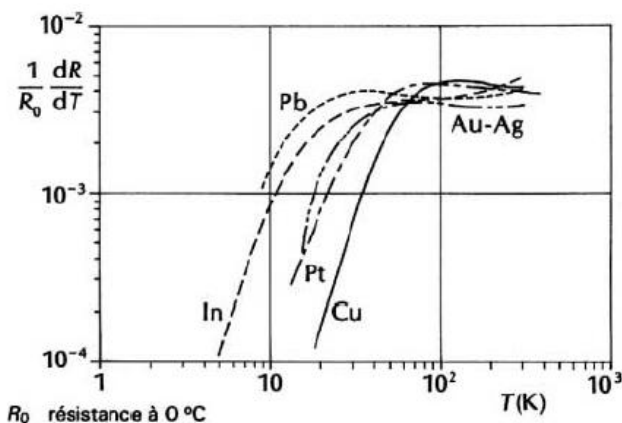


FIG. 1.10 – Variation de α en fonction de la température T pour le platine, le cuivre, le plomb, l'indium et l'alliage Au-Ag (0,15 % d'Ag en masse) [Autran, 1985].

Les thermomètres métalliques sont utilisés en tant que thermomètre de référence (cf. section 1.2 page 7) car ils présentent une grande stabilité. Le thermomètre à résistance de platine est l'un des instruments de définition de l'EIT-90 (cf. section 1.2 page 7 et Fig. 1.12 page ci-contre). Les sensibilités relatives α des métaux sont quasi équivalentes pour les températures ambiantes (cf. Fig. 1.10). Mais pour les basses températures voire les ultra basses températures, les sondes au germanium, au carbone (Allen Bradley), ou carbone-verre présentent de meilleures sensibilités en température (cf. Fig. 1.9 page précédente et Fig. 1.11).

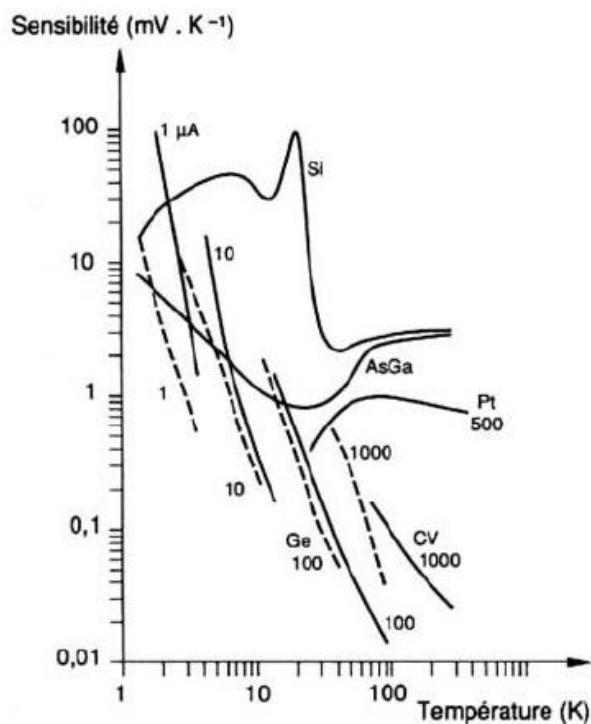


FIG. 1.11 – Sensibilité en tension $-\frac{dV}{dT}$, à courant constant, en fonction de la température de quelques thermomètres cryogéniques [Bonnier and Ronsin, 1985, Swartz and Swartz, 1974]

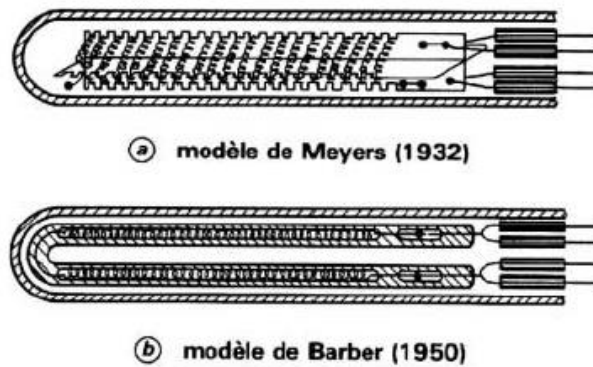


FIG. 1.12 – Le thermomètre étalon à résistance de platine [Autran, 1985]

1.5.1.2 les thermistances⁷ CTN et CTP

Les propriétés particulières des semiconducteurs polycristallins sont principalement liées aux caractéristiques intrinsèques des cristallites (thermistance à Coefficient de Température Négatif CTN), et aux caractéristiques des joints de grains (thermistances à Coefficient de Température Positif CTP). Ces céramiques semiconductrices présentent des dépendances non linéaires de la résistance en fonction de la température [Autran, 1985]. Les principaux matériaux utilisés sont : Fe_2O_3 (oxyde ferrique), MgAl_2O_4 (aluminate de magnésium), Zn_2TiO_4 (titane de zinc).

La thermistance CTN est un matériau céramique dont la résistance électrique décroît exponentiellement, et d'une manière monotone, avec la température. En d'autres termes, la résistance du matériau présente un coefficient de température négatif avec la température ($\alpha < 0$) (cf. Fig. 1.13).

Au contraire, la thermistance CTP est un matériau céramique dont la résistance augmente brutalement dans un certain intervalle de température. La résistance présente un coefficient de température positif dans l'intervalle de température considéré ($\alpha > 0$) (cf. Fig. 1.13).

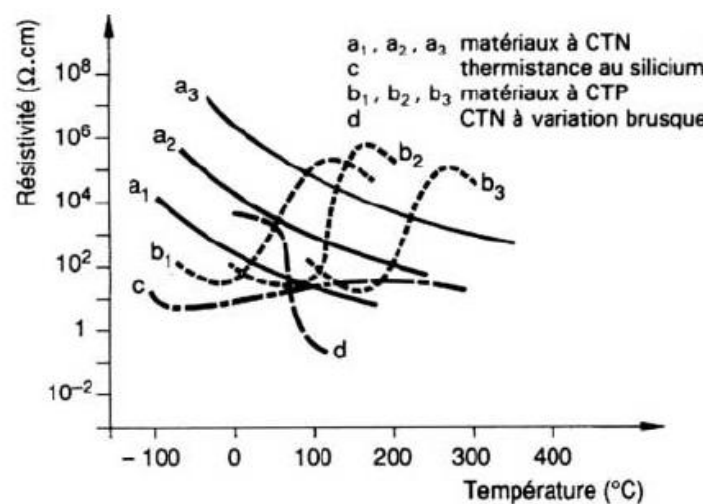


FIG. 1.13 – Caractéristiques résistivité-température de quelques thermistances à Coefficient de Température Négatif CTN et à Coefficient de Température Positif CTP [Bonnier and Ronsin, 1985].

⁷Le mot thermistance est l'adaptation française de *thermistor* (contraction de *thermally sensitive resistor*).

1.5.1.3 le thermomètre résistif à transition de phases

Il existe de nombreux types de matériaux résistifs présentant des transitions de phases (cf. section 2.5 page 52). Tous ces thermomètres présentent de forte variation de résistance avec la température mais sur de très faible étendue de mesure (de l'ordre de quelques K à quelques dixièmes de K). Des valeurs de sensibilité adimensionnelle en température A d'environ 1000 peuvent être obtenues et encouragent leurs études. Mais l'utilisation et l'optimisation de ces thermomètres opérant dans une transition de phase ne sont pas simples. Il faut donc finement étudier leurs comportements (sensibilité, bruit, influence des grandeurs perturbatrices...) en fonction de la température et du système de polarisation et de mesures.

Transition normal-supraconducteur :

Lorsqu'on abaisse la température d'un métal, en général sa résistivité électrique décroît pour atteindre, à très basse température, une valeur constante qui dépend entre autres, de la pureté du métal. Cependant, pour certains matériaux conducteurs, en-dessous d'une certaine température critique T_c , la résistivité tombe brusquement à une valeur rigoureusement nulle. On donne à cet état particulier le nom de supraconducteur. Suivant la valeur de la température critique, on parlera de supraconducteur à basse température critique (SBTC) ou de supraconducteur à haute température critique (SHTC).

Transition métal-isolant :

Généralement en bolométrie, les thermomètres sont à base de semiconducteurs dopés et utilisent la caractéristique de la transition métal-isolant ou transition de Mott-Anderson. Aux très basses températures, ces matériaux présentent donc des fortes variations de résistivité au voisinage de la transition métal-isolant. Il existe par ailleurs d'autres thermomètres présentant des transitions de ce type mais à des températures supérieures (300 K ou plus). Citons les manganites, les cobaltites, les nickelates et les oxydes de vanadium.

1.5.1.4 le thermomètre à bruit de Johnson

Ce thermomètre mesure le bruit aux bornes d'une résistance R . Dans un conducteur, le bruit de fond (ou bruit thermique) est en effet lié aux mouvements brownien des électrons de conduction et induit des fluctuations de tension aux bornes du matériau (cf. section 2.6.4.4 page 75). A l'aide du théorème de Nyquist, on a, pour un intervalle de fréquence Δf dans lequel on mesure la tension :

$$\langle e_n^2 \rangle = 4k_B RT \Delta f \quad (1.13)$$

Puisque l'on mesure l'écart type sur la valeur moyenne, il faut donc acquérir des valeurs de résistance pendant de long temps de mesures : pour obtenir une résolution de 0,1 % il faut avoir des temps d'acquisition d'environ 6 heures ! Les deux inconvénients majeurs de ce type de thermomètre sont, d'une part, la durée d'acquisition, et d'autre part, la difficulté de déterminer et de réduire toutes les sources de bruit parasites. Bien que difficile à utiliser, il est utilisé comme le fondement de l'échelle du NIST⁸ entre 7 mK et 800 mK et comme test de linéarité pour l'échelle du PTB⁹.

L'utilisation d'un amplificateur à SQUID¹⁰ dc ultra sensible permet de mesurer le bruit thermique de la résistance [Soulén et al., 1990]. Dans le cadre d'une estimation grossière, l'exactitude est inversement proportionnelle au temps de mesure mais est indépendant de la température (à condition d'avoir la température inférieure à la température de bruit - cf. section 3.1.6.3 page 103). Pour une résistance de 0,29 m Ω , une exactitude de 1 % a été obtenue pour 145 s dans le domaine des très basses températures (pour une température de bruit de 1,7 μ K) [Li et al., 2000].

⁸NIST : *National Institute of Standards and Technology* (USA)

⁹PTB : *Physikalisch-Technische Bundesanstalt* (Allemagne)

¹⁰SQUID : *Superconducting Quantum Interference Device*

1.5.1.5 les diodes

La dépendance en température de la tension aux bornes d'une jonction p-n polarisée à courant constant permet d'obtenir un thermomètre d'une grande sensibilité et ayant une grande étendue d'utilisation (1 à 500 K). La figure 1.14 montre les caractéristiques typiques des thermomètres à diode [Bonnier and Ronsin, 1985]. On peut remarquer la bonne linéarité de la tension en fonction de la température et ce sur une grande étendue de mesures. Néanmoins, des effets d'autoéchauffement à basse température et de dépendance au champ magnétique limitent son utilisation [Swartz and Swartz, 1974].

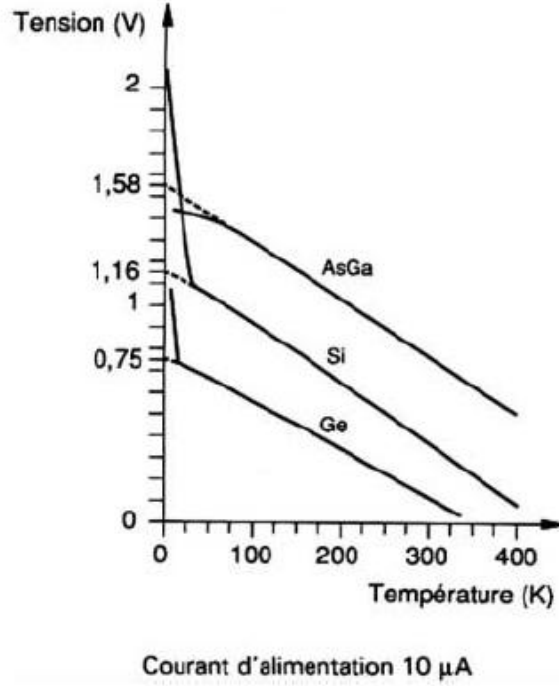


FIG. 1.14 – Caractéristiques typiques des capteurs de température à diode [Bonnier and Ronsin, 1985].

Examinons, les résultats obtenus pour une diode polarisée à courant constant puis à tension constante. La relation $I(V)$ de la diode peut s'écrire sous la forme suivante :

$$I = 2I_0 T^3 e^{-\frac{E_g}{k_B T}} \left(e^{\frac{qV}{k_B T}} - 1 \right) \quad (1.14)$$

On obtient la sensibilité suivante :

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dT} = \frac{3}{T} + \frac{E_g - qV}{k_B T^2} \quad (1.15)$$

A 0,5 V, on obtient $\frac{dV}{dT} = 2 \text{ mV} \cdot \text{K}^{-1}$ ou :

$$\frac{1}{V} \frac{dV}{dT} = 4 \times 10^{-3} \quad (1.16)$$

La sensibilité en courant est environ un ordre de grandeur supérieure à celle obtenue avec une polarisation en tension. La figure 1.15 illustre cette caractéristique pour une diode film mince métal/oxyde/silicium (Al/SiO₂/Si-p) fabriquée au GM-IETR¹¹ de Rennes. Ces mesures ont été réalisées avec une machine sous pointe refroidie *Desert Cryogenics*¹² du GREYC. A titre d'exemple, pour une polarisation à 100 µA, on obtient une sensibilité de l'ordre de $70 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Cependant, il faut noter que cette méthode présente une non linéarité par rapport au courant limitant son utilisation sur une grande gamme de tension.

¹¹GM : Groupe de Microélectronique de l'Institut d'Electronique et Télécommunication de Rennes

¹²Site internet : <http://www.desertcryo.com/>

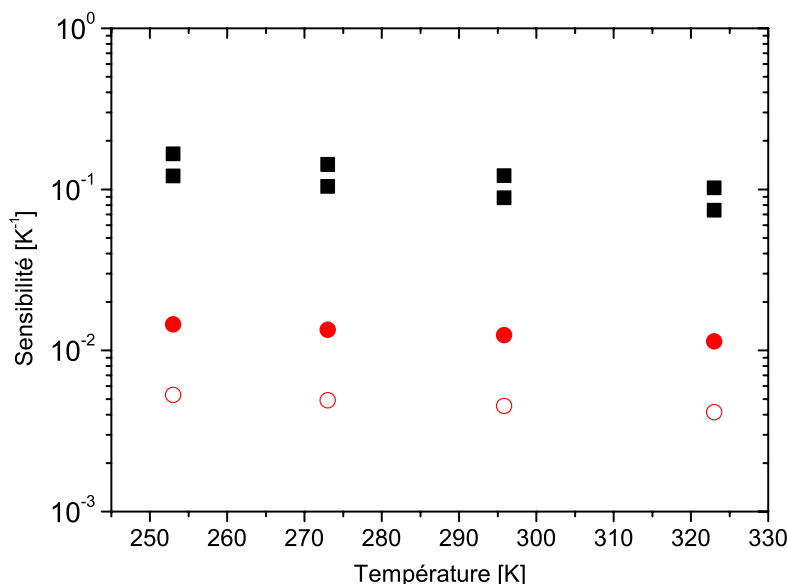


FIG. 1.15 – Evolution de la sensibilité d’une diode film mince polarisée en courant (cercles) ou en tension (carrés) en fonction de la température : les symboles pleins se réfèrent à une tension de 0,5 V alors que les symboles creux se réfèrent à une tension de 0,25 V.

L’influence du champ magnétique reste minime pour des valeurs de champs inférieures à $10^{-2} \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$, mais dès que ces valeurs atteignent $10^{-1} \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$ les performances des diodes sont fortement dégradées [Ota et al., 2000]. La diminution du courant de polarisation jusqu’à 10 nA peut aussi diminuer l’influence du champ magnétique sans toutefois réduire la sensibilité en température de la diode. Notons aussi que les diodes sont facilement interchangeables mais un étalonnage individuel peut permettre des améliorations de l’exactitude de la mesure d’un facteur 10. Les exactitudes obtenues peuvent atteindre 50 mK. Enfin, citons les travaux de Boltovets *et. al* qui ont réalisé des microdiodes en germanium (1 à 400 K) et en silicium (2 à 600 K) [Boltovets et al., 2001].

1.5.2 Les thermomètres capacitifs

La permittivité électrique relative de certains matériaux, comme le titanate de baryum BaTiO_3 ou le titanate de strontium SrTiO_3 , peut fortement dépendre de la température. La figure 1.16 représente la variation thermique de la capacité d’un condensateur du commerce.

La sensibilité de ces capacités est bonne pour les basses températures. La courbe ci-dessus peut se diviser en trois zones. A très basses températures, la capacité dépend linéairement de la température et la sensibilité est faible $\sim 10 \text{ pF}\cdot\text{K}^{-1}$. A basse température, la capacité augmente rapidement avec T , *i.e.* $\sim 170 \text{ pF}\cdot\text{K}^{-1}$, puis passe par un maximum et ensuite décroît faiblement. Il existe aussi des thermomètres capacitifs commerciaux qui présentent de grandes sensibilités en température. La figure 1.17 représente les caractéristiques du modèle CS401GR-A de Lakeshore¹³

Néanmoins, la difficile reproductibilité nécessite de fréquents étalonnages et limite donc l’utilisation de ce type de thermomètre (la caractéristique évolue en fonction du nombre de cyclages thermiques). Malgré tout, le thermomètre capacitif est intéressant pour les mesures sous forts champs car il n’y a pas de dépendance en fonction du champ magnétique [Chouteau, 1998].

¹³Site internet : <http://www.lakeshore.com/>

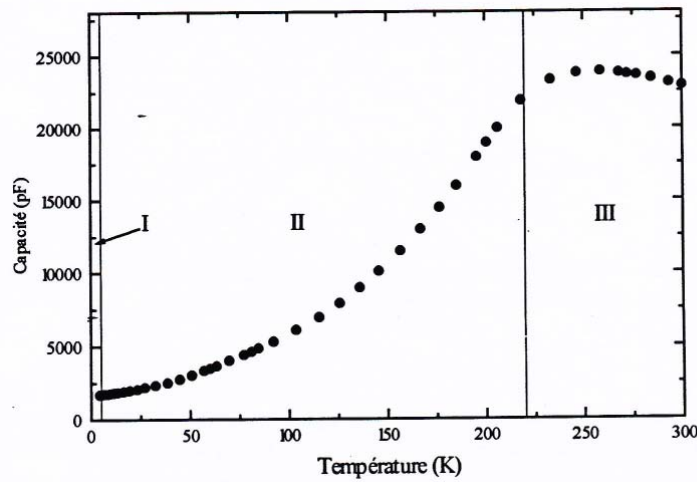
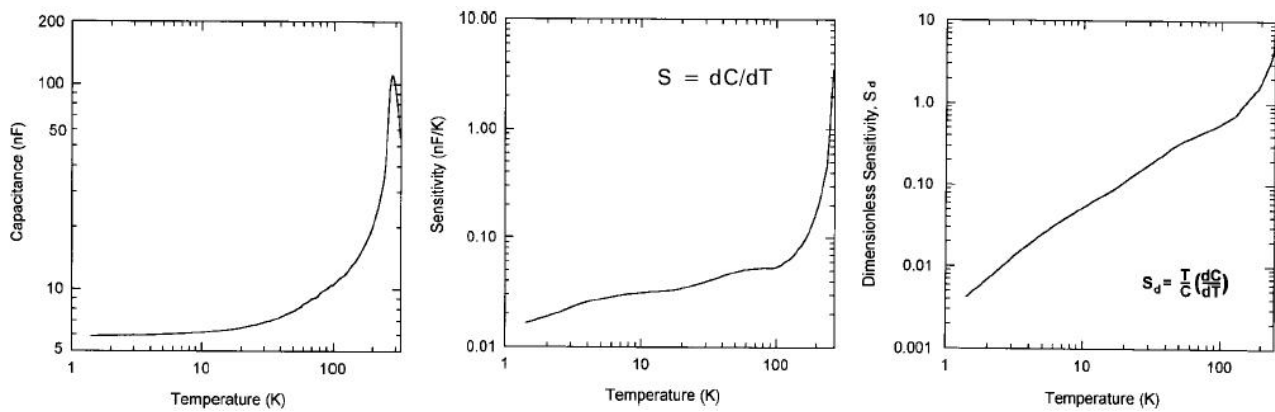


FIG. 1.16 – Variation thermique d'une capacité au titanate de baryum [Chouteau, 1998]

FIG. 1.17 – Caractéristiques ($C(T)$, dC/dT et $d \ln C / d \ln T$) du thermomètre capacitif CS401GR-A de Lakeshore

1.5.3 Les thermomètres thermoélectriques

Deux métaux différents mis en contact constituent un **thermocouple**. De construction très simple, les thermocouples sont faciles à réaliser et à miniaturiser. En revanche, les thermocouples sont sensibles au champ magnétique. Le pouvoir thermoélectrique décroît fortement avec la température (cf. Fig. 1.18 page suivante). Les tensions mesurées dépendent de la température de référence utilisée. Le signal mesuré peut être de plusieurs mV si la température de référence est à 0 °C ou à température ambiante. Les faibles sensibilités limitent l'utilisation de ces thermomètres.

Le fonctionnement des thermocouples est basé sur l'effet Seebeck. Leur large étendue de mesure depuis les très basses températures jusqu'à 3000 K (généralement 1000 K), leur faible coût, leur simplicité d'utilisation et leur faible temps de réponse rendent les thermocouples très attrayants pour l'industrie. La figure 1.19 regroupe les différentes techniques pour utiliser correctement un thermocouple. Mais ces thermomètres sont moins exacts que les thermomètres résistifs. Les thermocouples métalliques ont en effet des sensibilités de l'ordre de 10 à 80 $\mu\text{V}\cdot\text{K}^{-1}$. Des pouvoirs thermoélectriques supérieurs (environ 100 $\mu\text{V}\cdot\text{K}^{-1}$) peuvent être obtenus avec des oxydes de cobalt. Notons enfin que les thermocouples souffrent de problèmes liés à la non reproductibilité des mesures et à l'influence du champ magnétique [Childs et al., 2000].

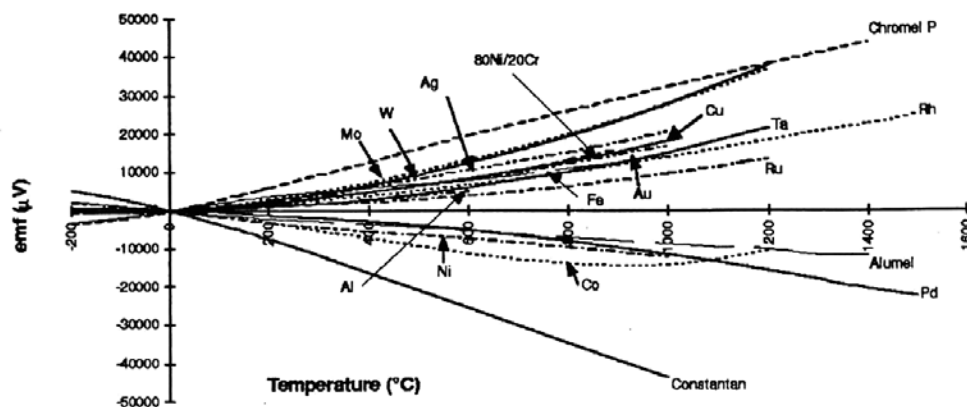


FIG. 1.18 – Variation de l'effet thermoélectrique généré par un matériau par rapport au platine avec une jonction froide à 0 °C en fonction de la température [Childs et al., 2000].

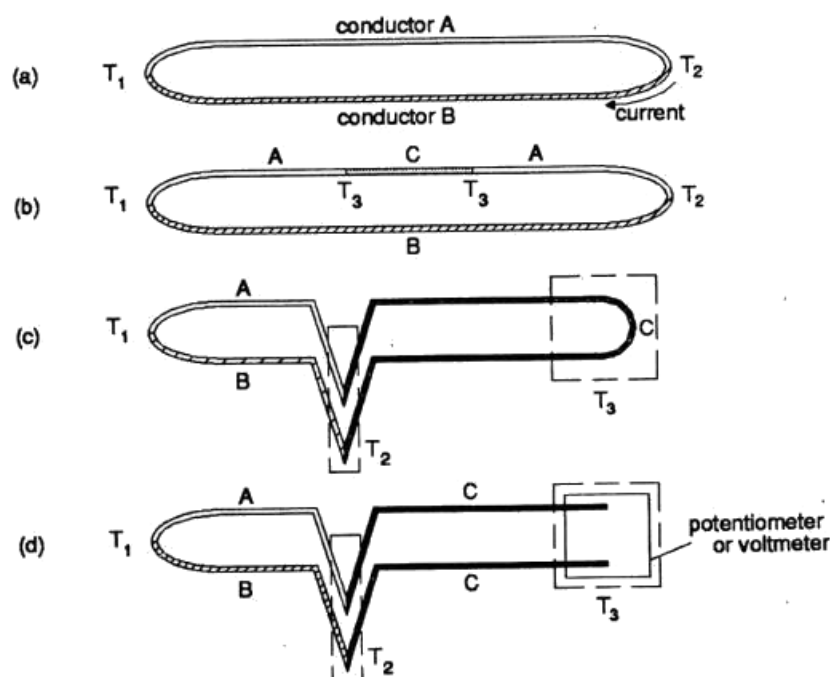


FIG. 1.19 – Les différentes techniques pour utiliser correctement un thermocouple [Childs et al., 2000]

1.5.4 Les thermomètres magnétiques

Comme nous l'avons déjà évoqué au cours de ce chapitre, le champ magnétique est l'une des grandeurs d'influence qui limite ou perturbe la mesure de température. Au contraire, dans certains thermomètres, la mesure de la variation du champ magnétique permet de déterminer exactement la température. Les thermomètres de flux magnétique basés sur le comportement des supraconducteurs seront abordés dans le chapitre 2.

Examinons seulement les thermomètres à désaimantation adiabatique (RDA). Il faut distinguer deux types de thermomètres RDA : la désaimantation adiabatique électronique et la désaimantation adiabatique nucléaire.

La **désaimantation adiabatique électronique** utilise les propriétés des corps paramagnétiques. On utilise fréquemment les thermomètres magnétiques à base de nitrate double de cérium-magnésium (CMN). La susceptibilité magnétique χ est fortement dépendante de la température, dans la gamme $3 \text{ mK} < T < 4,2 \text{ K}$:

$$\chi = \frac{C_{sel}}{T - \Delta} + \chi_o \quad (1.17)$$

avec C_{sel} , Δ et χ_o des constantes dépendantes de la forme géométrique du sel, du nombre d'atomes par unité de volume, des constantes physiques et des interactions entre les moments magnétiques.

Ce procédé, fondé sur les travaux de Curie, de Weiss, de Giauque et de Debye, consiste à aligner, au moyen d'un champ magnétique puissant, les dipôles magnétiques des atomes d'une substance paramagnétique. Cet alignement provoque un dégagement de chaleur, qui est transféré à un bain d'hélium liquide où baigne la substance. On interrompt ensuite le champ, tout en supprimant le contact avec l'hélium liquide. Les dipôles, en perdant leur alignement, provoquent l'absorption d'une grande quantité de chaleur qui, cette fois, ne peut être prise qu'à la substance elle-même qui se refroidit. En répétant l'opération, la température peut être abaissée jusqu'à $0,001 \text{ K}$. Ces thermomètres sont généralement étalonnés à l'aide d'un thermomètre primaire à tension de vapeur d'He [Welander and Hahn, 2001].

Il existe une variante de cette technique, dite **désaimantation adiabatique nucléaire**, qui consiste à agir de façon similaire sur les dipôles de noyaux et non plus d'atomes (métaux très purs, platine par exemple). Ce type de thermomètre basé sur la désaimantation adiabatique d'un ensemble de spins nucléaires a l'étendue de mesure suivante : $\mu \text{ K} < T < 1 \text{ K}$, voire la gamme des nK. C'est par ce moyen que les températures les plus basses, de l'ordre du nanokelvin, ont pu être atteintes [Chouteau, 1998].

1.6 Le pyromètre optique et le thermomètre infrarouge

Le pyromètre optique (ou le thermomètre infrarouge) utilise la propriété qu'ont les corps, solides liquides ou gazeux, d'émettre de l'énergie par radiation avec une intensité qui est fonction de leur température. Tout corps émet spontanément et en permanence un rayonnement électromagnétique dont le spectre continu a une répartition énergétique qui est fonction de la température : c'est le **rayonnement thermique** [Gaussorgues, 1999, Childs et al., 2000]. Les lois de cette émission sont d'abord établies pour un corps idéal, le **corps noir**, caractérisé par une absorption totale de tout rayonnement incident ; le rayonnement thermique d'un corps réel, selon son pouvoir absorbant, se rapproche plus ou moins de celui du corps noir. Pour la plupart des matériaux, c'est une propriété de surface, et les caractéristiques de la surface elle-même influence grandement l'émission de radiation. Le pouvoir qu'a une surface, d'émettre des radiations est caractérisé par le facteur d'émission dont la valeur est comprise entre 0 et 1. Un corps noir a un facteur d'émission égal à 1. Aucun corps réel ne peut émettre plus d'intensité qu'un corps noir à la même température.

La loi de Planck (cf. Eq. 1.18) est la loi fondamentale de l'émission thermique ; elle donne l'exitance spectrale, appelée antérieurement émittance, $E_{\lambda,CN}$ (i.e. la densité spectrale de puissance rayonnée dans un hémisphère, par unité de surface de l'émetteur, à une longueur d'onde λ) d'une source de type corps noir en fonction de la longueur d'onde et de la température absolue T de cette source :

$$E_{\lambda,CN}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (1.18)$$

La figure 1.20 représente son évolution en fonction de λ pour diverses températures. On remarque l'augmentation rapide de l'exitance avec la température, le déplacement du spectre de l'infrarouge vers le visible au fur et à mesure que la température augmente. En dessous de 800 K, le rayonnement thermique est totalement dans le domaine infrarouge. Dans le cas du Soleil ($T = 5500$ K), λ_{max} correspond au maximum de sensibilité de l'oeil.

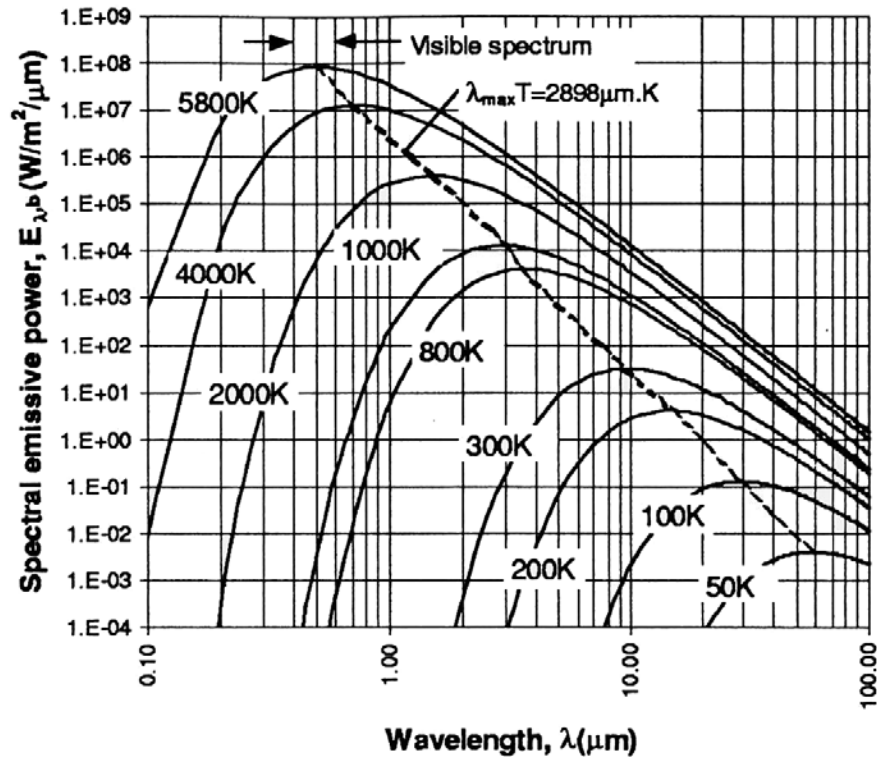


FIG. 1.20 – Distribution de Planck pour des températures de corps noir entre 50 et 6000 K [Childs et al., 2000]

L'intensité du rayonnement émis dépend également de la longueur d'onde, et pour deux longueurs d'onde distinctes, le rapport de l'intensité émise dépend de la température. Ce rapport dépend peu de l'émissivité de la surface. Cette propriété est utilisée dans certains appareils qui mesurent le rayonnement simultanément sous deux longueurs d'onde différentes et en déterminent le rapport (pyromètre bichromatique). Le résultat de la mesure est alors plus exact car il est peu influencé par les variations d'émissivité de la surface ou l'encrassement du système optique. On constate donc que l'erreur due à la méconnaissance du facteur d'émissivité de la surface est d'autant plus importante que le facteur d'émission est faible, c'est-à-dire éloignée d'un corps noir servant de référence, mais aussi que la température réelle est importante.

Comme pour une caméra, le thermomètre infrarouge reçoit le rayonnement au travers d'un système optique, caractérisé par son champ de vision (FOV) exprimé par un angle. Les thermomètres infra-rouges sont particulièrement recommandés dans des domaines où la mesure de température par contact est impossible :

- température très élevée (> 2000 K)
- très faible constante de temps de réponse
- sur des objets en mouvement
- derrière une fenêtre (mesure à distance)
- si le thermomètre peut être détruit par le contact (environnement hostile)
- si un profil de température existe sur la surface
- si la température peut être affectée par le contact...

1.7 Les thermomètres exotiques

Il existe de nombreux thermomètres dit exotiques qui fonctionnent aux températures cryogéniques ; citons ici les principaux.

- **Le thermomètre à anisotropie γ** est utilisé à basse température et permet d’avoir accès à la température absolue sans contact. Ce thermomètre mesure l’anisotropie de l’émission du rayonnement γ d’une source radioactive (aiguille de Cobalt 60) à l’aide d’un détecteur de rayon γ . Le domaine de température est assez restreint et se situe entre 1 et 50 mK. Ce capteur présente deux inconvénients majeurs : sa sensibilité est assez faible et présente un autoéchauffement non négligeable dû à l’émission de deux photons et d’un électron. Le caractère statistique de ce thermomètre nécessite une mesure de longue durée pour obtenir une résolution suffisante sans toutefois nécessiter un système de lecture complexe (lecture indirecte et ex-situ) [Pitre, 1999].
- **Le thermomètre à blocage de Coulomb (CBT¹⁴)** est réalisé à l’aide d’un réseau de jonctions tunnel de tailles submicroniques. La mesure de la conductance du système en fonction de la tension de polarisation permet de déterminer la température. Sa réponse linéaire en température et indépendante du champ magnétique (jusqu’à 23 T) semble très attractive pour des mesures à basse température (20 mK à 1 K) [Kauppinen et al., 1998, Godfrin, 2000]. Il faut toutefois noter que les mesures électriques de ces thermomètres sont assez complexes. Nanoway¹⁵ commercialise ces thermomètres offrant des sensibilités jusqu’à $19 \text{ mV}\cdot\text{K}^{-1}$ avec de bonnes résolutions (0,2 mK à 100 mK) et exactitudes ($\sim 5 \text{ mK}$ à 50 mK).
- **Le thermomètre à résonance magnétique nucléaire ou quadripolaire** fonctionne aux très basses températures. Lorsque un noyau possédant un spin est soumis à un champ magnétique statique et à un champ radiofréquence (perpendiculaire au champ magnétique statique), le moment nucléaire est alors animé d’un mouvement de précession décrit par une équation de Bloch. La résonance quadripolaire utilise le fait que pour certains noyaux, il existe un moment quadripolaire dû à la déformation de la distribution des charges électriques du noyau. Ce moment quadripolaire interagit avec le champ électrique produit par les atomes ou les ions environnants. Un mécanisme de résonance, dont la fréquence dépend de la température peut également être observé. La sensibilité d’un tel thermomètre peut atteindre 10^{-5} K^{-1} .

1.8 Comment bien mesurer la température ?

Que mesure-t-on réellement avec un thermomètre ? La température du thermomètre lui-même ! Cette réponse simple et évidente n’est pas qu’une boutade. Cette introduction et l’analyse suivante sont fortement inspirées du cours¹⁶ [Chouteau, 1998]. Comment peut-on mesurer correctement la température ? Au cours de cette section, la mesure de température par une méthode invasive par contact (cas de la thermométrie résistive) est présentée et analysée. Certaines contraintes et remarques importantes seront mises en avant à la fin de ces quelques lignes.

La Figure 1.21 permet d’illustrer la méthodologie à considérer. Deux thermomètres respectivement de masse m_1 et m_2 en [kg], de capacité calorifique massique C_1 et C_2 sont à des températures T_1 et T_2 . Ils reposent sur un substrat bon conducteur de chaleur à la température T_s . L’ensemble est immergé dans une enceinte thermostatée à la température T_o .

Les coefficients G_{s1} et G_{s2} [$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}$] représentent respectivement les conductances thermiques entre le thermomètre 1 et le substrat, et entre le thermomètre 2 et le substrat. La conductance thermique entre le substrat et le thermostat est appelée G_{sT} . Les pertes thermiques des thermomètres vers l’enceinte (par convection, conduction ou rayonnement) sont également prises en compte et sont représentées respectivement par G_{1T} et G_{2T} . Dans cette analyse assez triviale, les conductances thermiques sont supposées constantes.

¹⁴CBT pour *Coulomb Blockade Thermometer*

¹⁵Nanoway LTD : <http://www.nanoway.fi>

¹⁶DEA Méthodes Physiques Expérimentales - Université Joseph Fourier (Grenoble) de G. Chouteau

Un bilan énergétique est nécessaire pour bien comprendre le système thermique. Soit P_{ch} la puissance de chauffage appliquée sur le substrat pour élever sa température. Soient $P_{él1}$ et $P_{él2}$ les puissances électriques respectivement dissipées dans le thermomètre 1 et le thermomètre 2. Afin de simplifier la compréhension, notons P_0 , P_1 et P_2 les fuites thermiques respectives entre le substrat et le thermostat, entre le substrat et le thermomètre 1 et entre le substrat et le thermomètre 2.

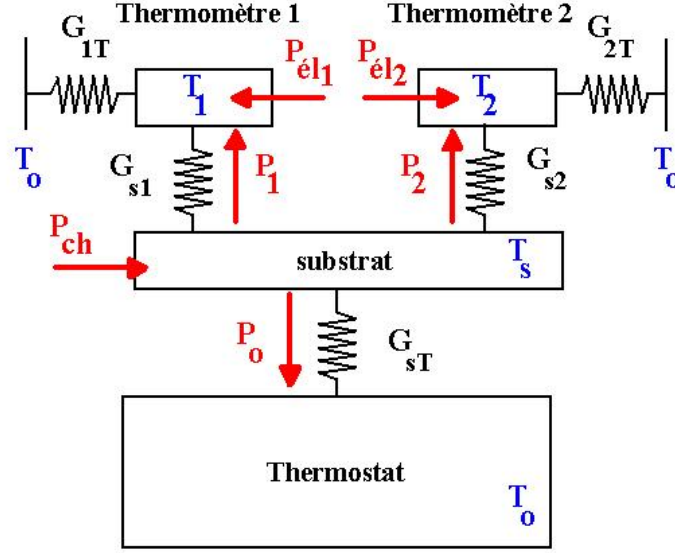


FIG. 1.21 – Modèle thermique pour bien mesurer la température

Les équations suivantes régissent l'évolution des températures T_1 , T_2 et T_s :

$$\begin{aligned} P_0 &= P_{ch} - P_1 - P_2 = G_{sT}(T_s - T_o) \\ P_1 &= G_{s1}(T_s - T_1) = m_1 C_1 \frac{dT_1}{dt} + G_{1T}(T_1 - T_o) - P_{él1} \\ P_2 &= G_{s2}(T_s - T_2) = m_2 C_2 \frac{dT_2}{dt} + G_{2T}(T_2 - T_o) - P_{él2} \end{aligned} \quad (1.19)$$

A l'équilibre, on obtient :

$$\begin{aligned} P_0 &= P_{ch} - P_1 - P_2 = G_{sT}(T_s - T_o) \\ P_1 &= G_{s1}(T_s - T_1) = G_{1T}(T_1 - T_o) - P_{él1} \\ P_2 &= G_{s2}(T_s - T_2) = G_{2T}(T_2 - T_o) - P_{él2} \end{aligned} \quad (1.20)$$

On en déduit alors l'évolution des températures T_1 et T_2 par :

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{G_{1T}}{G_{sT}} \frac{G_{s1}}{G_{1T} + G_{s1}}\right) T_1 + \frac{G_{2T}}{G_{sT}} \frac{G_{s1}}{G_{1T} + G_{s1}} T_2 &= \frac{G_{s1}}{G_{sT}} \frac{P_{ch}}{G_{1T} + G_{s1}} + \left(1 + \frac{G_{s1}}{G_{sT}} \frac{G_{1T} + G_{2T}}{G_{1T} + G_{s1}}\right) T_o + \frac{P_{él1}}{G_{1T} + G_{s1}} \\ \frac{G_{1T}}{G_{sT}} \frac{G_{s2}}{G_{2T} + G_{s2}} T_1 + \left(1 + \frac{G_{2T}}{G_{sT}} \frac{G_{s2}}{G_{2T} + G_{s2}}\right) T_2 &= \frac{G_{s2}}{G_{sT}} \frac{P_{ch}}{G_{2T} + G_{s2}} + \left(1 + \frac{G_{s2}}{G_{sT}} \frac{G_{1T} + G_{2T}}{G_{2T} + G_{s2}}\right) T_o + \frac{P_{él2}}{G_{2T} + G_{s2}} \end{aligned} \quad (1.21)$$

c'est-à-dire de la forme :

$$\begin{aligned} a_1 T_1 + b_1 T_2 &= c_1 \\ a_2 T_1 + b_2 T_2 &= c_2 \end{aligned} \quad (1.22)$$

avec a_i , b_i et c_i des coefficients dépendants des conductances thermiques et des différentes puissances.

On peut alors extraire les températures T_1 et T_2 :

$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{c_1 b_2 - c_2 b_1}{a_1 b_2 - a_2 b_1} \\ T_2 &= \frac{c_2 a_1 - c_1 a_2}{a_1 b_2 - a_2 b_1} \end{aligned} \quad (1.23)$$

On remarque que, dans le cas général, les températures T_1 , T_2 et T_s sont différentes (cf. Eq. 1.20 page précédente et Eq. 1.23).

En pratique, le système de mesures est conçu pour limiter les fuites thermiques vers l'enceinte. On va donc supposer $G_{1T} \sim 0$ [W·K⁻¹] et $G_{2T} \sim 0$ [W·K⁻¹]. Le système d'équations des températures se simplifie donc et on obtient alors :

$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{P_{ch}}{G_{sT}} + T_o + \frac{P_{el1}}{G_{s1}} \\ T_2 &= \frac{P_{ch}}{G_{sT}} + T_o + \frac{P_{el2}}{G_{s2}} \\ T_s &= \frac{P_{ch}}{G_{sT}} + T_o \end{aligned} \quad (1.24)$$

Les températures T_1 , T_2 et T_s sont seulement identiques si les rapports entre puissances électriques dissipées et les conductances thermiques sont négligeables. Il faut donc faire très attention à ce résultat avant de mesurer la température d'un objet.

En conclusion, pour mesurer la température réelle (c'est-à-dire celle du substrat), il faut avoir une faible puissance électrique dissipée et une grande conductance entre les thermomètres et le substrat.

1.9 Conclusion sur la thermométrie et ouverture vers le sujet de thèse

Ce chapitre essentiel sur la présentation de la mesure de la température permet de placer l'étude de cette thèse. La thermométrie utilisée pour le radiomètre à cavité active asservie par des thermomètres à très haute sensibilité présenté dans le chapitre 5 est basée sur la variation de la résistance électrique d'un métal (sonde platine) pour les mesures préliminaires ou d'un échantillon supraconducteur à haute température critique YBa₂Cu₃O_{7-δ} pour les mesures optimales à 90 K (cf. chapitre 4). Les travaux réalisés et les recherches effectuées depuis plusieurs années à l'ENSICAEN¹⁷ (ex-ISMRA¹⁸) et plus précisément dans les laboratoires du GREYC et du CRISMAT¹⁹ ont incité à travailler sur un système de mesures de température basé sur les variations de résistance de différents matériaux (cf. section 2.5.1 page 52). Ainsi, ce travail de recherches est parfaitement impliqué dans le développement de la bolométrie et des applications de matériaux synthétisés, développés et caractérisés sur ce site scientifique.

L'électronique associée à cette thermométrie de type résistif peut être utilisée avec tout matériau résistif. Le système de lecture électronique faible bruit décrit dans le chapitre 3 peut aussi s'appliquer à l'ensemble des capteurs résistifs (jauge de contraintes...). Dans le cadre de la thermométrie résistive, les matériaux à base d'oxydes, les nickelates, les manganites, les métaux classiques, les isolants (Anderson, Mott...) sont donc de parfaits candidats pour notre objectif : la réalisation d'un prototype de radiomètre à substitution électrique (cf. chapitre 5). Notons dès à présent que l'impédance du thermomètre devra cependant être assez faible (≤ 1 kΩ).

Avant d'étudier l'électronique faible bruit associée au thermomètre résistif (cf. chapitre 3), le principe de la bolométrie, thème transverse à ce travail, est présentée dans le prochain chapitre : le chapitre 2. Il est en effet intéressant de comprendre le principe de la mesure de rayonnement à l'aide d'une élévation de température.

¹⁷ ENSICAEN : Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Caen

¹⁸ ISMRA : Institut des Sciences de la Matière et du Rayonnement de Caen

¹⁹ CRISMAT : Laboratoire de Cristallographie et des Matériaux de Caen, UMR6508

En résumé, la thermométrie de ce travail est une thermométrie invasive, à étendue de mesure variable (en fonction du type de matériau utilisé) et pourra permettre une mesure de température relative (et non absolue!) avec une grande résolution. Les résultats obtenus, à température ambiante et à basse température, seront présentés dans le chapitre 4.

Chapitre 2

Un peu de bolométrie...

Après une introduction générale sur les détecteurs thermiques, les facteurs de mérite et les paramètres critiques sont explicités dans les sections 2.2 et 2.3. Le couplage entre le rayonnement incident et le détecteur, et la thermométrie utilisée en bolométrie seront ensuite détaillés (cf. section 2.4 page 49 et section 2.5 page 52). Le bolomètre résistif, ou plus précisément le bolomètre à transition résistive (cas d'un supraconducteur à haute température critique $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$), est alors analysé et présenté dans le cadre d'un modèle «unifié» basé sur le bilan énergétique (cf. section 2.6 page 63). Un modèle électrothermique basé sur le formalisme de l'automatique linéaire termine ce chapitre consacré à la bolométrie.

2.1 Introduction générale

Depuis l'invention du premier bolomètre en 1881 par S.P. Langley, son domaine d'utilisation et sa complexité ne cessent de croître. En effet, un historique très succinct permet de s'en rendre compte.

Après cette découverte, il fallut quelques décennies pour que des avancées notables soient réalisées. Différents matériaux thermosensibles ont tout d'abord été étudiés. Citons par exemple le bolomètre à résistance de carbone [Boyle and Rogers, 1959] et le bolomètre en germanium dopé [Low, 1961]. Diverses conceptions ont été ensuite proposées et réalisées afin d'optimiser un bolomètre. Parmi elles, notons les efforts sur l'absorptivité en fonction de la longueur d'onde, ou sur sa modélisation [Mather, 1982] et l'intégration sur silicium [Downey et al., 1984]. Actuellement, l'élaboration de matrices de bolomètres (fabrication collective) et le développement des bolomètres non refroidis représentent la majeure partie des activités de recherches en bolométrie [Richards, 1994, Kraus, 1996, Kruse, 2001, Gaussorgues, 1999, Desvignes, 1993].

Le **bolomètre**¹ mesure un flux de rayonnement électromagnétique (flux continu + signal)². Le **calorimètre**, quant à lui, fonctionne en mode impulsionnel et détecte l'interaction de particules avec la matière. Les signaux temporels sont donc complètement différents (cf. Fig. 2.1 page suivante)!

De nombreux mécanismes peuvent intervenir dans la détection de rayonnement électromagnétique. Le principe de détection dépend de la grande diversité des phénomènes d'interaction entre le rayonnement et la matière. Suivant la nature de cette interaction, on peut classer les **photodétecteurs** en deux catégories : les détecteurs thermiques (cas du bolomètre) et les détecteurs quantiques (cas du calorimètre). Une seconde dénomination peut être utilisée : les détecteurs directs (ou incohérents), et les détecteurs hétérodynes (ou cohérents).

¹bolomètre : du grec $\beta\omicron\lambda\eta$: trait, jet, par extension rayon et $\mu\epsilon\tau\rho\omicron\nu$: mesure

²on peut étendre la définition du bolomètre à tout système complet de mesures thermiques

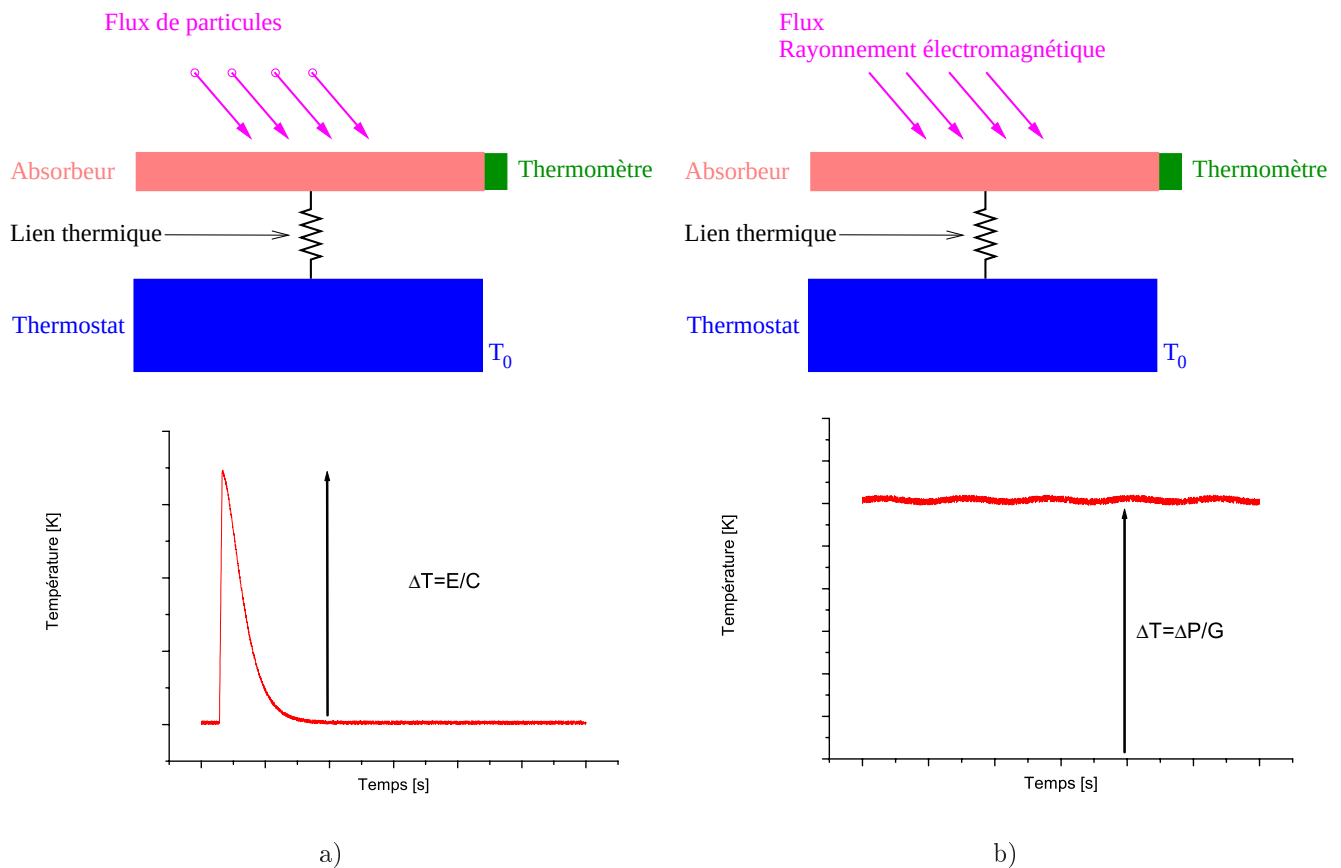


FIG. 2.1 – Deux détecteurs de rayonnement très distincts : a) le calorimètre et b) le bolomètre

2.1.1 Les détecteurs thermiques

Dans un détecteur thermique, le rayonnement est absorbé et son énergie est convertie en chaleur. Cette conversion est, soit directe via le réseau cristallin, soit indirecte via les couplages avec les porteurs de charges. L'élévation de température est alors mise en évidence par un effet physique approprié (cf. section 2.5 page 52) : variation résistive, capacitive, effet Seebeck. . . Ces détecteurs présentent une faible dépendance de la sensibilité avec la longueur d'onde du rayonnement et couvrent, par conséquent, un large domaine spectral.

Dans un détecteur thermique, les électrons et les phonons sont à la même température, et à une température supérieure à celle du substrat. Le retour à l'équilibre thermique se fait par échanges thermiques via la fuite thermique liant le détecteur au substrat (cf. section 2.3.3 page 46). Le temps d'échappement des phonons est le principal limiteur et fait que les détecteurs thermiques sont assez lents. En général, on considère une indépendance des mécanismes physiques impliqués dans ce type de détection par rapport à la longueur d'onde. Mais, il faut noter que le couplage entre le rayonnement et la surface de détection est lui fortement dépendant de la longueur d'onde (cf. section 2.3.1 page 45).

Il existe de nombreux types de détecteur thermique. Les principes sont étroitement liés au type de thermomètre utilisé (cf. section 2.5 page 52) :

- le **bolomètre** est le photodétecteur le plus connu et existe sous divers modes de fonctionnement. Son principe sera détaillé plus loin dans ce chapitre (cf. section 2.6 page 63).
- les **détecteurs pyroélectriques** constitués de lames cristallines qui sous l'action d'un échauffement produisent des charges électriques de surface. Le signal électrique étant proportionnel à la variation de polarisation des charges, ce détecteur ne fonctionne pas pour un flux continu. L'utilisation de hacheurs de flux (*choppers*) permet de travailler en régime alternatif (cf. section 3.1.4 page 90). L'application d'un champ électrique amplifie la variation de potentiel. Les matériaux actuellement utilisés pour leur effet pyroélectrique sont le sulfate de triglycine (TGS), le titanate de plomb et de zircon (PZT : solution solide d'oxydes ferroélectriques $\text{PbTiO}_3\text{-PbZrO}_3$), et le titanate de baryum et de strontium (BST). Les détecteurs pyroélectriques ont de bonnes performances à basse fréquence [10 Hz ; 1 kHz] et à température ambiante pour l'infrarouge proche et le submillimétrique.
- les **thermopiles** sont des détecteurs qui produisent une force électromotrice par effet thermoélectrique (cf. section 1.5.3 page 25). Ces dispositifs sont constitués d'un grand nombre de thermocouples montés en série. Lorsqu'une jonction entre deux matériaux thermoélectriques est soumise à un gradient de température, une différence de potentiel apparaît à ses bornes (effet Seebeck). Les thermopiles existent sous diverses formes : à lames métalliques, à aminces semiconductrices Si et Ge (thermopile de Schwarz), à couches minces... Les sensibilités sont assez faibles (quelques $\text{V}\cdot\text{W}^{-1}$ à quelques dizaines de $\text{V}\cdot\text{W}^{-1}$) et les constantes de temps de réponse comprises entre 10 et 100 ms.
- Les **détecteurs pneumatiques**, constitués de deux chambres séparées par une membrane et un capillaire, mesure les variations du produit volume-pression d'un gaz soumis à un flux lumineux. L'échauffement provoque une dilatation du gaz de la chambre principale. Cette dilatation entraîne alors une déformation de la membrane qui est mesurée soit de manière capacitive (détecteur de Luft), soit de manière optique (cellule de Golay). Ces dispositifs sont très lents et ont une bande passante réduite (jusqu'à une dizaine de Hz), mais présentent une très bonne sensibilité. Une lente modulation (quelques Hz à quelques centaines de Hz) est souvent utilisée.
- Les **détecteurs à microbilames** sont constitués de deux matériaux adjacents présentant des coefficients de dilatation différents (cf. section 1.4 page 17). La déformation induite par l'absorption du rayonnement est alors convertie et détectée soit par une mesure résistive ou capacitive, ou bien par lecture de la déflexion d'un faisceau lumineux.

2.1.2 Les détecteurs quantiques

Dans un détecteur quantique, l'interaction photon-électron (photoélectrique, création de paires...) provoque une création de porteurs. Les électrons excités sont alors observés par mesure directe ou par mesure indirecte. Dans le premier cas, les électrons excités génèrent un courant dit courant photoélectrique (cellules photoémissoires, photodiodes). Les modifications engendrées dans le détecteur sont, dans le second cas, liées à ses propriétés photoélectriques (photoconducteurs) ou à son amplification intrinsèque (phototransistors, photomultiplicateurs). Les détecteurs quantiques sont rapides mais présentent des domaines spectraux de détection réduits car un photon (ou plus généralement une particule) doit avoir une énergie supérieure à une énergie seuil (dit seuil photoélectrique) pour être absorbé par un électron (excitation des électrons du matériau) ou pour permettre aux électrons de franchir une barrière de potentiel.

Contrairement au détecteur thermique, les électrons et les phonons ne sont pas à la même température dans un détecteur quantique. Les phonons sont maintenus à la température du substrat ou à une température supérieure. Les phonons agissent alors comme une source froide vis-à-vis des électrons : le retour à l'équilibre est lié aux mécanismes complexes d'interactions entre les phonons et les électrons. La constante de temps de réponse

peut alors être très faible (de l'ordre de quelques picosecondes). Mais les effets thermiques toujours existants (plus particulièrement si les phonons sont à la température du substrat) peuvent augmenter considérablement la constante de temps de réponse du détecteur quantique. En général, les performances sont limitées par les processus (bruit) de génération-recombinaison des paires électrons-trous.

Dans les semiconducteurs intrinsèques, le photon incident est absorbé et excite une paire d'électron/trou. Le photon doit donc présenter une énergie³ (*i.e.* une longueur d'onde) supérieure à l'énergie de la bande interdite E_g [eV]. Le rendement d'absorption et de créations des paires électron/trou est très inférieur à 1 (efficacité quantique). La transition des photoélectrons s'effectue de la bande de valence à la bande de conduction. Les principaux matériaux utilisés sont : HgCdTe ou MCT (0,1 eV), InSb (0,17 eV), PbTe (0,32 eV), InAs (0,36 eV), PbS (0,42 eV) et AsGa (1,42 eV). Les valeurs indiquées entre parenthèses correspondent à E_g (300 K).

Quand le semiconducteur possède des impuretés, celui-ci est alors dit semiconducteur extrinsèque de type n (conduction par électrons) ou de type p (conduction par trous). La présence des impuretés va introduire dans le diagramme de bande des niveaux intermédiaires dans la bande interdite. L'énergie nécessaire pour déplacer un porteur est alors réduite. La plage de longueur d'onde susceptible de produire un effet photoconducteur est alors considérablement élargie. Le gain photoconductif (*i.e.* la sensibilité) diminue dans cette configuration. Citons les matériaux les plus utilisés : Ge et Si dopés Au, Hg ou Cu.

Il existe de nombreux types de détecteurs quantiques :

- Les **photoconducteurs** utilisent la modification de la conductivité des cristaux semiconducteurs quand ceux-ci absorbent un rayonnement électromagnétique. Le gain photoconductif caractérise la sensibilité de ces détecteurs et, est défini par le rapport entre la durée de vie des porteurs de charge et le temps de transit dans l'échantillon.
- Le **détecteur photovoltaïque** est constitué d'un semiconducteur au sein duquel une force électromotrice est créée quand il est soumis à un rayonnement. Cette exposition entraîne, en effet, une création de paires électrons-trous dans les zones homogènes et aux interfaces (zones de charge d'espace). Les porteurs créés sont soumis au champ local : les électrons sont alors accélérés vers la zone n et les trous vers la zone p. Ce phénomène augmente ainsi le champ électrique et améliore la constante de temps de réponse (inférieure à la nanoseconde). L'absence de recombinaison de porteurs réduit alors notablement le bruit. Quand il n'est pas polarisé, ce détecteur a un comportement de générateur électrique (photopile). Si la jonction p-n est polarisée en inverse, on parlera de photodiode. S'il existe plusieurs jonctions entre les régions homogènes (dopés n ou p), on aura alors un phototransistor (deux jonctions) ou un photothyristor (trois jonctions). Le passage des photoélectrons entraîne une variation de différence de potentiel aux bornes des jonctions qui est alors facilement mesurable. Les détecteurs photovoltaïques fonctionnent du visible à l'infrarouge moyen et sont simples d'utilisation (lecture) et d'optimisation (constante de temps de réponse, sensibilité...).
- Les **détecteurs photoémisifs**, suite à une absorption, présentent des émissions d'électrons de surface vers l'extérieur. Cette surface (généralement sous forme de couche mince), appelée photocathode, est soit un métal, soit un semiconducteur de type n. Les électrons arrachés sont récupérés par une électrode (photoanode) correctement polarisée vis-à-vis de la surface photoémissive. La différence de potentiel est alors proportionnelle au rayonnement absorbé. L'utilisation de dynodes (électrodes intermédiaires) permet d'accroître le nombre d'électrons récupérés (électrons primaires et secondaires) et, est utilisée dans les photomultiplicateurs et les intensificateurs d'images à microcanaux.

³L'énergie d'un photon est définie par : $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ eV.

2.1.3 Etat de l'art des photodétecteurs

La figure 2.2 compare les performances de différents détecteurs pour l'infrarouge et fonctionnant à diverses températures en présentant leurs détectivités spécifiques en fonction de la longueur d'onde λ . Dans cette représentation, chaque détecteur a un angle de champ du détecteur FOV (cf. section 2.2.6 page 45) de 2π à une température de 300 K. Ces valeurs sont données à 1 kHz pour tous les détecteurs, exceptés les thermopiles, les thermocouples, les bolomètres, les cellules de Golay et les détecteurs pyroélectriques qui sont données à 10 Hz [Rogalski, 2003]. Les détecteurs à photoconduction (noté PC sur la figure 2.2), tels que PbS, HgCdTe ou InAs, ont des seuils de détection assez limités. Il est possible de décaler la plage de sensibilité de ces détecteurs par dopage de matériaux semiconducteurs comme le silicium ou le germanium. Les détecteurs photovoltaïques, notés PV, sont limités aux fréquences supérieures à $10\text{ }\mu\text{m}$. Les détecteurs thermiques sont donc à privilégier dans la gamme non couverte par les détecteurs photovoltaïques et photoconductifs. Les détecteurs thermiques sont moins sensibles et moins rapides que les détecteurs quantiques, mais ils ont une sensibilité qui peut s'étendre sur une très grande gamme de longueur d'onde, dépendant en fait essentiellement du matériau absorbant choisi. Pour les longueurs d'onde supérieures à 1 mm, les détecteurs thermiques n'ont pas de concurrents parmi les détecteurs large bande [Richards, 1994]. On peut remarquer les meilleures performances sont globalement obtenues avec des détecteurs cryogéniques (cf. section 2.2.4 page 41).

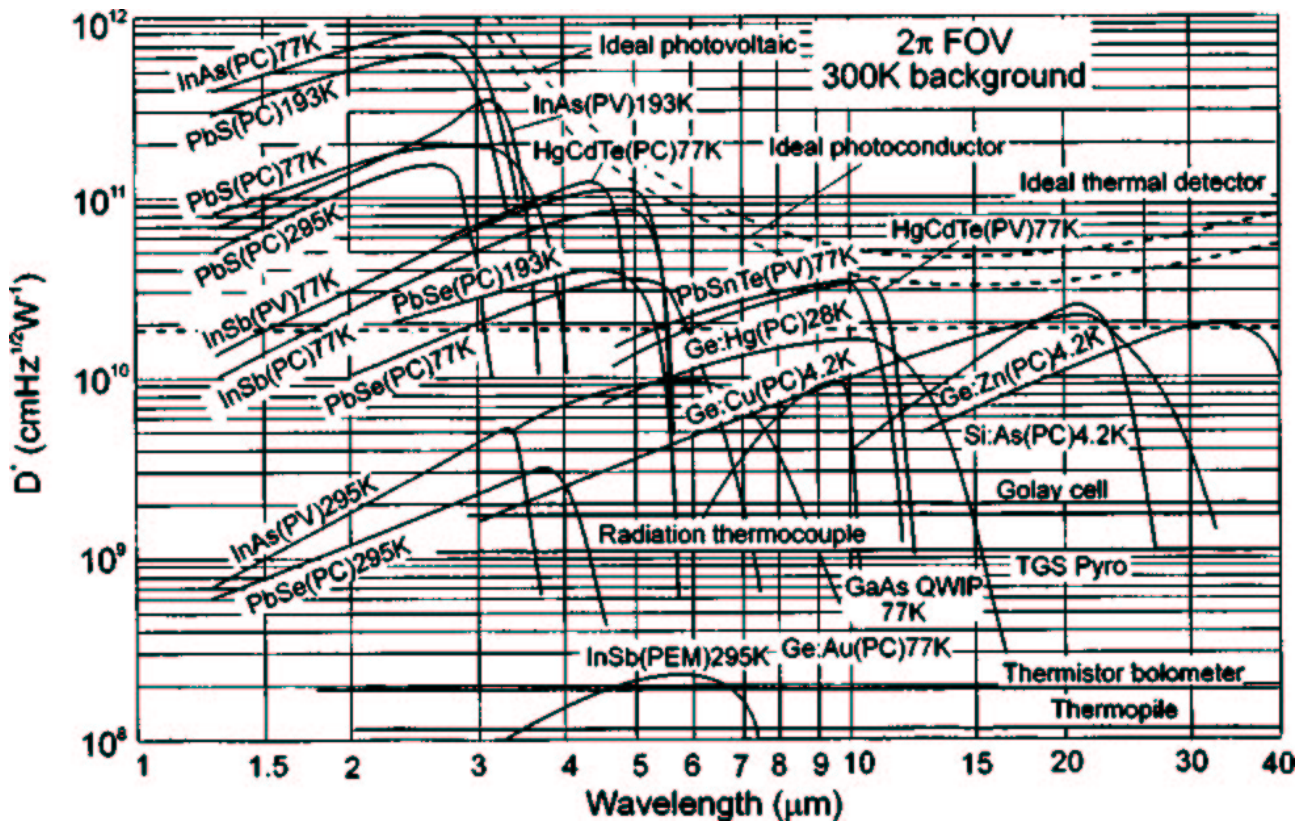


FIG. 2.2 – Comparaison des détectivités D^* (définition à la section 2.2.4 page 41) des détecteurs infrarouges fonctionnant aux températures indiquées. Dans cette représentation, chaque détecteur a un angle de champ du détecteur FOV de 2π à la température T_{bg} de 300 K. Ces valeurs sont données à 1 kHz pour tous les détecteurs, exceptés les thermopiles, les thermocouples, les bolomètres, les cellules de Golay et les détecteurs pyroélectriques qui sont données à 10 Hz [Rogalski, 2003]

2.1.4 Détection de rayonnement infrarouge IR

Le spectre de rayonnement est divisé en un certain nombre de domaines plus ou moins arbitraires. La figure 2.3 donne une représentation de ce spectre électromagnétique. Le spectre infrarouge⁴ est scindé, quant à lui, en quatre grandes régions : l'infrarouge proche NIR⁵ [$0,75 \mu\text{m}$; $3 \mu\text{m}$], l'infrarouge moyen MIR⁶ [$3 \mu\text{m}$; $6 \mu\text{m}$], l'infrarouge lointain LIR⁷ [$6 \mu\text{m}$; $16 \mu\text{m}$] et l'infrarouge très lointain FIR⁸ [$16 \mu\text{m}$; 1 mm]. Les longueurs d'onde λ correspondant au domaine infrarouge sont de tailles micrométriques (μm). L'utilisation du nombre d'onde σ_{onde} [cm^{-1}] est parfois utilisée dans la littérature, principalement dans les références de spectroscopie infrarouge, et est défini comme étant l'inverse de la longueur d'onde⁹.

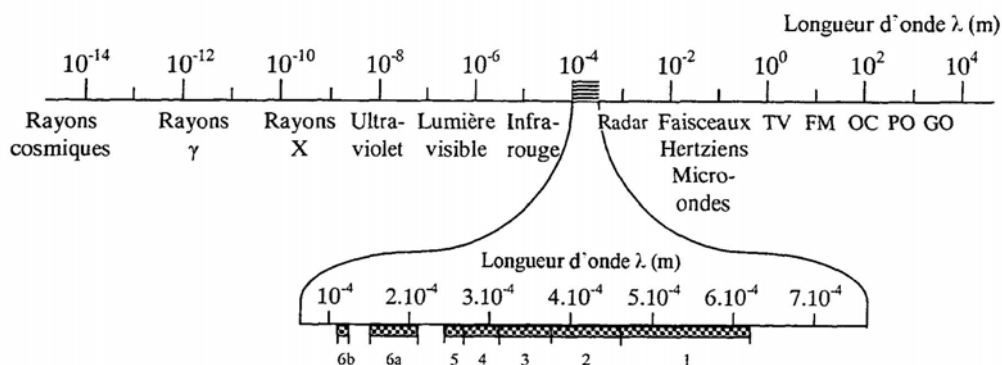


FIG. 2.3 – Le spectre électromagnétique : rayons cosmiques, rayons γ , rayons X , UV, visible, IR et ondes radio [Ravera, 1999]

Dans le domaine infrarouge ou millimétrique, les photons arrivant sur le détecteur ont une énergie très faible : il n'est donc pas possible de les compter individuellement ! L'énergie d'un photon FIR à $20 \mu\text{m}$ correspond environ à une énergie de 60 meV, soit une valeur inférieure à la résolution des meilleures calorimètres (quelques eV) [Irwin, 1995, Irwin et al., 1995, Meier et al., 1999, Hoevers et al., 2000]. La mesure dans le domaine infrarouge ou millimétrique est donc une mesure de la puissance moyenne déposée par le rayonnement sur le détecteur (bolomètre).

Un **détecteur de rayonnement** transforme un signal optique en un signal électrique (sous la forme d'un courant, d'une tension ou d'une puissance). Le signal optique incident peut être constant ou varier dans le temps et l'espace : il s'agit de flux, d'éclairement ou de toute autre grandeur traduisant une énergie lumineuse. On distingue principalement deux types d'utilisation :

- Si le signal optique est intégré sur l'ensemble de la surface de détection, et si le détecteur de rayonnement traduit l'évolution temporelle du signal incident (réponse temporelle), on parlera d'un **récepteur de flux** ou de **radiomètre**.
- Le **récepteur d'images** (œil, photographie) intègre sur le temps et, délivre une réponse en fonction des paramètres d'espace (cartographie). La combinaison des deux aspects permet d'effectuer une cartographie thermique temporelle sur laquelle est basée toutes les caméras IR.

⁴Découverte de l'Infrarouge par Herschel en 1800

⁵NIR : *Near Infra-Red*

⁶MIR : *Middle Infra-Red*

⁷LIR : *Lointain Infra-Red*

⁸FIR : *Far Infra-Red*

⁹Pour des raisons pratiques, la formule suivante est souvent utilisée : $\sigma_{\text{onde}} = \frac{10^4}{\lambda}$ [cm^{-1}] avec λ en μm .

L'observation des signaux thermiques est très délicate. Les phénomènes de dérives dues aux facteurs d'influence extérieurs (cf. section 1.3.4 page 12 et section 1.3.6 page 16) tels que la température et les flux parasites, et les fluctuations résultant du vieillissement du système de détection (fatigue, trainage, mémoire) ou du bruit intrinsèque du détecteur peuvent fortement dégrader la mesure (cf. Fig. 2.4).

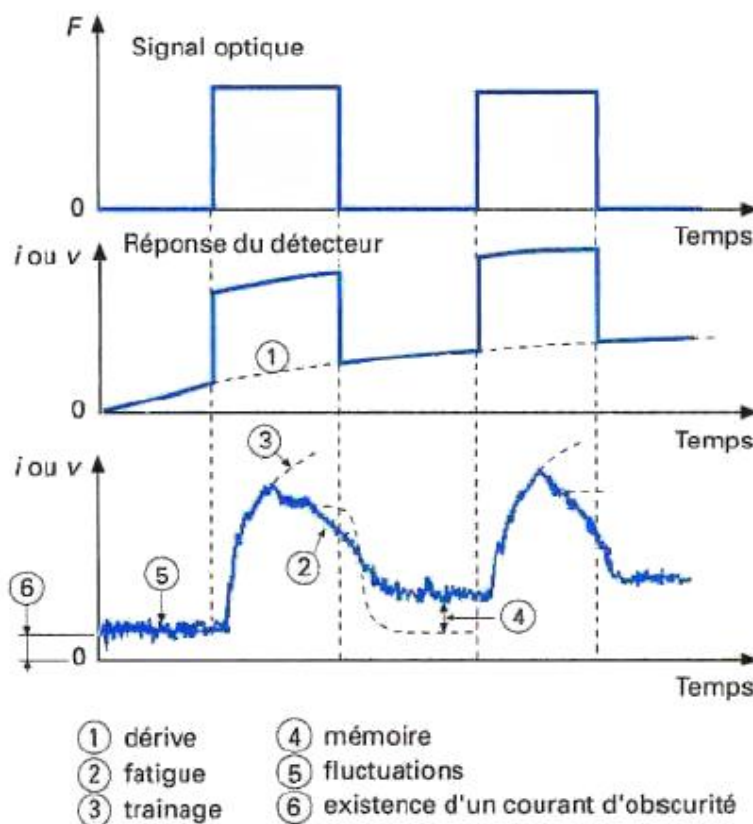


FIG. 2.4 – Phénomènes de dérives dues aux facteurs d'influence extérieurs (température, flux, parasite...) et fluctuations résultant du vieillissement du système de détection (fatigue, trainage, mémoire) ou du bruit «intrinsèque» d'un détecteur de rayonnement : (1) dérive, (2) fatigue, (3) trainage, (4) mémoire, (5) fluctuations et (6) existence d'un courant d'obscurité [Gaussorgues, 1985]

Il est souvent possible d'éliminer de nombreux défauts à l'aide d'enceinte thermostatique, de diaphragmes, de blindages... Néanmoins, la présence de bruit ou de fluctuations intrinsèques au système fixera toujours la limite de détection et l'exactitude des mesures (cf. section 2.6.4 page 73).

2.2 Les facteurs de mérite

La présentation des différentes caractéristiques d'un détecteur de rayonnement est nécessaire pour appréhender les tenants et les aboutissants d'un détecteur thermique, et plus particulièrement ceux d'un bolomètre. Dans cette section, la sensibilité, la constante de temps de réponse, les notions de bruit, de détectivité et de modes spatiaux et temporels seront abordés.

2.2.1 La sensibilité S

La sensibilité S (ou réponse) du détecteur est le rapport entre l'amplitude du signal de sortie du détecteur et la variation correspondante de puissance du rayonnement incident. Suivant le type de signal de sortie, la sensibilité est dite en tension S_V [$V \cdot W^{-1}$] ou en courant S_A [$A \cdot W^{-1}$], respectivement pour une polarisation à courant constant et à tension constante.

La sensibilité traduit le rapport de transformation du flux optique en tension ou en courant électrique. Généralement, on utilise la **sensibilité électrique** S_{elec} . La **sensibilité optique** (liée à la puissance optique incidente) est liée à la sensibilité électrique et au coefficient d'absorption du détecteur η pour le rayonnement considéré par la relation suivante :

$$S_{opt} = \eta S_{elec} \quad (2.1)$$

La sensibilité du détecteur n'est en général pas uniforme sur sa surface. Il faut alors étudier les variations locales de la sensibilité sur toute la surface active du détecteur (par méthode OBIV¹⁰ par exemple) afin de mieux le caractériser. La sensibilité au flux d'un détecteur dépend aussi de la composition spectrale du rayonnement exciteur. Il est aussi utile de caractériser la réponse du détecteur en fonction de la longueur d'onde λ du rayonnement incident. On spécifiera alors sa **sensibilité spectrale** (ou réponse spectrale) $S(\lambda)$. La plage de réponse spectrale correspond à la bande spectrale optique du système $\Delta\lambda$ centrée sur la longueur d'onde moyenne. On verra ultérieurement que, dans le cas du bolomètre résistif, plusieurs grandeurs caractéristiques physiques du détecteur et du système de mesures (optique ou filtre) interviennent dans la dépendance de la sensibilité en fonction de la longueur d'onde (cf. section 2.3 page 45).

On peut aussi définir la **sensibilité globale** S_{tot} d'un détecteur prenant en compte l'ensemble des caractéristiques optiques et thermiques du système de détection. La sensibilité globale est le rapport entre la réponse du détecteur sur le flux total reçu.

La sensibilité du détecteur est aussi affectée par la fréquence de modulation du signal optique. Les conditions optimales d'utilisation d'un détecteur peuvent être déterminées par l'étude de la sensibilité en fonction d'une excitation périodique (sinusoïdale ou rectangulaire), d'amplitude constante mais de fréquence variable.

La spécification ultime d'un bolomètre doit aussi prendre en compte le rôle de l'angle d'incidence du rayonnement (incidence normale ou non) et de l'angle solide d'acceptance Ω (ouverture) du capteur.

2.2.2 La constante de temps de réponse τ_{det}

La constante de temps de réponse τ_{det} [s] caractérise le temps de conversion du signal lumineux en un signal électrique. Ce paramètre est inversement proportionnel à la fréquence de coupure du détecteur et permet de caractériser la dépendance fréquentielle de la sensibilité. Le comportement fréquentiel de la sensibilité peut être aussi caractérisé par plusieurs constantes de temps différentes (conduction thermique aux interfaces et processus physiques) pour rendre compte d'un comportement plus réaliste.

La constante de temps de réponse d'un bolomètre dépend, en effet, des temps associés aux processus de conversion de la puissance lumineuse incidente en chaleur (processus physiques mis en jeu : interaction électrons-phonons, électrons-électrons), et aux processus de relaxation de la chaleur vers le thermostat (interfaces).

En général, l'étape limitante est l'évacuation des phonons vers le puits thermique. Les propriétés des interfaces entre les matériaux composant le détecteur jouent un rôle important dans l'écoulement de la chaleur (résistance thermique d'interface de Kapitza). Cette évacuation de la chaleur vers le thermostat provoque une discontinuité de la température de part et d'autre de l'interface. Plusieurs modèles de conduction thermique à l'interface sont proposés : le modèle de désadaptation acoustique AMM (*Acoustic Mismatch Model*), le modèle de désadaptation diffusive DMM (*Diffusive Mismatch Model*) et le modèle de la couche interfaciale ILM (*Interfacial Layer Model*) [Chéenne, 2000].

¹⁰OBIV : *Optical Beam Induced Voltage*

2.2.3 Les notions de bruit, de NEP et de NET

La notion de bruit déjà abordée dans le chapitre précédent (cf. section 1.3.6 page 16) est aussi un paramètre caractérisant un bolomètre. Le bruit mesuré dans une bande de fréquence donnée traduit les fluctuations électriques du détecteur non soumis à une excitation lumineuse. On parlera alors de **tension équivalente de bruit en entrée** (ou parfois notée *Noise Equivalent Voltage*) e_n [$V \cdot Hz^{-1/2}$]. Dans le chapitre 3, ce paramètre sera calculé dans le cas du système de lecture électronique mis en œuvre au cours de cette thèse.

Dans le cas des détecteurs de puissance, un facteur de mérite est généralement utilisé : la **puissance équivalente de bruit** NEP (*Noise Equivalent Power*) qui est le rapport, exprimé en [$W \cdot Hz^{-1/2}$], entre la tension équivalente de bruit et la sensibilité du détecteur. Ainsi, par cette définition, on détermine la puissance minimum détectable par le capteur, c'est-à-dire la puissance incidente nécessaire pour produire un signal égal au niveau de bruit dans une bande passante de 1 Hz.

La **résolution en température** définie par le NET (*Noise Equivalent Temperature*) en [$K \cdot Hz^{-1/2}$] détermine la limite que le thermomètre pourra résoudre.

2.2.4 Les détectivités D , D^* et Δ

La **détectivité** D , exprimée en [$Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$], est définie comme étant l'inverse de la puissance équivalente de bruit¹¹. Mais cette définition n'est pas très pratique pour comparer des détecteurs de géométrie très différente. Pour cela, il est préférable d'utiliser une caractéristique normalisée en surface. Comme l'interaction du rayonnement incident avec le bolomètre dépend de la surface active de détection S_d , un autre paramètre est utilisé : la **détectivité spécifique** D^* [$cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$] définie par :

$$D^* = \frac{\sqrt{S_d}}{NEP} \quad (2.2)$$

Toutes les valeurs de détectivité sont en général données pour des mesures monochromatiques. Mais, on trouve parfois dans la littérature (ou plus précisément dans les documents techniques des photodétecteurs commerciaux) le paramètre $\overline{D^*}$ qui donne la valeur moyenne de la détectivité spécifique sur une bande de longueurs d'onde (cf. Fig. 2.5).

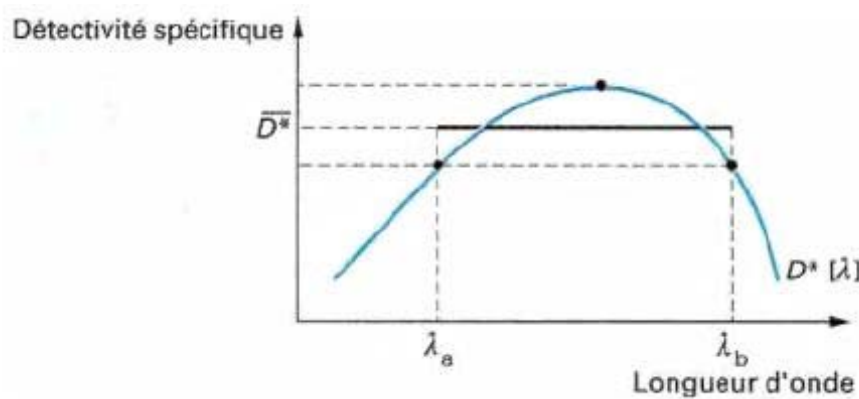


FIG. 2.5 – Définition de la valeur moyenne $\overline{D^*}$ de la détectivité spécifique D^* [Gaussorgues, 1985]

¹¹ On peut trouver aussi dans la littérature, la détectivité ramenée à l'unité de bande passante. Il faut donc faire attention aux équations aux dimensions!

La détectivité spécifique d'un détecteur thermique parfait (coefficients d'absorption et d'émission égaux à un) ne dépend que de sa température T_d et de la température de l'environnement T_{bg} . Dans le cas où le détecteur est seulement limité par le bruit de photons de l'environnement, on parlera alors de détecteur BLIP (*Background Limited Infrared Photodetector*). Si la surface réceptrice observe sous un angle solide de 2π stéradians, on obtient alors :

$$D_{BLIP}^* = \frac{1}{4\sqrt{k_B \sigma_{SB} \times (T_d^5 + T_{bg}^5)}} \quad (2.3)$$

avec σ_{SB} la constante de Stefan Boltzmann.

	$T_d = 300$ K	$T_d = 90$ K	$T_d = 4,2$ K
$T_{bg} = 300$ K	$1,8 \times 10^{10}$	$2,6 \times 10^{10}$	$2,6 \times 10^{10}$
$T_{bg} = 90$ K	$2,6 \times 10^{10}$	$3,7 \times 10^{11}$	$5,2 \times 10^{11}$
$T_{bg} = 4,2$ K	$2,6 \times 10^{10}$	$5,2 \times 10^{11}$	$7,8 \times 10^{14}$
$T_{bg} = 0$ K	$2,6 \times 10^{10}$	$5,2 \times 10^{11}$	$1,1 \times 10^{15}$

TAB. 2.1: Valeurs limites possibles de la détectivité spécifique D_{BLIP}^* [$\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$] d'un détecteur BLIP fonctionnant à la température T_d et ayant un angle de 2π stéradians sur un environnement à la température T_{bg}

La figure 2.6 représente la détectivité spécifique d'un détecteur BLIP fonctionnant à diverses températures en fonction de la température de l'environnement (*background*). On remarque que la plus haute valeur possible de D_{BLIP}^* pour un détecteur fonctionnant soit à température ambiante (300 K), soit à 90 K avec une température de *background* identique est de $1,8 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ et $3,7 \times 10^{11} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ respectivement. Le tableau 2.1 regroupe les différentes configurations pour des bolomètres fonctionnant à 4,2 K, 90 K et 300 K.

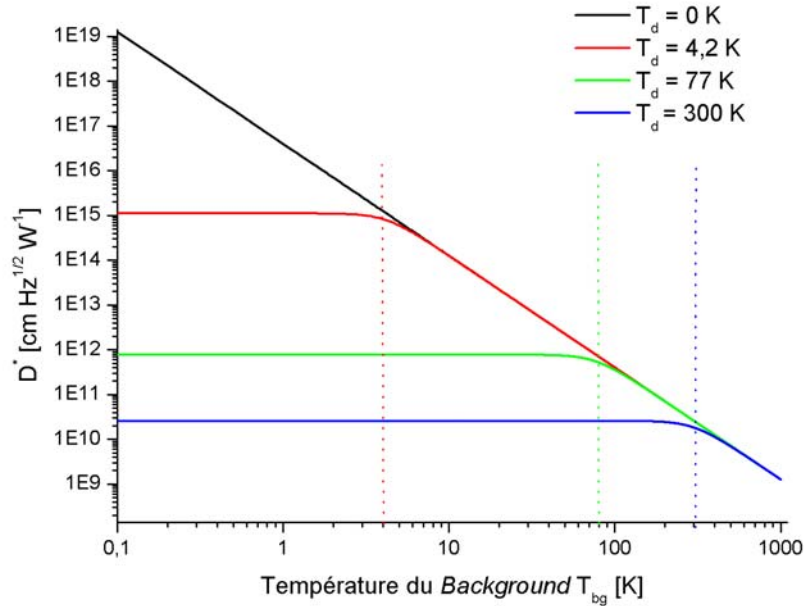


FIG. 2.6 – Détectivité spécifique d'un détecteur thermique parfait ou BLIP (*Background Limited Infrared Photodetector*) pour différentes températures de fonctionnement en fonction de la température de l'environnement (*background*)

Il faut donc de préférence utiliser un détecteur fonctionnant à très basse température et diminuer la température de l'extérieur. On peut en effet utiliser des blindages thermiques avec un diaphragme froid pour limiter l'effet de température liée au champ de vision de la surface receptrice. Dans ce cas, la détectivité spécifique du détecteur est inversement proportionnelle au nouvel angle θ (cf. Fig. 2.7).

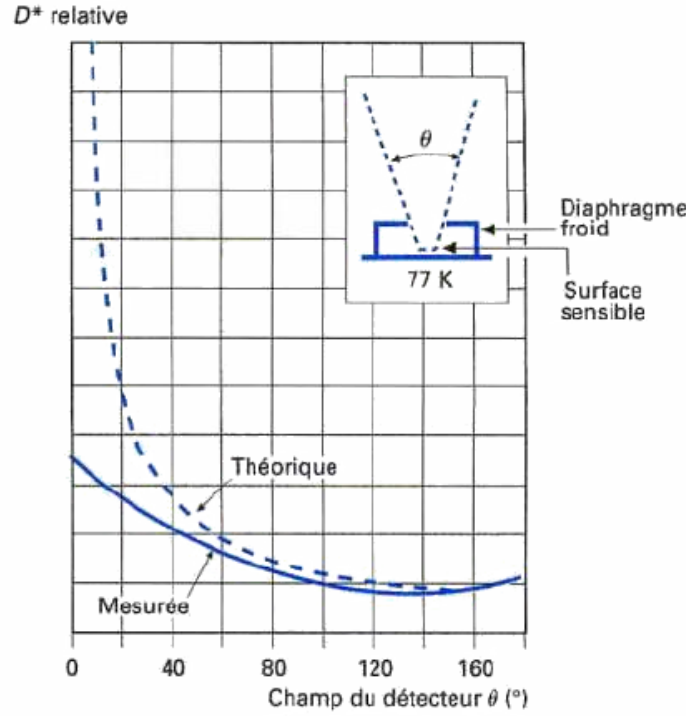


FIG. 2.7 – Détectivité spécifique relative d'un détecteur thermique BLIP (*Background Limited Infrared Photo-detector*) fonctionnant à 77 K en fonction de l'angle de vue θ [Gaussorgues, 1999]

La valeur de la détectivité spécifique D^* peut être augmentée en employant des diaphragmes froids pour réduire au maximum le flux parasite. Dans ce cas, D^* est inversement proportionnelle à la racine carrée de l'éclairement du détecteur, lui-même proportionnel à l'angle solide d'ouverture w_p défini, avec S_p la surface de la pupille [m²] et la distance focale d_f [m], par :

$$D^* \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{\sqrt{w_p}} \quad (2.4)$$

$$w_p = \frac{S_p}{d_f^2} \quad (2.5)$$

Le cas de limitation par le bruit de photons permet la définition d'une détectivité spécifique référencée à un angle solide de π (grandeur parfois fournie par les constructeurs) :

$$D^{**} = \sqrt{\frac{w_p}{\pi}} D^* \quad (2.6)$$

Pour une pupille circulaire $w_p = \pi \sin^2(\theta_p)$, on obtient :

$$D^{**} = \sin(\theta_p) \times D^* \quad (2.7)$$

Pour une comparaison plus générale des bolomètres, la notion de **défectivité percussionnelle** Δ [$\text{cm} \cdot \text{J}^{-1}$] a été introduite [Khrebtov, 1991, Verghese et al., 1991, Langlois, 1993, Méchin, 1996]. Ce facteur de mérite est très intéressant car il permet de comparer les détecteurs en tenant compte à la fois de la détectivité et de la constante de temps de réponse (*i.e.* la bande passante) des détecteurs. Il est défini par l'équation suivante :

$$\Delta = \frac{D^*}{\sqrt{\tau_{\text{dét}}}} \quad (2.8)$$

La figure 2.8 montre également une façon de comparer les différents détecteurs entre eux en tenant compte de ces deux paramètres essentiels.

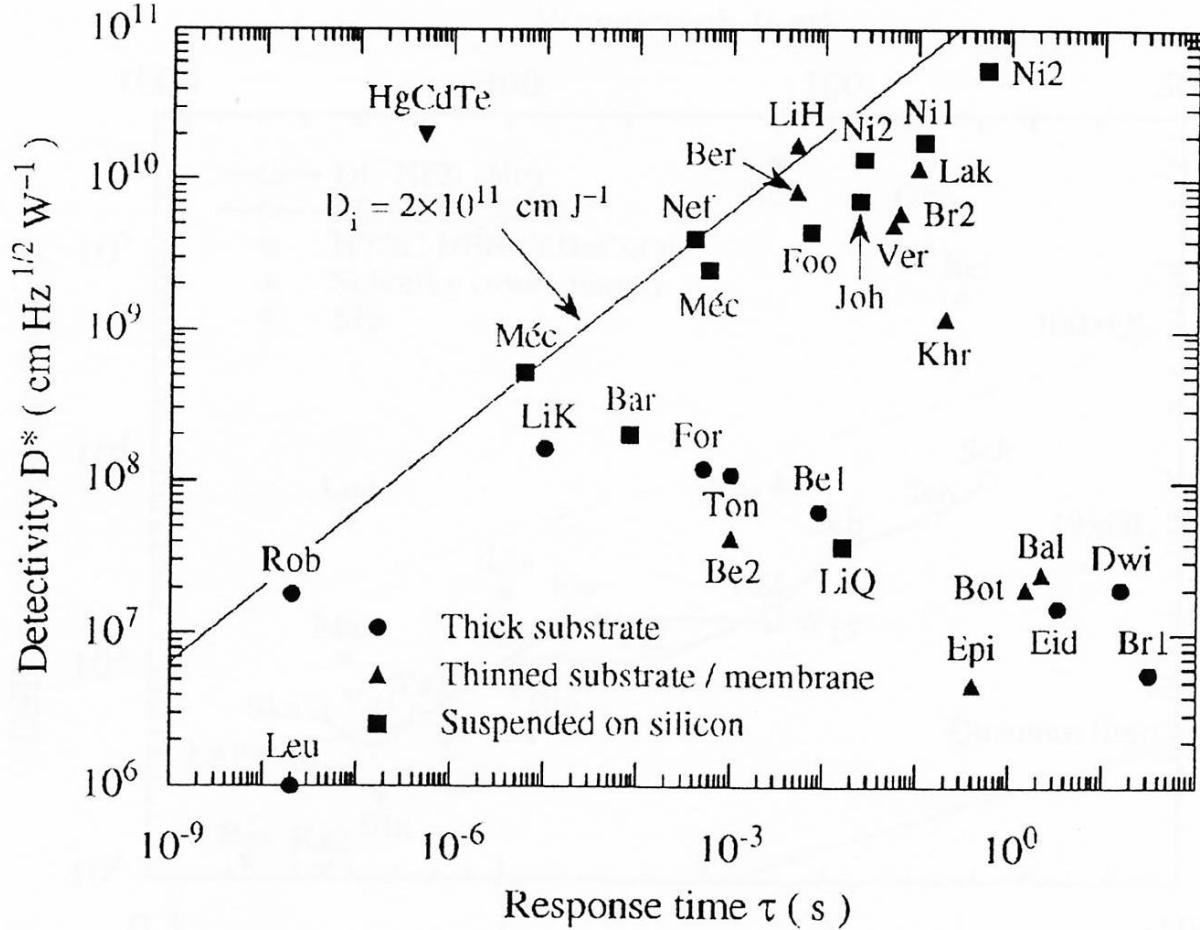


FIG. 2.8 – Détectivité spécifique en fonction de la constante de temps de réponse pour différents bolomètres SHTC - les références exactes sont dans l'article [Kreisler and Gauge, 2000]

2.2.5 Les modes temporels et spatiaux

En réalité, le bolomètre n'indique pas une mesure instantanée du rayonnement incident. Il s'agit plutôt d'une sommation des énergies contenues dans différents **modes spatiaux et temporels**. Le nombre de modes spatiaux N_s dépend de l'étendue géométrique du détecteur $S_d\Omega$ et de la longueur d'onde λ , et est défini par :

$$N_s = \frac{S_d\Omega}{\lambda^2} \quad (2.9)$$

La notion de mode spatial est liée à la limite de diffraction (cf. section 2.3.1).

2.2.6 Compléments

Il existe d'autres spécifications techniques pour parfaitement caractériser les systèmes complets réels de détection. Les principaux sont explicités dans ce paragraphe dans le cadre des photodétecteurs.

L'**angle de champ du détecteur FOV** (*Field Of View*) modifie la détectivité : plus l'angle de champ est réduit, plus grande sera sa détectivité. L'utilisation de diaphragmes refroidis, placés au voisinage de la surface sensible, permet aussi d'éviter tout apport supplémentaire de bruit de rayonnement (cf. section 2.3.5 page 47).

Pour caractériser la **résolution thermique** de nombreux paramètres sont utilisés [Gaussorgues, 1999] : la discrimination des faibles écarts de température et l'écart minimum de température apparente discernable entre un objet et son environnement en sont deux exemples. Le **contraste de température minimal détectable** est donné par le *NETD* [K^{-1}] (*Noise Equivalence Temperature Difference*). On trouvera aussi dans la littérature, une caractéristique équivalente au *NEP* (cf. section 2.2.3 page 41), l'**éclairage équivalent de bruit NEI** (*Noise Equivalent Irradiance*) exprimé en [$W \cdot m^{-2}$]. Ce paramètre permet de spécifier un système réel complet et détermine l'énergie minimale à fournir pour avoir un signal au moins égal au bruit dans la bande passante de détection.

La **résolution spatiale** définit, quant à elle, la dimension des détails de l'objet (*i.e.* l'angle solide) qui sont à la limite de perception du système complet.

2.3 Les paramètres critiques...

Un bolomètre destiné à la détection du rayonnement doit comporter un absorbeur de rayonnement, un thermomètre, une fuite thermique pour évacuer la chaleur et un support mécanique suffisamment rigide. Les figures 2.1 et 2.24 représentent le schéma de principe d'un bolomètre. Les parties principales régissant son fonctionnement sont décrites dans cette section : le couplage thermique entre le rayonnement incident et la zone de détection, la mesure de l'échauffement par l'élément thermosensible, l'évacuation de la chaleur emmagasinée par la zone de détection vers le puits thermique et enfin, la tenue mécanique du système.

2.3.1 Le couplage rayonnement et surface de détection

Le corps d'un bolomètre est constitué de deux parties distinctes : un absorbeur et un substrat. Le couplage thermique entre le rayonnement incident et la zone de détection s'effectue par l'absorbeur de rayonnement. Cet élément doit avoir une faible capacité calorifique C_{abs} [$J \cdot K^{-1}$] et une grande absorptivité η_{abs} . Le substrat joue le rôle de support pour l'absorbeur et le thermomètre. Il doit avoir une grande conductivité thermique κ_{sub} [$W \cdot K^{-1}$] et une capacité calorifique C_{sub} [$J \cdot K^{-1}$] appropriée.

Il existe une restriction fondamentale pour les photodétecteurs : les bolomètres utilisés pour la mesure du rayonnement doivent respecter la condition donnée par la limite de diffraction : $S_d \Omega > \lambda^2$ (cf. section 2.2.5 page précédente). Pour des mesures submillimétriques, la surface de détection sera donc assez grande. La capacité thermique deviendra alors élevée et entraînera une augmentation de la constante de temps de réponse $\tau_{dét}$.

Il existe différents moyens pour optimiser le couplage entre le rayonnement et la surface de détection en fonction de λ (cf. section 2.4 page 49). Le couplage direct est soit intrinsèque, soit réalisé à l'aide d'une couche absorbante déposée sur le substrat. Le couplage indirect permet d'optimiser la sélectivité du photodétecteur avec soit une antenne, soit une cavité active (concentrateurs de lumière, résonateur quart d'onde, *spiderweb*).

2.3.2 L'élément thermosensible

Le thermomètre mesure l'élévation de température consécutive à l'échauffement produit au sein du corps du bolomètre. En théorie, tous les thermomètres peuvent être utilisés comme élément thermosensible dans un système bolométrique. Néanmoins, la majorité des thermomètres utilisés est constituée de thermomètre résistif (métallique, semiconducteur, supraconducteur ...) ou de thermomètre magnétique (cf. section 2.5 page 52).

En général, la variation de la résistance est utilisée : on parlera alors de bolomètre résistif. Dans la section 2.6, une étude détaillée sera présentée. Notons dès à présent qu'il doit posséder un coefficient de réponse en température approprié, un faible bruit et une faible capacité calorifique. Il est lié thermiquement, et cela le mieux possible, à l'absorbeur de rayonnement.

2.3.3 La fuite thermique

La fuite thermique entre le bolomètre et le thermostat est caractérisée par sa conductance thermique G_{fuite} exprimée en $[W \cdot K^{-1}]$ et doit avoir une faible capacité calorifique C_{fuite} en $[J \cdot K^{-1}]$. Cette fuite permet de contrôler le temps de réponse de l'absorbeur à la charge thermique variable constituée par le rayonnement incident. Elle permet de faire s'écouler la chaleur due à la fois à l'absorption de la puissance incidente et à la puissance électrique nécessaire pour mesurer les variations électriques du thermomètre. Plus ce lien thermique sera faible, plus l'échauffement dans le bolomètre sera grand et plus celui-ci sera sensible.

La conduction à travers une fuite thermique s'écrit à l'aide de la puissance P_{fuite} :

$$P_{fuite} = G_{fuite} \times dT = G_{fuite} \times (T - T_o) \quad (2.10)$$

Mais cette équation n'est valable que si dT est petit, et si G_{fuite} est constant entre T la température du bolomètre et T_o la température du puits thermique.

Dans le cas où la conductance thermique g_{fuite} varie rapidement avec T , il faut en toute rigueur intégrer en fonction de la température. La puissance qui circule dans le lien thermique est, alors donnée par :

$$P_{fuite} = \int_{T_o}^T g_{fuite}(T) dT \quad (2.11)$$

On peut généraliser l'expression de la conductance thermique $g_{fuite}(T)$ en terme de puissance de T : $g_{fuite}(T) = g_0 T^u$, où g_0 est la valeur de conductance thermique à 0 K et, u vaut 0 si la conductance thermique est constante, 1 si le lien thermique est en métal et 3 si la fuite est réalisée en matériau isolant.

On a alors :

$$P_{fuite} = \int_{T_o}^T g_0 \cdot T^u dT = \frac{g_0}{u+1} (T^{u+1} - T_o^{u+1}) \quad (2.12)$$

On pourra donc réécrire la puissance liée à la fuite thermique P_{fuite} sous la forme $\frac{g_0}{u+1} (T^{u+1} - T_o^{u+1})$.

Pour réduire la conductance thermique, deux configurations sont généralement employées : l'utilisation d'une structure membranaire (cf. section 2.6.2.2.3 page 64) ou d'une structure en toile d'araignée (cf. section 2.4.2.2 page 50). Deux techniques intéressantes et innovantes méritent également d'être présentées.

Kogut *et al.* proposent l'utilisation d'un thermomètre non dissipatif (thermomètre à inductance cinétique) et une conductance thermique variable à deux états : 'on' ou 'off', respectivement à forte et faible valeur [Kogut et al., 2000, Kogut et al., 2002]. Dans l'état 'on', la conduction thermique est élevée : le thermomètre et le substrat se refroidissent rapidement jusqu'à T_0 (cf. Fig. 2.9 page ci-contre). Dans l'état 'off', la conductance thermique est minimale et le thermomètre s'échauffe tel que :

$$\frac{dT}{dt} \sim \frac{P_{rayt}(t)}{C} \quad (2.13)$$

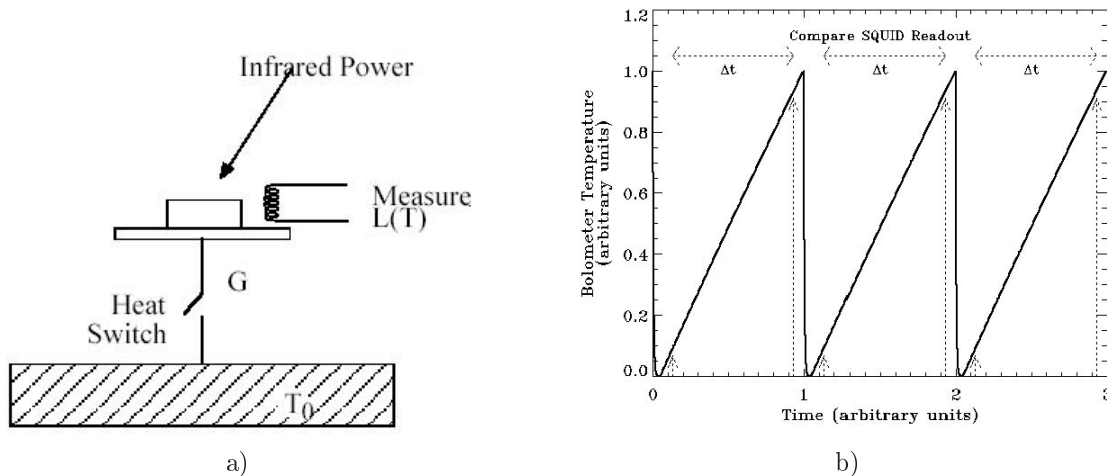


FIG. 2.9 – Le bolomètre idéal proposé par Kogut *et. al* : a) le principe de fonctionnement, b) sa réponse temporelle [Kogut et al., 2000]

Le bolomètre agit alors comme un intégrateur quasi idéal. La température est alors linéairement dépendante de $P_{rayt}(t)$. L'utilisation d'un lien thermique en aluminium permet de réaliser cette opération. A 100 mK, l'application d'un champ magnétique entraîne un changement de phase (une des propriétés des supraconducteurs) et induit une forte augmentation de la conductivité thermique (rapport de 10^4) [Kogut et al., 2002].

La seconde technique innovante est l'utilisation d'hyper-réseaux pour adapter la conductance thermique en fonction de l'application. L'étude thermique de bicouches ultrafines d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{SrTiO}_3$ déposées sur un substrat MgO a été réalisée au cours de la thèse de N. Chéenne [Chéenne, 2000, Robbes et al., 1999]. La bicouche supérieure, plus épaisse, est supposée véhiculer les porteurs de charges électriques dans un plan parallèle à celui du substrat. La chaleur déposée dans la bicouche supérieure est transportée de manière dominante au travers de l'hyper réseau vers le substrat (perpendiculairement à ce dernier). A titre d'exemple, le découplage thermique apportée par 10 bicouches entraîne une division par 6 de la conductance thermique.

2.3.4 Le support mécanique

Le support mécanique, liant le bolomètre au porte-échantillon, doit être rigide, mais doit posséder une faible capacité calorifique et une faible conductance thermique afin de ne pas entrer en compte dans le bilan thermique du système. De plus, il faut que la masse du porte-échantillon soit très supérieure à celle du bolomètre lui-même, afin d'agir comme un puits thermique. Pour éviter les problèmes de résonance et les instabilités mécaniques (vibrations lors de la mise sous vide par exemple), les connexions électriques doivent aussi être suffisamment rigides.

2.3.5 Les contraintes des bolomètres IR

Pour pratiquement toutes les observations, les bolomètres sont obligatoirement ouverts vers l'extérieur. Entre le bolomètre (souvent enfermé dans un cryostat) et l'objet à observer peuvent se trouver :

- une optique 'froide' : miroirs, lentilles et filtres
- une fenêtre (en ZnS, saphir ou germanium) du cryostat à température ambiante (sauf dans le cas des satellites)
- une optique 'chaude' par exemple le télescope pour des mesures en astronomie
- l'atmosphère ou le milieu à analyser

Afin de comprendre les contraintes des bolomètres, supposons tout d'abord un cas simple. Soit un corps noir radiatif à la température T et d'émissivité ϵ , et d'absorptivité η identique. La densité spectrale de la puissance de bruit émise par ce corps $P_p(f)$ est définie par :

$$P_p(f) = \int_0^\infty dP_p = \int_0^\infty 2S_d \Omega h \nu M(\nu, T) \frac{e^{\frac{h\nu}{k_B T}}}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} d\nu \quad (2.14)$$

$M(\nu, T)$ est la puissance émise par le corps radiatif par unité de surface et par unité d'intervalle de fréquence du rayonnement ν :

$$M(\nu, T) \equiv \frac{2h\nu^3 c^{-2}}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (2.15)$$

Le spectre de la puissance de bruit est blanc (*i.e.* indépendant de f) car on obtient après simplification :

$$P_p(f) = 8S_d \Omega \sigma_{SB} k_B T^5 \quad (2.16)$$

avec $\sigma_{SB} = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^2} = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$, la constante de Stefan-Boltzmann. La valeur moyenne de la puissance de bruit au carré dans une bande passante B est donc :

$$\overline{P_p^2} = 8S_d \Omega \sigma_{SB} k_B T^5 B \quad (2.17)$$

Supposons à présent que le détecteur soit sensible à toutes les longueurs d'onde et donc pouvant détecter tout le spectre du bruit incident. La moyenne de la puissance de bruit reçue au carré est donc :

$$\overline{P_p^2} = 8S_d \Omega \eta \sigma_{SB} k_B T^5 B \quad (2.18)$$

Revenons à présent au cas d'un bolomètre couplé à son environnement seulement par rayonnement (aucun mécanisme de conduction ni de convection). Soit un bolomètre plongé un environnement de température T_{bg} (*background*), d'émissivité η indépendante de T et de λ .

Tous les objets de l'environnement vont rayonner vers le bolomètre, dans son angle de vue, une **puissance de fond (ou de 'background')** P_{bg} qui tend à réchauffer et apporter un bruit supplémentaire dit de photons (cf. section 2.6.4.2 page 74).

$$\overline{P_{bg}^2} = 8S_d \Omega \eta \sigma_{SB} k_B T_{bg}^5 B \quad (2.19)$$

Il existe aussi une contribution liée aux fluctuations de la puissance émise par le détecteur. La moyenne de la puissance de bruit au carré est donnée par :

$$\overline{P_p^2} = 8S_d \Omega \eta \sigma_{SB} k_B T^5 B \quad (2.20)$$

A l'aide de ces expressions (2.19) et (2.20), on retrouve l'expression de la détectivité d'un détecteur BLIP (cf. Eq. 2.3 page 42).

Pour distinguer le signal à observer de cette puissance de fond, on module le signal arrivant sur le bolomètre le plus «tôt» possible. On utilise pour cela une détection synchrone pour séparer le signal du fond environnemental (cf. chapitre 3). La fréquence de la modulation doit être adaptée en fonction de la constante de temps de réponse du bolomètre (cf. section 2.2.2 page 40) et du bruit du système (capteur et électronique associée) (cf. section 2.6.4 page 73).

2.4 Le couplage entre le rayonnement et la surface de détection

Comme nous l'avons déjà évoqué dans la section 2.2, le couplage entre le rayonnement et la surface de détection est primordial. Examinons en détail les différentes formes de couplage.

2.4.1 Le couplage direct

Le couplage direct (intrinsèque ou par couche absorbante) détecte tous les modes spatiaux multiples de $S_d\Omega/\lambda^2$ (cf. section 2.2.5 page 44). Mais ce type de couplage, contrairement au couplage indirect, est insensible à la polarisation de l'onde incidente.

2.4.1.1 le couplage intrinsèque

Le bolomètre monocorps (cf. Fig. 2.23 page 63) est constitué d'un seul et unique matériau qui fait office à la fois de substrat, de thermomètre et d'absorbant. Ce type de couplage intrinsèque est donc à proscrire pour les photodétecteurs opérant dans le millimétrique (surface de détection imposée par la limite de diffraction trop grande car entraînant une capacité calorifique trop grande).

2.4.1.2 le couplage par couche absorbante

Jusqu'au début des années 70, pour améliorer l'absorption, des couches absorbantes ont été principalement utilisées et préférées pour la conception de prototype [Blevin and Brown, 1966, Persky, 1999, Lehman et al., 2003]. Les couches laquées présentent de bonnes propriétés optiques d'absorption mais la capacité calorifique additionnelle était mal contrôlée et leurs caractéristiques dépendaient de la longueur d'onde λ . En particulier, l'émissivité ε décroît avec λ . Par la suite, l'utilisation de métaux (Au, Ag . . .) déposés dans des conditions particulières (forte pression) s'est généralisée [Verghese et al., 1991, Neff et al., 1997]. Les couches absorbantes ainsi obtenues (*black metal*) sont granulaires (augmentation de la surface de détection) et présentent de fort pouvoir d'absorption, mais sont souvent inhomogènes et très fragiles.

L'ajout de peinture laquée est assez simple et évite les problèmes possibles de dégradation du matériau utilisé lors du dépôt de métaux. Citons par exemple, la détérioration des films supraconducteurs lors de dépôt de métaux (désoxygénation) ou les ruptures mécaniques des structures membranaires (cf. Fig. 2.23 page 63). Actuellement, des nouvelles pistes sont envisagées pour trouver la couche absorbante adéquate (absorbants à base de polymères et de colorants organiques). L'utilisation d'une couche absorbante peut aussi protéger le bolomètre. Citons par exemple, le dépôt de flash d'or et d'argent pour les films YBCO [Chang, 1988].

Le lecteur intéressée par une étude complète du couplage entre un substrat et un film métallique absorbant peut se référer aux thèses suivantes : [Shembil, 1990, Yoo, 2000, Barry, 1999].

2.4.2 Le couplage indirect

Pour améliorer les performances des photodétecteurs, en particulier la constante de temps de réponse et la sensibilité, différents types de couplage ont été étudiés. Ainsi, une absorption sélective est réalisée à l'aide d'antenne, de concentrateurs de lumière (cone de Winston par exemple), de résonateur quart d'onde, de structure *spider web*. . .

2.4.2.1 le couplage par antenne

Dans cette configuration, le transfert du flux de chaleur vers le substrat du bolomètre n'est pas dû à l'absorption directe du rayonnement mais à la dissipation par effet joule du courant haute fréquence délivré par l'antenne. Le couplage entre l'antenne et le rayonnement incident induit, en effet, un courant dans la structure. La dimension de la zone thermosensible est alors totalement découplée de la dimension de la longueur d'onde λ

(pourvu que cette dimension soit très inférieure à λ). La constante de temps de réponse τ_{det} peut donc être fortement réduite (lithographie micrométrique voire nanométrique). En général, les structures planaires sont utilisées car elles permettent de réaliser, sur le même substrat, l'antenne et le bolomètre. Pour maximiser le couplage et minimiser les pertes, de nombreuses configurations ont été adoptées (*Bow-Tie*, Spirale-log, log-périodique, lentille diélectrique...) [Hwang et al., 1979, Richards, 1994, Leonov and Khrebtov, 1994].

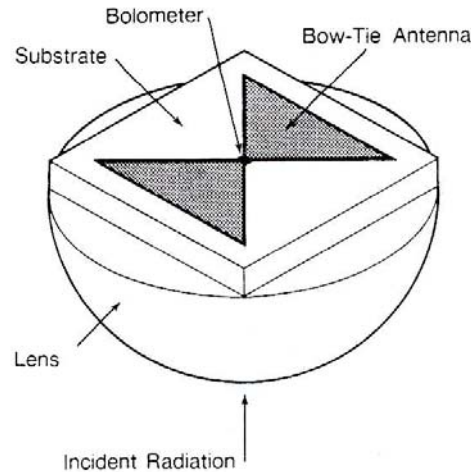


FIG. 2.10 – Exemple d'un couplage par antenne associée à une lentille hémisphérique [Hu and Richards, 1989]

Il est difficile de quantifier les pertes intervenant dans les diverses parties du coupleur (lentille perte - pertes diélectriques ; antenne métallique - pertes Joule). De plus, le couplage optimale de l'antenne à la charge résistive se fait, selon la théorie des antennes, suivant des conditions bien précises faisant intervenir la résistance d'antenne. Une désadaptation entre l'impédance de la charge et cette résistance d'adaptation entraîne également un médiocre transfert de la puissance incidente sur l'antenne ou effet Joule dans la charge.

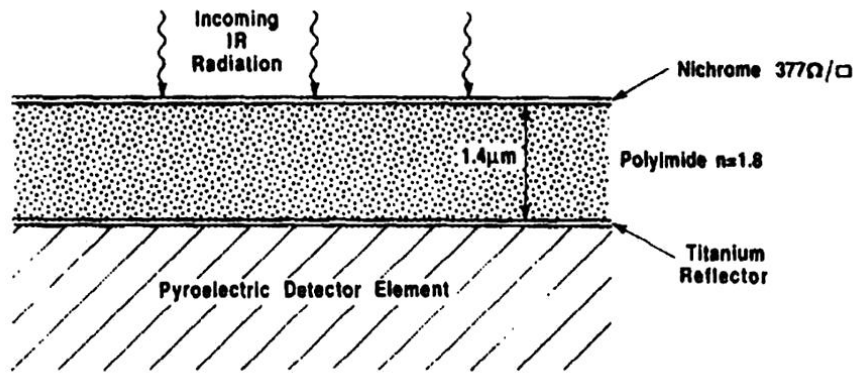
2.4.2.2 le couplage par cavité active

2.4.2.2.1 les concentrateurs de lumière

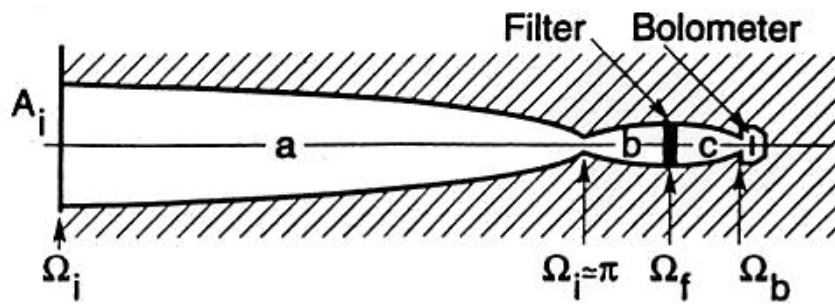
Etant donné que les bolomètres sont de petites tailles, de manière à conserver leur faible capacité calorifique, ils sont parfois couplés avec des concentrateurs de lumière (cf. Fig. 2.11 page ci-contre) : lentilles hémisphériques, cônes de Winston... L'utilisation d'une lentille hémisphérique permet de concentrer le rayonnement incident vers le bolomètre (cf. Fig. 2.10 de la présente page) [Hu and Richards, 1989]. Les cônes de Winston de forme paraboloidale permettent en plus de sélectionner un angle solide Ω : ils ne transmettent que les rayons incidents faisant un angle inférieur à Ω , les rayons d'angles plus grands sont renvoyés vers l'extérieur du détecteur après de multiples réflexions sur les parois internes du cône [Gaertner, 1997].

2.4.2.2.2 la cavité quart d'onde

Pour maximiser l'absorption, une structure plus complexe peut être mise en œuvre : le résonateur quart d'onde (cf. Fig. 2.11 a) page ci-contre) [Parsons and Pedder, 1988]. Un métal d'impédance $377 \Omega \cdot \square^{-1}$ est déposé sur la structure en couche. Cette structure est composée d'un substrat, d'un film réfléchissant et d'une couche polyamide qui est transparente dans la bande de longueur d'onde de travail et isolante électriquement. Ainsi, 50 % du rayonnement incident est absorbé et 50 % est transmis avec aucune réflexion sur la couche absorbante, adaptée en impédance. La partie transmise se propage alors dans la cavité quart d'onde et se réfléchit sur la couche réfléchissante. Dans le cas idéal, des phénomènes d'interfaces induisent 100 % d'absorption. Parsons *et al.* ont obtenu un coefficient d'absorption supérieur à 90 % pour la bande $[8 \mu\text{m} ; 14 \mu\text{m}]$ [Parsons and Pedder, 1988].



a) Couplage indirect avec une cavité quart d'onde 'classique' [Parsons and Pedder, 1988]



b) Couplage indirect avec une cavité quart d'onde élaborée [Richards, 1994]

FIG. 2.11 – Deux exemples de concentrateurs de lumière : la cavité quart d'onde classique et le cône de Winston

La solution adoptée par le LETI¹²-CEA¹³ tient compte des progrès technologiques dans la réalisation de bolomètre ambiant pour l'IR proche et le micro-usinage du silicium. La réalisation collective en technologie silicium utilise une cavité d'intégration quart d'onde couplée à un motif métallique en croix résonant, déposé sur une grille de silicium formant le sommet de la cavité (cf. Fig. 2.11 b) de la présente page). Ce motif présente un pic de résonance à la fréquence spatiale du pas de cette grille ainsi qu'à son double. L'intégration des préamplificateurs de lecture sur le substrat de silicium permet de réduire le bruit de l'électronique [Tissot, 1998].

2.4.2.2.3 la structure *spider web*

La structure en forme de toile d'araignée (ou *spider web*) permet d'accroître l'absorption sélective. Afin de bien comprendre cette structure, illustrons nos propos par la structure *spider web* utilisée pour le projet Planck-Surveyor (instrument HFI) de la figure 2.12 [Yun et al., 2002]. L'absorbeur est en Si_3N_4 déposé sur un substrat de silicium. La structure suspendue de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de $5 \mu\text{m}$ de large est obtenue par microlithographie. Le diamètre total actif est d'environ 5 mm. Cette forme est supportée par plusieurs bras (8 ou 16 suivant la configuration choisie) de 1 mm de long et $5 \mu\text{m}$ de large qui la relient à la partie périphérique restante en silicium. Ces amenées jouent le rôle de fuite thermique adaptable. L'absorption du rayonnement est obtenue en métallisant la toile pour obtenir une impédance moyenne de $188 \Omega \cdot \square^{-1}$ (cf. section 2.4.1.2 page 49).

Si la longueur d'onde λ est plus grande que la taille de la maille élémentaire de la toile, le rayonnement va 'voir' une surface quasi-continue et va alors interagir avec le film. Mais si λ est plus petite que la maille élémentaire, le rayonnement traversera le film métallique sans aucune interaction.

¹²LETI : Laboratoire d'Electronique de Technologie de l'Information (Grenoble)

¹³CEA : Commissariat à l'Energie Atomique

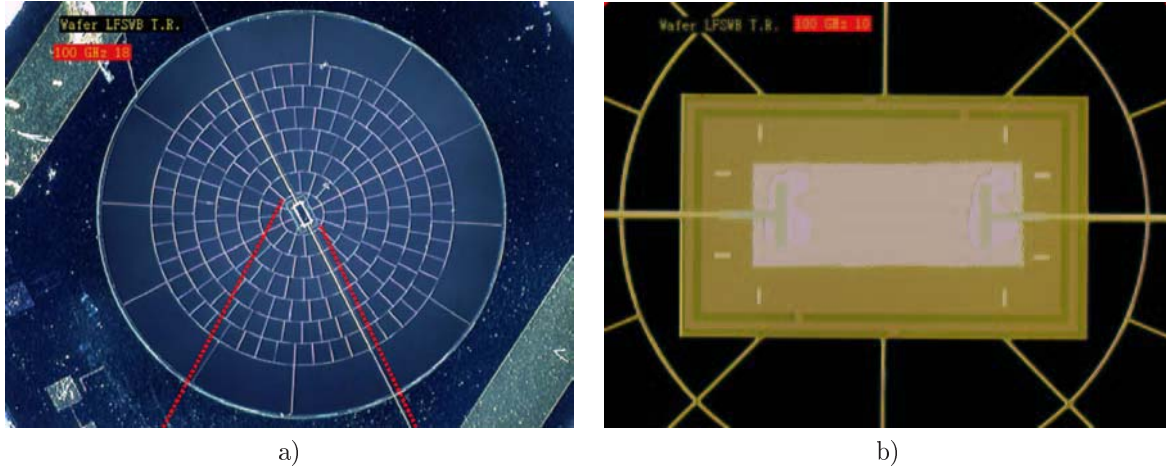


FIG. 2.12 – La structure *spider web* de l'instrument HFI (Planck Surveyor) : la structure globale de la toile d'araignée a) et un zoom sur le thermomètre b) [Yun et al., 2002]

Les principaux avantages de cette structure *spider web* sont : l'effet de filtrage en longueur d'onde (les faibles longueurs d'onde responsables en grande partie du bruit de fond (cf. section 2.3.5 page 47) sont coupées grâce à la taille de la maille), le faible facteur de remplissage, 0,03 pour HFI, (limitation de la section efficace vis-à-vis des particules cosmiques de hautes énergies et donc du parasitage, et utilisation possible de nombreux métaux), et la réduction de la masse (réduction de la capacité calorifique et augmentation de la fréquence de résonance) [Torre, 1999].

Le dépôt d'un thermomètre sur la toile permet de réduire le bruit en $1/f$. Une source importante de ce bruit semble être en effet liée aux fluctuations de température du thermostat.

2.5 La thermométrie utilisée pour la bolométrie

Comme nous l'avons déjà évoqué, pour déterminer l'énergie absorbée du rayonnement incident, il faut être capable de mesurer l'élévation de température. Généralement, on considère que l'utilisation d'un bolomètre implique une mesure de la variation de la résistance d'un matériau : c'est une erreur due à un abus de langage ! D'autres types de thermomètres ne pénalisant pas trop les spécifications du bolomètre (capacité calorifique, constante de temps de réponse...) sont utilisés pour mesurer la température.

2.5.1 Le détecteur utilisant la dépendance en température de la résistance : le bolomètre résistif

Le bolomètre résistif utilise la modification de la conductivité électrique d'un thermomètre résistif quand celui-ci est soumis à un rayonnement. Après avoir analysé le comportement thermique d'un métal et d'un semiconducteur (intrinsèque et extrinsèque), les différents thermomètres résistifs utilisés en bolométrie seront détaillés et classés suivant leur température d'utilisation.

2.5.1.1 généralités sur les thermomètres résistifs

le thermomètre métallique

La résistivité électrique d'un métal $\rho_{\text{métal}}$ [$\Omega \cdot \text{m}$] est déterminée par la formule de Drude, avec n_p le nombre de porteurs de charges par unité de volume et m_p la masse d'un porteur de charges en [kg] :

$$\rho_{\text{métal}} = \frac{m_p}{n_p e^2} \frac{1}{\tau_{ph}} \quad (2.21)$$

Or le temps d'interaction électrons - phonons τ_{ph} dépend de la température :

$$\begin{aligned} \tau_{ph}^{-1} &\propto T^5 & \text{si } T \leq \theta_D \\ \tau_{ph}^{-1} &\propto T & \text{sinon} \end{aligned} \quad (2.22)$$

θ_D étant la température de Debye [K] du métal (plusieurs centaines de kelvins [Kittel and Kroemer, 1980]). En général, les métaux sont utilisés dans leur zone linéaire de la résistance avec la température, *i.e.* $\theta_D \ll T$. Le paramètre α défini dans la section 1.3.1.1 montre que la sensibilité en température d'un métal est inversement proportionnel à T . Typiquement, l'ordre de grandeur de α est voisin de 3 mK^{-1} à 300 K. Les thermomètres à résistance de platine et les résistances de carbone décrits dans le chapitre 1 font partie de cette catégorie de thermomètre.

La loi empirique de Wiedmann-Franz¹⁴ (cf. Eq. 2.23) décrit la relation entre $\sigma_{\text{métal}}$, la conductivité électrique [$\text{m}\cdot\Omega^{-1}$], et la conductivité thermique $\kappa_{\text{métal}}$ [$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\text{m}^{-1}$] d'un métal à la température T :

$$\frac{\sigma_{\text{métal}}}{\kappa_{\text{métal}}} = L_{WF} T^{-1} \quad (2.23)$$

avec $L_{WF} = \frac{\pi^2 k_B^2}{3q^2} = 2,45 \times 10^{-8} \text{ W}\cdot\Omega\cdot\text{K}^{-1}$ le nombre de Lorentz ou constante de Wiedmann-Franz. Cette loi implique que la résistance électrique $R_{\text{métal}}$ du thermomètre est liée à la résistance thermique $R_{\text{métal}}^{th}$ [$\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$]. On a, en effet, dans le cas 'élémentaire' d'une structure en pont (de longueur l , largeur w et d'épaisseur t) :

$$R_{\text{métal}} = \frac{l}{tw} \frac{1}{\sigma_{\text{métal}}} \quad (2.24)$$

$$R_{\text{métal}}^{th} = \frac{\sigma_{\text{métal}}}{\kappa_{\text{métal}}} R_{\text{métal}} \quad (2.25)$$

A une température donnée, l'objectif est de lier thermiquement le mieux possible le thermomètre au substrat et/ou à l'absorbeur. Il faut donc avoir $R_{\text{métal}}^{th}$ élevé, ce qui implique d'augmenter l'impédance du thermomètre métallique (cf. Eq. 2.25).

Aux basses températures ($\leq 100 \text{ K}$), la sensibilité des thermomètres résistif diminue (cf. Fig. 1.10 page 20). Il faut de plus prendre en compte l'influence du champ magnétique sur les résistances métalliques aux très basses températures [Fortune et al., 2000]

le thermomètre semiconducteur

Contrairement aux métaux, l'augmentation de température entraîne une diminution de la résistance. Et au voisinage de 0 K, la résistivité devient constante : les semiconducteurs sont donc des isolants. Le rapport $\frac{\sigma_{sc}}{\kappa_{sc}}$ d'un semiconducteur est faible (diminution de plusieurs ordres de grandeurs de σ_{sc} alors que κ_{sc} est légèrement plus faible que pour un métal). Il faut donc prendre en compte l'influence de α et de $\frac{\sigma_{sc}}{\kappa_{sc}}$ en vue d'une application à une température donnée.

Lorsque le semiconducteur est intrinsèque, *i.e.* pur, (ρ en $\text{T}^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$), la sensibilité en température est décrite par l'équation suivante :

$$\alpha = -\frac{E_g}{2k_B T^2} \quad (2.26)$$

A 300 K, α vaut environ -60 mK^{-1} , si E_g est de l'ordre de 1 eV.

Si le cristal est dopé (présence d'impuretés), des niveaux intermédiaires apparaissent dans la bande interdite. La création de porteurs par excitation thermique est alors facilitée mais reste insuffisante aux très basses températures.

¹⁴ Attention, cette loi n'est pas valide aux très basses températures.

Toutes les techniques de dopage (chimique, implantation ionique ou irradiation de neutrons NTD) mènent à des distributions de sites désordonnés.

L'analyse classique d'un réseau cristallin régulier n'est donc plus possible. Pour prendre en compte ce désordre, il faut étudier les interférences quantiques (localisation d'Anderson). La conductivité de ces matériaux relève alors de la problématique de la transition de Mott-Anderson (transition métal-isolant). La résistivité électrique des semiconducteurs extrinsèques s'écrit donc sous la forme :

$$\rho = \rho_{mat} e^{\left(\frac{T_{mat}}{T}\right)^n} \quad (2.27)$$

ρ_{mat} et T_{mat} sont caractéristiques du matériau et de la géométrie du thermomètre. Plus T_{mat} est important, plus le matériau est isolant et donc éloigné de la transition. L'exposant n dépend de la température de travail. On peut aussi trouver dans la littérature, cette expression exprimée avec l'énergie d'activation. Si l'agitation thermique est importante (vis-à-vis du pseudogap du matériau [Mott, 1990]), on parlera de la loi de Mott ou de conduction par sauts à portée variable (VRH *variable range hopping*) et dans ce cas $n = \frac{1}{3}$: c'est le cas des isolants de Mott. À plus basse température, l'agitation thermique devient faible et la résistivité de l'isolant suivra la loi de Efros et Shklovskii ($n = \frac{1}{2}$) qui décrit une conduction par sauts à portée variable avec bande interdite de Coulomb, dû aux effets des interactions entre électrons. Si $n = 1$, la résistivité est liée à une conduction par sauts entre plus proches voisins. Le coefficient ρ_{mat} dépend en général de la température T suivant une loi de puissance, donc beaucoup moins rapidement que l'exponentielle [Leturcq, 2002].

La compatibilité technologique de ces films semiconducteurs est un atout indéniable expliquant leur utilisation étendue. Ils permettent en effet d'améliorer les microsystèmes grâce à leur intégration monolithique avec l'électronique.

les supraconducteurs

Les supraconducteurs présentent une transition de phase normale-supraconductrice aux températures cryogéniques. La résistivité décrit l'évolution d'une 'soupe' de quasiparticules, d'îlots de paires de Cooper et de zones normales. Au voisinage du milieu de cette transition résistive, la sensibilité relative α est maximum. On parlera alors de thermomètre à bord de transition (TES *Transition Edge Sensor*). Cependant, ces thermomètres fonctionnent sur une étendue de mesures de température réduite, associée à la raideur de la transition normal-supraconducteur : l'intervalle de température utilisable peut devenir très inférieur à 1 K, voire proche de quelques mK. Suivant la polarisation (courant ou en tension) du montage électrique (cf. section 3.1.1 page 87), le supraconducteur nécessite une grande régulation de la température au niveau de la transition ou celui-ci est contre réactionné électrothermiquement (cf. section 3.6 page 120).

2.5.1.2 les thermomètres résistifs aux très basses températures

Les supraconducteurs à basse température critique (SBTC) et les isolants d'Anderson sont les thermomètres les plus répandus aux très basses températures ($< 4,2$ K).

les supraconducteurs à basse température critique (SBTC)

Le supraconducteur à basse température critique (SBTC) est décrit par la théorie BCS (Bardeen, Cooper, Shrieffer). Les supraconducteurs SBTC les plus utilisés sont MoAu, NbTa, TiAu, AlAu... Ces thermomètres peuvent présenter des paramètres α allant jusqu'à plusieurs milliers de K^{-1} . Le paramètre A , plus facilement comparable car sans dimension, peut atteindre 3000 (NbTa). Généralement pour des mesures dans le mode résistif, on utilise un amplificateur à SQUID car ces thermomètres présentent de faibles impédances (inférieures à 1 Ω).

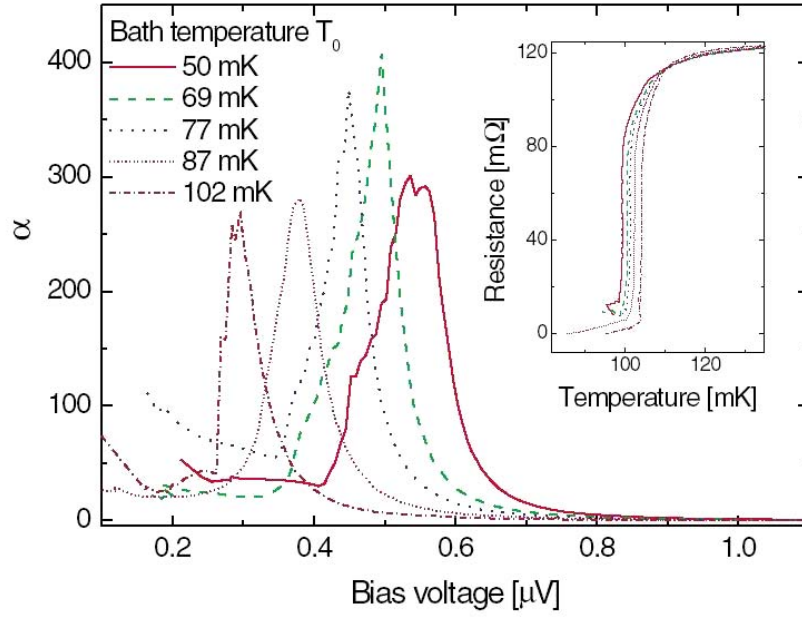


FIG. 2.13 – Evolution de la résistance et du coefficient α en fonction de la température d'un film supraconducteur à basse température critique (SBTC) TiAu [Luukanen et al., 2003]

les isolants d'Anderson

Les isolants d'Anderson sont aussi fréquemment utilisés en bolométrie spatiale. Des sensibilités adimensionnelles A de 5 à 7 sont répertoriées dans la littérature [Juillard, 1999]. On peut noter la relation suivante montrant que A est indépendant de la température mais dépend de l'exposant n défini par l'équation (2.27 page précédente) :

$$|A| = \frac{1}{n} \ln \frac{\rho}{\rho_{mat}} \quad (2.28)$$

A basses températures, les impédances de ces thermomètres sont généralement élevées. Il faut alors utiliser des amplificateurs JFETs. La figure 2.14 indique la dépendance de la résistance et de sa dérivée en fonction de la température d'un oxyde de ruthenium RuO_2 [Ptak et al., 2003].

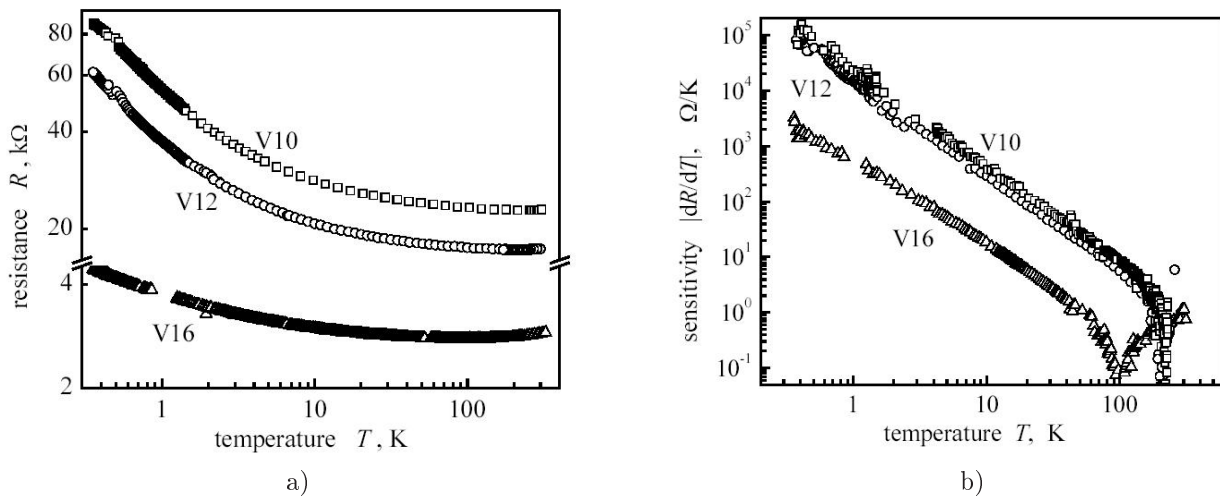


FIG. 2.14 – Evolution de la résistance et de sa dérivée dR/dT en fonction de la température d'un film d'oxyde de ruthenium RuO_2 [Ptak et al., 2003]

2.5.1.3 les thermomètres résistifs aux basses températures

Les supraconducteurs à haute température critique (SHTC) et les semiconducteurs sont les thermomètres les plus répandus aux basses températures (~ 77 K).

les supraconducteurs à haute température critique (SHTC)

Les supraconducteurs à haute température critique transitent à des températures supérieures à 4,2 K. Mais à ce jour, la littérature ne recense pas de supraconducteur transitant à une température supérieure à 134 K. Le record est actuellement détenu par le composé $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ à 134 K. Les composés à base d'oxyde de cuivre sont les principaux supraconducteurs étudiés tels que $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (NBCO), $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (GBCO), $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (EBCO), $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi-2223 ou BSCCO), $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Tl-2223 ou TBCCO)... Ces supraconducteurs transitent entre 90 et 131 K. Le borure de magnésium (MgB_2) qui transite à 39 K est aussi très étudié [Chu, 1997].

Des sensibilités relatives α de quelques K^{-1} sont très largement rapportées dans la littérature pour des films minces d'YBCO (cf. section 3.2.2.2 page 108). D'autre part, le rapport de la conductivité électrique sur la conductivité thermique d'un film YBCO dans la transition est équivalent à celui d'un métal [Gaugue, 1998]. Les mesures de variations de résistance de ces composants sont réalisées généralement avec une amplification à température ambiante. Il est alors facile d'adapter le système de lecture de l'électronique avec l'impédance du thermomètre.

les semiconducteurs

Les thermistances CTP et CTN sont également utilisées car leurs sensibilités sont très importantes à basses températures. L'impédance de ces thermomètres étant souvent élevée, des amplificateurs à JFET sont souvent utilisés.

2.5.1.4 les thermomètres résistifs à température ambiante

Les articles de Zerov *et al.* [Zerov and Malyarov, 2001] et Malyarov *et al.* [Malyarov, 2002] présentent d'intéressantes revues sur les matériaux thermosensibles 'classiques' à température ambiante utilisables pour la microbolométrie IR non refroidie.

La recherche actuelle dans le domaine des matériaux produit régulièrement de nouveaux matériaux présentant des transitions résistives significatives au voisinage de la température ambiante. La proximité du CRISMAT a permis par exemple de considérer quelques nouveaux oxydes (cobaltites, nickelates et manganites).

les métaux

Les thermomètres métalliques sont fréquemment utilisés. Le thermomètre à résistance de platine permet de mesurer la température sur une grande étendue de mesures avec une assez bonne sensibilité (cf. section 3.2.2.1 page 108).

les oxydes de vanadium VO_x

Ces matériaux sont actuellement les plus utilisés dans la conception de réseaux de microbolomètres non refroidis. Les films d'épaisseur $0,1 - 0,2 \mu\text{m}$ présentent des sensibilités relatives de 0,03 à 0,05 K^{-1} à 300 K, et une résistivité électrique typique de 1 à 20 $\Omega\cdot\text{cm}$. Des récentes études ont montré que les films VO_x avaient un faible bruit en $1/f$ [Gruzdeva et al., 1997, Zerov et al., 2001].

Pour agrandir la gamme de température présentant un fort α , il faut déplacer à des températures élevées la transition de phase semiconducteur-métal voire la supprimer. Zerov *et al.* ont montré que ces films pouvaient avoir de plus faible bruit en $1/f$ [Zerov et al., 2001]. Wada *et al.* ont montré qu'un film présentant la phase VO_2 (ou phase B) et ayant une résistivité de 0,1 $\Omega\cdot\text{cm}$ a un paramètre α de 0,02 K^{-1} sur une grande gamme de température (250 à 400 K) [Wada et al., 1998].

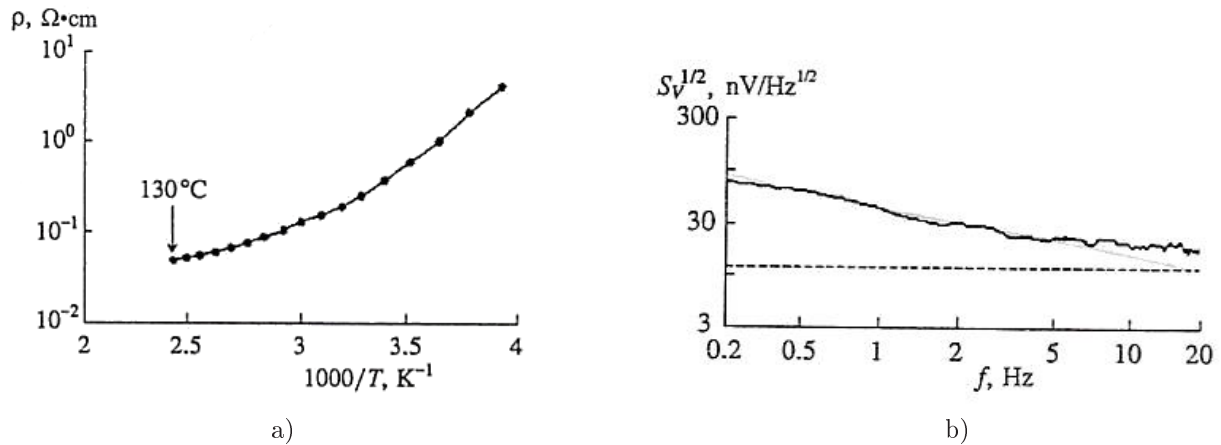


FIG. 2.15 – Résistivité d'un film d'oxyde de vanadium présentant la phase B [Wada et al., 1998] a) et densité spectrale de bruit en tension d'un microbolomètre à base d'oxyde de vanadium VO_x [Marshall et al., 1996] b)

La transition de phase est aussi très intéressante [Zerov et al., 2001] : la sensibilité relative α peut alors atteindre près de 2 K^{-1} . Il faut néanmoins faire attention à la stabilité thermique et à la présence d'un phénomène d'hysteresis (cf. Fig. 2.16). Reintsema *et al.* utilisent la contre réaction thermique (ETF) pour améliorer les performances d'un bolomètre à base d'oxyde de vanadium [Reintsema et al., 1999].

Notons enfin que les oxydes de vanadium sont transparents dans l'infrarouge dans cette gamme de température. Ils nécessitent donc l'ajout d'une couche absorbante.

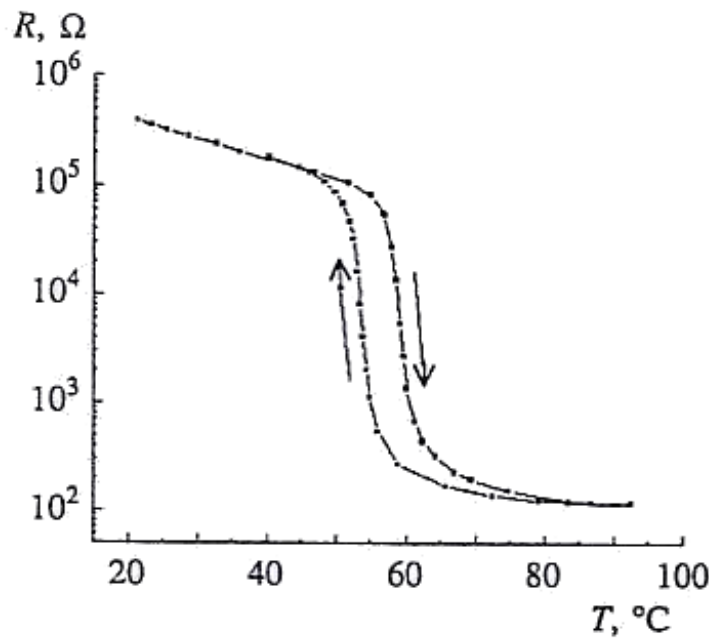


FIG. 2.16 – Evolution de la résistance en fonction de la température d'un film d'oxyde de vanadium présentant un fort effet hystérétique dans la transition de phase [Zerov et al., 2001]

les films semiconducteurs

a-Si, a-Si :H, a-Ge :H, a-Si_{1-x}Ge_x :H et a-Si :N ...

Les films de silicium amorphe a-Si présentent des sensibilités relatives de 2 à 6 % K⁻¹. Cette dernière valeur a été obtenue par Liddiard *et al.* avec une résistivité de 10⁵ Ω·cm [Liddiard et al., 1998]. Les films a-Si :H, a-Ge :H, a-Si_{1-x}Ge_x :H et a-Si :N présentent des sensibilités relatives comparables avec des caractéristiques de bruit en 1/f très variable en fonction du procédé de fabrication (PCVD, *anodic sputtering*...) et des imperfections des contacts.

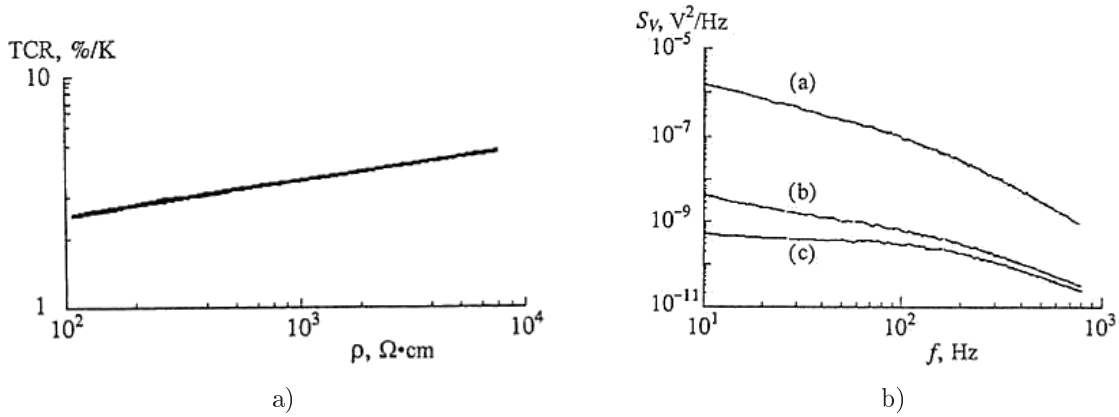


FIG. 2.17 – Sensibilité relative en température α ou TCR d'un film a-Si a) [Tissot et al., 1998], et densité spectrale de bruit en tension d'un film a-Si :H b) [Unewisse et al., 1995]. Dans cette dernière figure, on notera les écarts obtenus pour deux process différents : (a) PCVD, (b) anode sputtering ; (c) indique le bruit de Johnson

YBa₂Cu₃O_{6+x} semiconducteur

L'équipe de Celik-Butler a travaillé sur les performances d'un thermomètre et d'un bolomètre en YBa₂Cu₃O_{6+x} semiconducteur [Shan et al., 1995, Travers et al., 1997, Jahanzeb et al., 1997]. La résistivité de ce composé a un comportement semiconducteur à température ambiante :

$$r = r_0 e^{\left(\frac{E_A}{k_B T}\right)} \quad (2.29)$$

On obtient alors la sensibilité relative α , avec E_A l'énergie d'activation ($E_A = E_F - E_C = 0,2 - 0,3$ eV) :

$$\alpha = -\frac{E_A}{k_B T^2} \quad (2.30)$$

Ces thermomètres sont très intéressants car la sensibilité relative α peut atteindre $-0,032$ K⁻¹ (cf. fig. 2.18 page suivante) et ils sont compatibles avec les technologies CMOS. Malheureusement, ces composés ont un assez important bruit en 1/f.

les oxydes à transition de phase

les manganites Ln_xM_{1-x}MnO₃

Les manganites sont des composés à base d'oxyde de manganèse, de lanthanides Ln = La, Pr, Sm, Nd, Gd, Y et d'alcalinoterreux ou d'ions divalents M = Ca, Sr, Pb, Ba [Prellier et al., 2001]. Ils peuvent présenter des coefficients α de l'ordre de 0,08 K⁻¹ à 300 K [Lisaukas, 2001, Rajeswari et al., 1996]. La figure 2.19 donne la sensibilité relative α maximale obtenue avec des manganites en fonction de la température ainsi qu'un exemple d'évolution de la résistance en fonction de la température [Goyal et al., 1997].

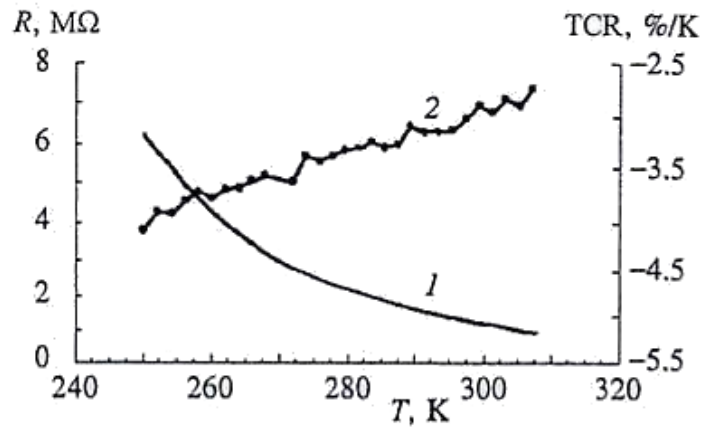


FIG. 2.18 – Evolution de la résistance et de la sensibilité relative α (ou TCR) en fonction de la température d'un film $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ semiconducteur [Almasri et al., 2001]

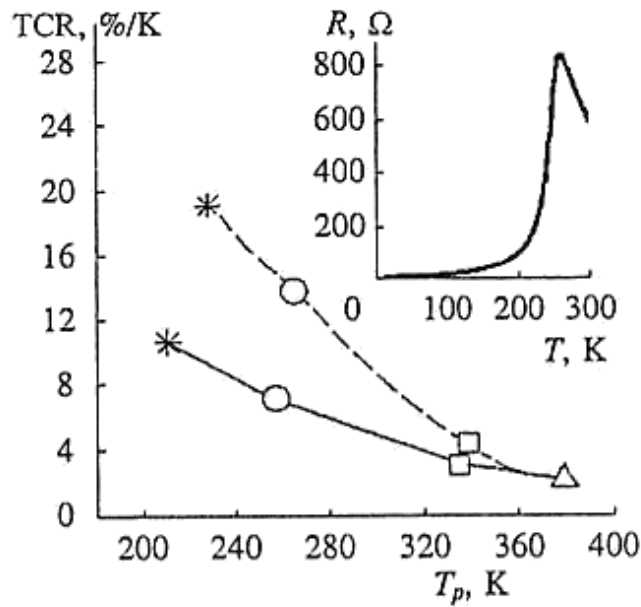


FIG. 2.19 – Sensibilité relative α maximale obtenue avec des manganites en fonction de la température et exemple de l'évolution de la résistance en fonction de la température d'une manganite en insert [Goyal et al., 1997]

les cobaltites $\text{Ln}_x\text{M}_{1-x}\text{CoO}_3$

Les cobaltites sont des composés à base d'oxyde de cobalt, de lanthanides $\text{Ln} = \text{La}, \text{Pr}, \text{Sm}, \text{Nd}, \text{Gd}, \text{Y}$ et d'alcalinoterreux ou d'ions divalents $\text{M} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Pb}, \text{Ba}$. Ces composés présentent une transition de phase isolant à température ambiante. La figure 2.20 donne un exemple d'oxyde de cobalt : $\text{DyBaCo}_2\text{O}_x$. Ce composé massif a été synthétisé par l'équipe d'A. Maignan au CRISMAT [Maignan et al., 1999]. La mesure de la résistance en fonction de la température a été envisagée au cours de cette thèse et remesurée au GREYC dans le cadre du dispositif du chapitre 3 (cf. Fig. 2.20). Il présente une étendue de mesure restreinte de 2 K et par conséquent une forte sensibilité relative ($-0,4 \text{ K}^{-1}$ à 326 K). Mais quid du comportement de ce matériau en couche mince et en terme de bruit ?

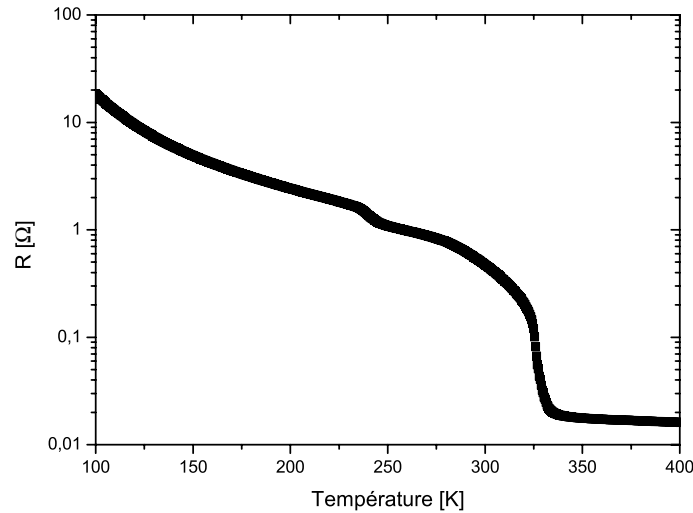


FIG. 2.20 – Evolution de la résistance d'un composé massif de $\text{DyBaCo}_2\text{O}_x$ en fonction de la température (d'après [Maignan et al., 1999])

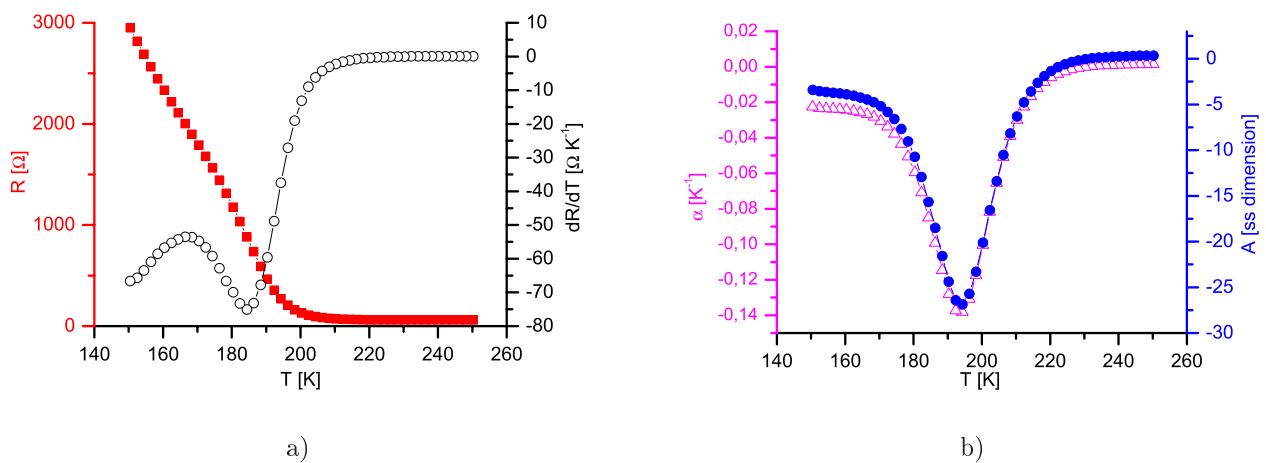


FIG. 2.21 – Evolution de la résistance a) et de la sensibilité relative α et adimensionnelle A d'un film de $\text{Sm}_x\text{Nd}_{1-x}\text{Ni}$ en fonction de la température [Ambrosini and Hamet, 2003]

les nickelates Ln_xNiO_3

De la même façon, il a été envisagé de caractériser des nickelates synthétisés en couche mince au CRISMAT [Ambrosini and Hamet, 2003, Hamet et al., 2003]. Les nickelates sont des composés à base d'oxyde de nickel et de lanthanides $\text{Ln} = \text{La}, \text{Pr}, \text{Sm}, \text{Nd}, \text{Gd}, \text{Y}$. Ces composés présentent une transition de phase isolant à température ambiante. Une analyse 'thermométriste' montrent effectivement l'intérêt potentiel de ces matériaux (cf. Fig. 2.21 page précédente et Fig. 2.22).

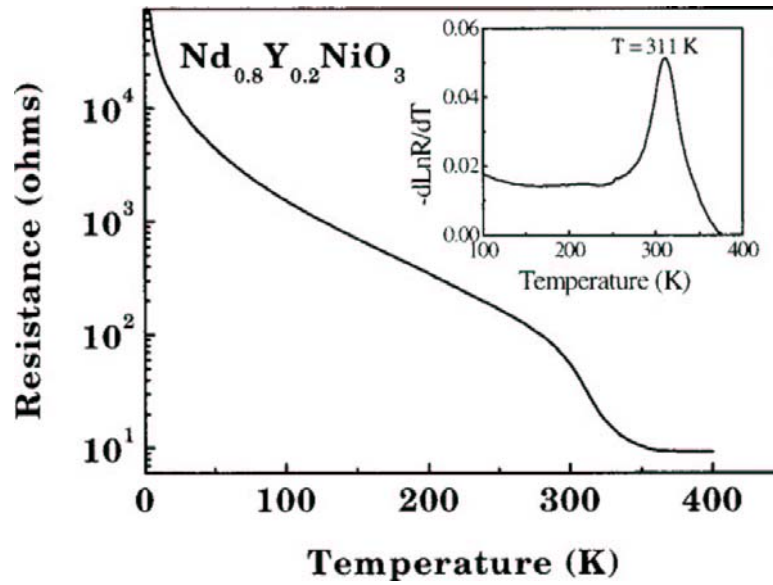


FIG. 2.22 – Evolution de la résistance et de la sensibilité relative en température α d'un film de $\text{Nd}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{NiO}_3$ sur (110) NdGaO_3 en fonction de la température [Hamet et al., 2003]

matériau	T [K]	α [K^{-1}]	A	NET à 1 Hz [$10^{-6} \text{ K} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$]	Référence
YBCO semiconducteur	294	$-0,031$	9	492	[Shan et al., 1995]
a-Si / a-Ge / a-Si:H	300	$+0,02$ à $+0,06$	6 à 18	100 à 400	[Zerov and Malyarov, 2001], [Malyarov, 2002]
SiGe poly	300	$-0,7 \times 10^{-2}$	2,1	~ 45	[Sedky et al., 1999]
VO_x	296	$-3,3 \times 10^{-2}$	9,8	294	[Zerov et al., 2001]
VO_2	300	$-1,7 \times 10^{-2}$	5,1	805	[Gruzdeva et al., 1997], [Chen et al., 2001]
LSCMO/.../Si	294	$+4,4 \times 10^{-2}$	12,9	6,6	[Kim et al., 2003]
LPSMO	295	$+7,4 \times 10^{-2}$	22	0,66	[Lisauskas et al., 2000b], [Lisauskas et al., 2000a]
LSMO	300	$+1,4 \times 10^{-2}$	4,2	1,26	[Yang et al., 2003]

TAB. 2.2: Comparaison des meilleures performances obtenues avec les différents thermomètres résistifs fonctionnant à 300 K [Guillet et al., 2003b]

Récapitulatif

Il est intéressant de rapporter dans le même tableau les performances en termes de sensibilité en température (α et/ou A) et de bruit (NET). Cette analyse a été présentée lors du *Workshop NATO ARW¹⁵ - Advanced Experimental Methods for Noise Research in Nanoscale Electronic Devices* à Brno (République Tchèque) en Aout 2003 [Guillet et al., 2003b]. Le tableau 2.2 fait apparaître en effet qu'il existe des écarts de trois ordres de grandeurs sur les valeurs de NET à 1 Hz alors que les sensibilités en température restent comparables. Le faible bruit présenté par les manganites peuvent s'expliquer par leur qualité cristalline (couches épitaxiales) comparée par exemple à la nature amorphe des semiconducteurs. Cette analyse est comparable à l'étude de l'YBCO dans la zone normale dans la section 4.5.2.

2.5.2 Le détecteur à dépendance en température du courant critique

Sous la température critique du supraconducteur, on peut également utiliser la variation thermique de la densité critique de courant. Celle-ci présente, en effet, une évolution rapide en fonction de la température et, est proportionnelle à $(1 - \frac{T}{T_c})^{3/2}$ [Tinkham, 1996]. Cette loi est seulement valable quelques degrés sous la température critique T_c . L'étendue de mesures est donc assez limitée. Lors d'une polarisation en tension, la mesure de la caractéristique $I(T)$ permet d'étalonner ce type de thermomètre.

2.5.3 Le détecteur utilisant la dépendance en température du flux magnétique

Dans la littérature, on trouve divers détecteurs bolométriques qui utilisent la dépendance en température du flux magnétique. Le principe de détection du détecteur à vortex d'Abrikosov consiste à polariser un film supraconducteur de manière à détecter les vortex créés par échauffement dans le détecteur. Le principal avantage de cette détection est l'utilisation d'une grandeur quantifiée comme porteur d'information : le vortex.

Le détecteur à inductance cinétique utilise la dépendance en température de la profondeur de pénétration de London. La variation de la longueur de pénétration de London λ_L dans un supraconducteur dépend en effet de la température :

$$\lambda_L \left(\frac{T}{T_o} \right) = \lambda_{Lo} \sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_o} \right)^4} \quad (2.31)$$

avec λ_{Lo} à $T = 0$ K.

Cette dépendance en température est plus importante en dessous de la température critique. Ainsi, ces détecteurs s'affranchissent du bruit de Johnson du thermomètre. L'avantage essentiel de ce type de thermomètre est l'absence de dissipation puisqu'il opère complètement dans l'état supraconducteur. Il nécessite un amplificateur transimpédance à SQUID [McDonald, 1987, Kogut et al., 2000]. La dépendance en température de l'écrantage magnétique d'un supraconducteur (effet Meissner) est aussi utilisée pour mesurer la température dans le détecteur à susceptibilité magnétique [Zerov et al., 1998].

¹⁵NATO Advanced Research Workshop

2.6 Le bolomètre à transition résistive

2.6.1 Contexte

Comme cela a été évoqué dans la conclusion du chapitre 1, ces efforts se sont concentrés sur l'étude d'un thermomètre résistif pour la lecture de la température d'un radiomètre ou d'un bolomètre. Dans cette section, le bolomètre résistif, ou plus précisément le bolomètre à transition résistive (cas d'un supraconducteur SHTC), est présenté en détail. Les thermomètres à transition résistive présentent en effet une forte sensibilité (cf. section 1.3.1 page 10).

Un modèle basé sur le bilan énergétique est présenté en section 2.6.3. Un effort particulier d'analyse et de synthèse des différents concepts utilisés en bolométrie des très basses températures à la température ambiante a été nécessaire pour présenter un modèle 'unifié'. Une présentation originale du modèle du bolomètre, inspiré entre autres des travaux de Galeazzi [Galeazzi, 1998, Galeazzi and McCammon, 2003], utilisant le formalisme de l'automatique est proposé en section 2.7, page 78. Ce dernier modèle est à comparer avec la méthode utilisée pour optimiser la régulation en température (cf. section 3.6 page 120).

2.6.2 Les différentes formes de bolomètre

Lors de la présentation du principe de la bolométrie (cf. section 2.3 page 45), il est apparu que le couplage thermique entre le rayonnement incident et la zone de détection, et l'évacuation de la chaleur emmagasinée par la zone de détection vers le thermostat sont deux paramètres cruciaux. On peut distinguer différentes formes de capteurs bolométriques permettant d'améliorer les performances (cf. Fig. 2.23).

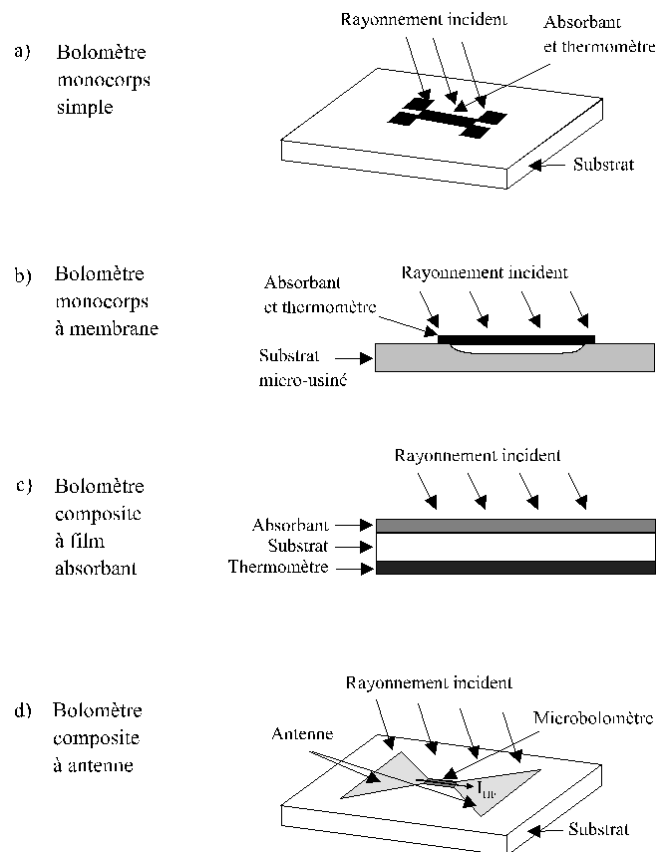


FIG. 2.23 – Les différents types de bolomètres résistifs [Chéenne, 2000]

2.6.2.1 le bolomètre monocorps

Le corps de ce type de bolomètre est à la fois l'élément thermiquement sensible et l'élément absorbant permettant la détection dans son volume (cf. Fig. 2.23 a) page précédente). Ce type de bolomètre est le plus élémentaire ('le bolomètre de base'), le plus étudié mais surtout le moins optimisable.

2.6.2.2 le bolomètre composite

L'utilisation d'éléments séparés permet l'optimisation des différents éléments du bolomètre. Ainsi, chaque partie de celui-ci est choisie en fonction de son rôle : l'élément thermosensible sera sélectionné en fonction de sa sensibilité, le choix de l'absorbeur sera déterminé par son coefficient d'absorption pour la longueur d'onde du rayonnement... Il faut cependant noter que compatibilité physique et de construction ne permet pas de réaliser toutes les combinaisons ! Les bolomètres composites peuvent être classés en fonction de leur structure d'absorption.

2.6.2.2.1 le bolomètre à couche absorbante

Cette structure en couche est composée d'une couche absorbante déposée sur un substrat (cf. section 2.4 page 49). Différents matériaux sont utilisés : peintures laquées, métaux, polymères... Plusieurs configurations sont proposées et étudiées en fonction de l'incidence du rayonnement (sur le substrat ou sur l'absorbeur).

2.6.2.2.2 le bolomètre à cavité active

Le bolomètre à cavité active permet d'optimiser la sélectivité en longueur d'onde et l'absorption du rayonnement (cf. section 2.4.2.2 page 50). L'utilisation de concentrateurs de lumière (lentilles hémisphériques, cones de Winston), de résonateur quart d'onde ou de structure en toile d'araignée est au centre des études en bolométrie et plus spécialement en astronomie IR et X.

2.6.2.2.3 le bolomètre composite à membrane

Afin de diminuer la lenteur des bolomètres, le bolomètre à membrane (ou bolomètre suspendu) est actuellement étudié par de nombreux laboratoires de recherches. L'utilisation d'une membrane permet de réduire considérablement la masse thermique (*i.e.* la capacité calorifique) du détecteur. De plus, puisque la fuite thermique est fortement réduite, on peut fortement augmenter la sensibilité et diminuer la constante de temps de réponse (cf. section 2.2.2 page 40). Les avancées technologiques de micro-usinage du silicium ont permis de généraliser ce type de structure. Cette structure associée à une cavité quart d'onde peut accroître considérablement l'absorption et la constante de temps de réponse.

2.6.2.2.4 le bolomètre composite à antenne

Si la longueur d'onde du rayonnement incident devient grande, il est alors souhaitable d'adjoindre au substrat et au thermomètre une antenne. Le principe de fonctionnement a déjà été décrit dans la section 2.4.2.1, page 49. Les progrès technologiques réalisés au cours des dernières années amènent à des dispositifs de plus en plus complexes. L'ajout de filtre hyperfréquence coplanaire CPW (pour *CoPlanar Wave guide*) ou de filtre à bande interdite photonique BIP (ou PBG pour *Photonic Band Gap*) permet d'améliorer fortement les compétences des bolomètres composites à antenne. Des dispositifs réalisés sur des structures membranaires semblent aussi possibles...

2.6.3 Le modèle du bolomètre résistif

Le bilan énergétique d'un système est donnée par l'équation suivante :

$$\text{Energie accumulée} = \text{Energie reçue} - \text{Energie évacuée}$$

L'énergie reçue par le bolomètre est la somme de l'énergie apportée par le rayonnement incident $P_{rayt}(\omega) = P_{rayt}(0)f_{rayt}(\omega)$ et absorbée $P_{abs}(t) = \eta P_{rayt}(t)$ (avec η le coefficient d'absorption) et l'énergie électrique due à la polarisation du détecteur thermique (effet Joule), $P_{él}(t)$. La puissance de fond (ou de 'background') P_{bg} (cf. section 2.3.5 page 47) tend à réchauffer le bolomètre et doit donc être prise en compte. L'énergie accumulée au sein du bolomètre pendant le temps dt provoque une élévation de température dT , et est égale à CdT . La chaleur emmagasinée est alors évacuée vers le thermostat via la conductance (fuite) thermique P_{fuite} . A l'aide du schéma de la figure 2.24, on a alors le bilan énergétique suivant :

$$C \frac{dT}{dt} + \int_{T_0}^T g_{fuite}(T) dT = \eta P_{rayt}(t) + P_{él}(t) + P_{bg}(t) \quad (2.32)$$

La puissance de fond P_{bg} étant indépendante de la température du bolomètre, on peut alors définir une température équivalente du thermostat T'_0 telle que :

$$P_{bg} = \int_{T_0}^{T'_0} g_{fuite}(T) dT \quad (2.33)$$

On supposera dans la suite de notre exposé, sauf cas contraire, que la contribution du bruit de fond est négligeable, et donc $T'_0 = T_0$.

Dans le cas d'une faible élévation de température $dT = T - T_0$ et d'une fuite thermique constante (cf. Eq. 2.10), on aura alors le bilan énergétique suivant :

$$C(T - T_0) = (\eta P_{rayt}(t) + P_{él}(t) - G_{fuite}(T - T_0)) dt \quad (2.34)$$

Le coefficient d'absorption est bien sur supposé constant dans cette démonstration.

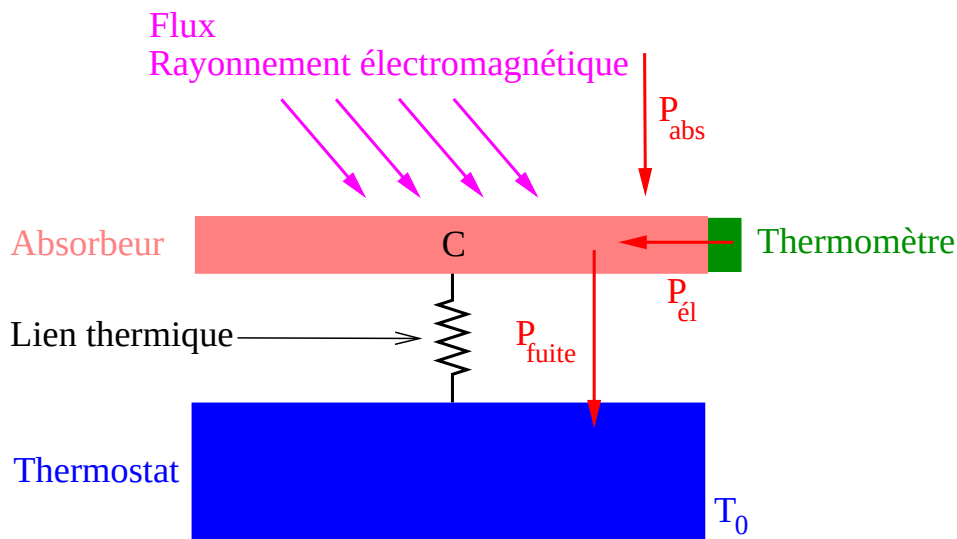


FIG. 2.24 – Bilan énergétique d'un bolomètre résistif

Soit une puissance incidente dépendante du temps et de faible amplitude $\delta P_{rayt}(t)$ autour de la valeur moyenne P_{rayt} : $P_{rayt}(t) = P_{rayt} + \delta P_{rayt}(t)$. Cette valeur continue augmente la température moyenne de l'absorbant de T_o à T . Les modulations provoquent des oscillations de température $\delta T(t)$ autour de cette température T . Décomposons également et, de la même manière, la puissance électrique dissipée dans le bolomètre : $P_{el}(t) = P_{el} + \delta P_{el}(t)$.

En explicitant tous ces termes dans le bilan énergétique, on obtient :

$$C(T + \delta T(t) - T_o) = \{\eta(P_{rayt} + \delta P_{rayt}(t)) + (P_{el} + \delta P_{el}(t)) - G_{fuite}(T + \delta T(t) - T_o)\} dt \quad (2.35)$$

Après dérivation par rapport au temps et, séparation des termes constants et des termes dépendant du temps, on trouve :

$$C \frac{\delta T(t)}{dt} + G_{fuite} \delta T(t) - \delta P_{el}(t) = \eta \delta P_{rayt}(t) \quad (2.36)$$

$$-P_{el} + G_{fuite}(T - T_o) = \eta P_{rayt} \quad (2.37)$$

Les termes constants traduisent simplement l'échauffement permanent du bolomètre, *i.e.* le déplacement du point de fonctionnement thermique. La figure 2.25 représente l'évolution de ce point de fonctionnement. Dans le cas représentée, la puissance due à l'environnement P_{bg} est pris en compte et la puissance incidente $P_{rayt}(t)$ est un échelon de valeur moyenne non nulle.

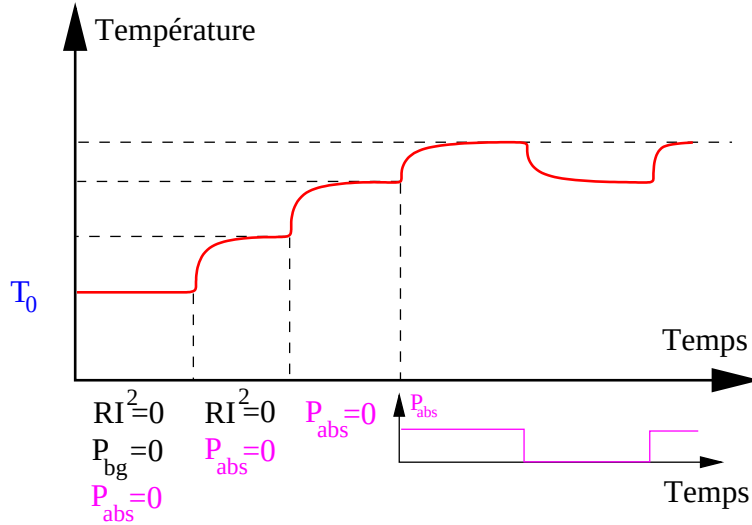


FIG. 2.25 – Evolution du point de fonctionnement d'un bolomètre au cours du temps

Si les variations de puissance incidente sont de type sinusoïdales de pulsation ω , la **sensibilité en température** S [$K \cdot W^{-1}$] est alors :

$$S(\omega) = \frac{\delta T}{\delta P_{rayt}} = \frac{\eta}{G_{fuite} - \frac{\delta P_{el}(t)}{\delta T(t)} + j\omega C} \quad (2.38)$$

soit

$$S(\omega) = \frac{\eta}{G_{eff} + j\omega C} \quad (2.39)$$

avec G_{eff} la **conductance effective** du bolomètre telle que : $G_{eff} = G_{fuite} + G_{ETF}$ [$W \cdot K^{-1}$]. On verra dans ce paragraphe que la conductance liée à la contre réaction électrothermique $G_{ETF} = -\frac{\delta P_{el}(t)}{\delta T(t)}$ varie en fonction du mode de polarisation.

Si on exprime à présent la sensibilité en température en fonction de la **constante de temps de réponse effective** $\tau_{eff} = \frac{C}{G_{eff}}$, on obtient :

$$S(\omega) = \frac{1}{G_{eff}} \frac{\eta}{1 + j\omega\tau_{eff}} \quad (2.40)$$

En pratique, on ne mesure pas directement les variations de température, mais une variation de résistance qui est alors déterminée par une mesure de courant ΔI ou de tension ΔV . Le schéma classique de polarisation d'un bolomètre résistif est donnée sur la figure 2.26.

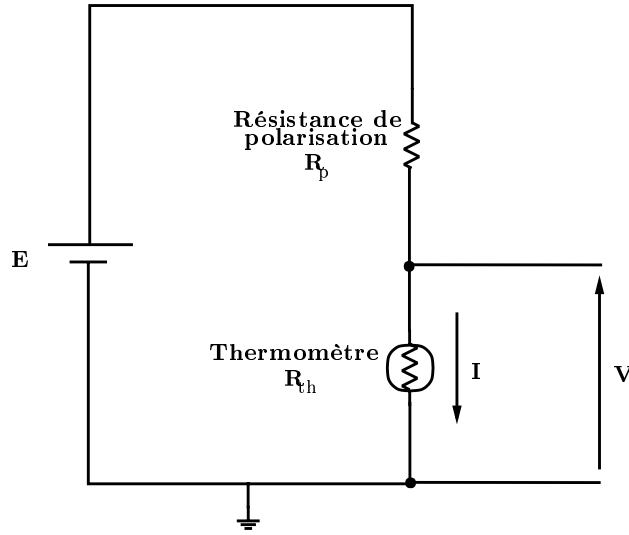


FIG. 2.26 – Schéma classique de polarisation d'un bolomètre résistif avec R_p la résistance de polarisation et R_{th} la résistance du thermomètre résistif

Soit R_p la résistance de polarisation et R_{th} la résistance du thermomètre résistif. Une polarisation en courant sera obtenue pour $R_p \gg R_{th}$ alors qu'on aura une polarisation en tension si $R_p \ll R_{th}$. On a alors suivant la configuration expérimentale [Galeazzi and McCammon, 2003] :

$$\Delta V = V \alpha \frac{R_p}{R_p + R_{th}} \Delta T \quad \text{ou} \quad \Delta I = -I \alpha \frac{R_{th}}{R_p + R_{th}} \Delta T \quad (2.41)$$

On peut également écrire la relation existant entre le signal de sortie X et la température T sous la forme suivante :

$$\frac{\Delta X}{X} = \alpha H_{tr} \Delta T \quad (2.42)$$

où H_{tr} est la sensibilité du transducteur [sans dimension]. Ce paramètre sans dimension traduit la sensibilité de la sortie à une variation de résistance (cf. section 1.3.1 page 10) et, est défini par :

$$H_{tr} \equiv \frac{R_{th}}{X} \frac{dX}{dR_{th}} \quad (2.43)$$

La **sensibilité électrique**, en $[V \cdot W^{-1}]$ ou en $[A \cdot W^{-1}]$, peut donc s'écrire sous la forme :

$$S_{elec}^T(\omega) = \frac{1}{G_{eff}} \frac{\eta}{1 + j\omega\tau_{eff}} X \alpha H_{tr} \quad (2.44)$$

2.6.3.1 la polarisation à courant constant

Si le détecteur est polarisé à courant constant (ou CCM pour *Constant Current Mode*) I , la puissance électrique P_{el} est égale à :

$$P_{el}(t) = R_{th}(T_{th}(t))I^2 \quad (2.45)$$

avec $R_{th}(T(t)) = R_{th}(T_o) + (T_{th} + \delta T(t) - T_o) \frac{dR_{th}}{dT}$ (on suppose ici une variation linéaire de la résistance)
i.e. :

$$P_{el} = R_{th}(T_o)I^2 + (T_{th} - T_o) \frac{dR_{th}}{dT} I^2 \quad (2.46)$$

et

$$\delta P_{el}(t) = I^2 \frac{dR_{th}}{dT} \delta T(t) \quad (2.47)$$

La conductance liée à la contre réaction électrothermique G_{ETF} est alors : $G_{ETF} = -I^2 \frac{dR}{dT} = -\alpha P_{el}(t)$. La conductance effective G_{eff} s'écrit finalement :

$$G_{eff} \sim G_{fuite} - \alpha P_{el}(t) \quad (2.48)$$

Dans ce cas, la **sensibilité en tension** S_V est donnée par l'équation suivante :

$$S_V = \frac{\alpha V \eta}{G_{eff}} \frac{1}{1 + j\omega \tau_{eff}} \quad (2.49)$$

2.6.3.2 la polarisation à tension constante

Si le détecteur est polarisé à tension constante (CVM pour *Constant Voltage Mode*) V , la puissance électrique est égale à :

$$P_{el}(t) = \frac{V^2}{R_{th}(T_{th}(t))} \quad (2.50)$$

après un développement limité au premier ordre et pour une variation linéaire de la résistance en fonction de la température, on obtient :

$$P_{el} = \frac{V^2}{R_{th}(T_o) + (T_{th} - T_o) \frac{dR_{th}}{dT}} \quad (2.51)$$

$$\delta P_{el}(t) = - \frac{V^2 \frac{dR_{th}}{dT} \delta T(t)}{(R_{th}(T_o) + (T_{th} - T_o) \frac{dR_{th}}{dT})^2} \quad (2.52)$$

La conductance G_{ETF} est exprimée, dans ce cas, par :

$$G_{ETF} = \frac{V^2 \frac{dR_{th}}{dT}}{(R_{th}(T_o) + (T_{th} - T_o) \frac{dR_{th}}{dT})^2} \sim \alpha P_{el} \quad (2.53)$$

La conductance effective devient alors :

$$G_{eff} \sim G_{fuite} + \alpha P_{el} \quad (2.54)$$

Pour une polarisation à tension constante, la **sensibilité en courant** S_A est donnée par :

$$S_A = -\frac{\eta}{G_{eff}} \frac{1}{1 + j\omega\tau_{eff}} \frac{dI}{dT} \quad (2.55)$$

2.6.3.3 le choix du mode de polarisation

L'analyse présentée ici est basée sur les articles de Neff *et al.* et de Brandaõ *et al.* [Neff et al., 2000, Brandao et al., 2001]. En résumé, on peut exprimer la conductance effective par : $G_{eff} \sim G_{fuite} \pm P_{él}$. On peut aussi noter qu'on trouvera dans la littérature, la notation suivante pour caractériser le gain L de la boucle de contre réaction électrothermique :

$$L = \frac{|\alpha|P_{él}}{G_{fuite}} \quad (2.56)$$

Finalement, la conductance effective et la constante de temps de réponse effective sont différents suivant le mode de polarisation (CCM ou CVM) et le signe de α (cf. Tab. 2.3).

mode de polarisation	$ \alpha = \alpha$ ($\alpha > 0$)	$ \alpha = -\alpha$ ($\alpha < 0$)
à courant constant (CCM)	$G_{eff} = G_{fuite} \times (1 - L)$ $\tau_{eff} = \frac{\tau}{1-L}$	$G_{eff} = G_{fuite} \times (1 + L)$ $\tau_{eff} = \frac{\tau}{1+L}$
à tension constante (CVM)	$G_{eff} = G_{fuite} \times (1 + L)$ $\tau_{eff} = \frac{\tau}{1+L}$	$G_{eff} = G_{fuite} \times (1 - L)$ $\tau_{eff} = \frac{\tau}{1-L}$

TAB. 2.3 – Expression de la conductance effective G_{eff} et de la constante de temps de réponse effective τ_{eff} en fonction du mode de polarisation (à courant constant CCM ou à tension constante CVM) et du signe de la sensibilité relative α pour un bolomètre résistif

Un phénomène d'**emballement thermique** peut se produire suivant le signe de la variation de résistance en fonction de la température et du mode de polarisation. Ce processus a lieu quand la conductance thermique effective n'est plus suffisante pour évacuer la chaleur reçue. Le tableau 2.4 représente les différents cas rencontrés en bolométrie résistive.

mode de polarisation	$\alpha > 0$, i.e. $\frac{dR_{th}}{dT_{th}} > 0$	$\alpha < 0$, i.e. $\frac{dR_{th}}{dT_{th}} < 0$
à courant constant (CCM)	$I_{emb} = \sqrt{\frac{G_{fuite}}{\alpha R_{th}}}$	pas de risque d'emballement
à tension constante (CVM)	pas de risque d'emballement	$V_{emb} = \sqrt{-\frac{G_{fuite} R_{th}}{\alpha}}$

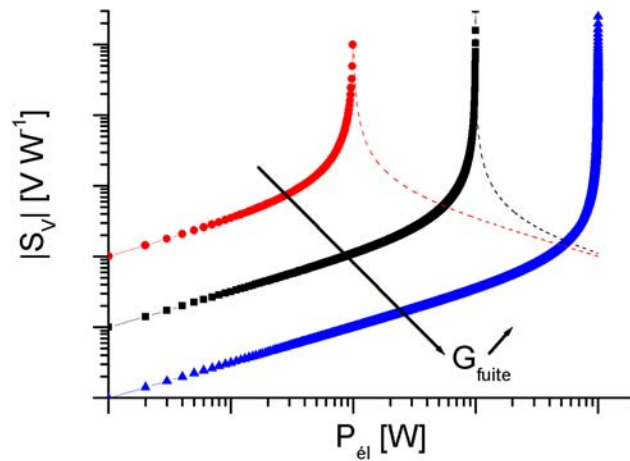
TAB. 2.4 – Emballement thermique suivant le mode de polarisation (à courant constant CCM ou à tension constante CVM) et le signe de la sensibilité relative α pour un bolomètre résistif

Une explication qualitative permet de mieux comprendre ce phénomène de destruction (emballement) thermique.

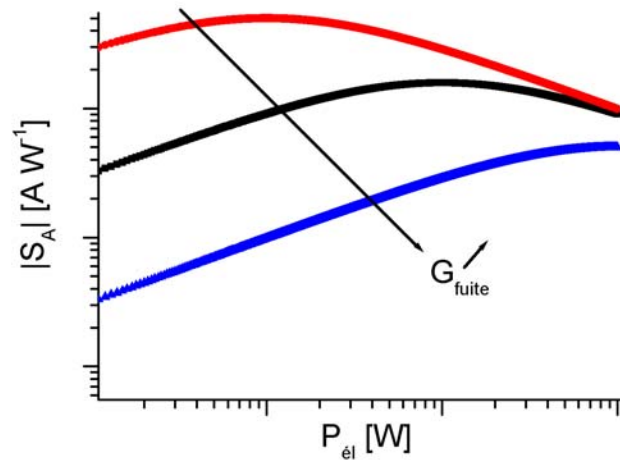
- Lors d’une polarisation en courant ($P_{el} = RI^2$), un échauffement entraîne une variation de résistance (positive si $\alpha > 0$, négative si $\alpha < 0$) qui provoque alors une variation de même signe de la puissance électrique. L’emballement thermique est alors inévitable quand cette variation est positive.
- Lors d’une polarisation en tension ($P_{el} = \frac{V^2}{R}$), un échauffement entraîne une variation de résistance (positive si $\alpha > 0$, négative si $\alpha < 0$) mais cette fois la puissance dissipée est inversement proportionnelle à cette variation. C’est alors l’emballement thermique pour un thermomètre à α négatif.

Pour éviter l’emballement thermique, une polarisation à tension constante sera donc préférée lors de l’utilisation d’un thermomètre supraconducteur à haute température critique YBCO ($\alpha > 0$) alors qu’une polarisation à courant constant sera plus appropriée pour un thermomètre semiconducteur, $\alpha < 0$.

La figure suivante représente la sensibilité ($S_V(0)$ et $S_A(0)$) en fonction de la puissance électrique dissipée P_{el} et de la fuite thermique G_{fuite} dans un bolomètre résistif ayant un thermomètre à α positif. Pour obtenir les sensibilités d’un bolomètre à α négatif, il suffit d’intervertir les deux figures !



a) $S_V(0)$



b) $S_A(0)$

FIG. 2.27 – Evolution de la sensibilité d’un bolomètre résistif à thermomètre à $\alpha > 0$ en fonction de la puissance électrique dissipée P_{el} et de la fuite thermique G_{fuite}

Pour un bolomètre résistif à thermomètre à $\alpha > 0$, on remarque qu'il existe un point optimal, *i.e.* une puissance électrique optimale $P_{\text{él}}^{\text{optimal}}$, qui permet d'obtenir la meilleure sensibilité en température S_A :

$$P_{\text{él}}^{\text{optimal}} = \frac{G_{\text{fuite}}}{\alpha} \quad (2.57)$$

Si le thermomètre à α positif est polarisé en courant, la courbe de S_A présente une évolution exponentielle croissante (cf. Fig. 2.27 page ci-contre) : il faut donc éviter d'approcher une puissance électrique équivalente au pôle de l'équation (*i.e.* $G_{\text{fuite}} - \alpha P_{\text{él}} = 0$).

Verghese *et al.* suggère de limiter le courant de polarisation à $I < \sqrt{0,3}I_{\text{emb}}$, ce qui correspond à $P_{\text{él}} < 3\frac{G_{\text{fuite}}}{\alpha}$, pour être à l'abri d'un emballement thermique pour un thermomètre YBCO [Verghese et al., 1991].

2.6.3.4 estimation de la réponse électrique $S_{\text{él}}$

On peut à l'aide de la réponse électrique I - V estimer $S_{\text{él}}(0)$. La figure 2.28 représente une caractéristique électrique classique. Le but est de se ramener aux paramètres constructifs du bolomètre résistif [Shembil, 1990].

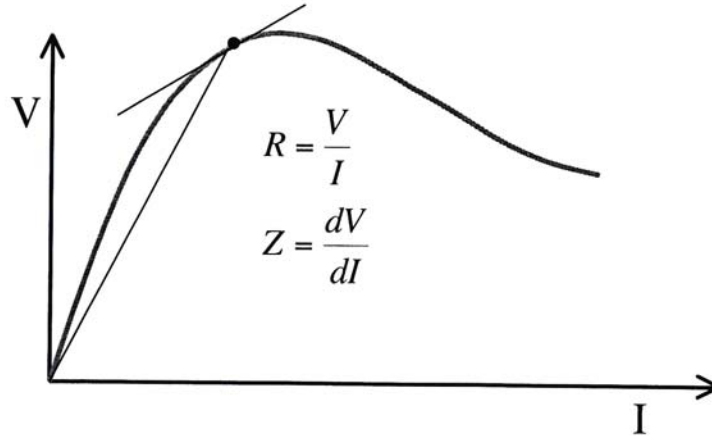


FIG. 2.28 – Caractéristique électrique classique d'un bolomètre (d'après [Camus, 1999])

Avant d'aller plus loin, examinons la sensibilité en température en continu pour une polarisation en tension S_A et pour une polarisation en courant S_V :

$$\begin{aligned} S_A(\omega) &= S_A(0) \times \mathcal{S}(\omega) \\ S_V(\omega) &= S_V(0) \times \mathcal{S}(\omega) \end{aligned} \quad (2.58)$$

avec

$$\begin{aligned} S_A(0) &= \frac{1}{G_{\text{fuite}} + \alpha P_{\text{él}}} \alpha \sqrt{\frac{P_{\text{él}}}{R_{\text{th}}}} \\ S_V(0) &= \frac{\alpha \sqrt{P_{\text{él}} R_{\text{th}}}}{G_{\text{fuite}} - \alpha P_{\text{él}}} \end{aligned} \quad (2.59)$$

Si l'impédance de polarisation est une résistance pure, *i.e.* $Z_p(\omega) = R_p$, on aura alors :

$$\mathcal{S}(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega\tau} \quad (2.60)$$

Si par contre, l'impédance est complexe (une résistance R_p shuntée par une capacité C_p) et de la forme suivante :

$$Z_p(\omega) = \frac{R_p}{1 + j\omega C_p} \quad (2.61)$$

$\mathcal{S}(\omega)$ s'écrira sous une forme plus compliquée, telle que :

$$\mathcal{S}(\omega) = \frac{1}{1 - (\omega)^2 \tau_p' \times (\tau_e + \tau_p'')} \times \frac{1}{1 + i\omega \times \frac{\tau_e + 2\tau_p'''}{1 - (\omega)^2 \tau_p' \times (\tau_e + \tau_p'')}} \quad (2.62)$$

avec les constantes de temps de réponse définies par :

$$\begin{aligned} \tau_p &= R_p C_p \\ \tau_p' &= \frac{R_{th} R_p}{R_{th} + R_p} \times C_p \\ \tau_p'' &= \tau_p' \times \frac{G_{fuite} + \alpha P_{el}}{G_{eff}} \\ \tau_p''' &= \tau_p' \times \left(G_{fuite} + \alpha P_{el} \times \frac{R_{th}}{R_{th} + R_p} \right) \times \frac{1}{G_{eff}} \end{aligned} \quad (2.63)$$

Pour conclure cette section sur le modèle du bolomètre, on peut remarquer la relation qui relie les termes de conductances thermiques entre eux via la valeur de la capacité thermique. On a, en effet, la relation suivante :

$$C = G_{fuite} \times \tau = G_{eff} \times \tau_{eff} \quad (2.64)$$

la relation entre P_{el} et $R_{th}(T_{th})$

Déterminons, tout d'abord, la relation existante entre P_{el} et $R_{th}(T_{th})$. Soit le paramètre H défini par :

$$H \equiv \frac{d \ln P_{el}}{d \ln R_{th}} = \frac{1}{I^2} \times \frac{dP_{el}}{dT_{th}} \times \frac{dT_{th}}{dR_{th}} \quad (2.65)$$

d'où

$$H = \frac{G_{fuite}}{\alpha P_{el}} = \frac{1}{L} \times \frac{\alpha}{|\alpha|} \quad (2.66)$$

La mesure de $R_{th}(T_{th}) = \frac{V}{I}$ permet de déterminer de nombreux paramètres du bolomètre : la fuite thermique, le gain de la boucle de contre réaction, la constante de temps de réponse ...

l'impédance dynamique complexe $Z(\omega)$

Pour décrire le fonctionnement d'un capteur, on utilise souvent la notion d'impédance dynamique complexe $Z(\omega) = \frac{dV(\omega)}{dI(\omega)}$. Les performances peuvent facilement être déterminées expérimentalement. L'impédance dynamique $Z(\omega)$ n'est pas égale à la résistance du thermomètre $R_{th} = \frac{V}{I}$. La contre réaction électrothermique modifie en effet le comportement du détecteur : si le courant change, la puissance dissipée est alors modifiée, la température et la résistance du détecteur évoluent. Examinons l'expression analytique de l'impédance dynamique.

L'expression différentielle de la loi d'Ohm $V = IR_{th}$ est :

$$dV = IdR_{th} + R_{th}dI \quad (2.67)$$

A l'aide de l'équation du bilan énergétique (cf. Eq. 2.40 page 67), dans le cas où il n'y a pas de rayonnement incident, on déduit l'expression de la variation de R_{th} :

$$dR_{th} = R_{th} \alpha dT_{th} = \frac{R_{th} \alpha}{G_{fuite}} \frac{1}{1 + j\omega \tau} dP_{el} \quad (2.68)$$

La différentielle totale de la puissance Joule dissipée dans le thermomètre $P_{el} = VI$ est donnée par :

$$dP_{el} = VdI + IdV \quad (2.69)$$

En combinant les équations (2.67), (2.68) et (2.69), on trouve alors :

$$dV = R_{th}dI + \frac{\alpha I R_{th}}{G_{fuite}} \frac{1}{1 + j\omega\tau} (IdV + VdI) \quad (2.70)$$

L'expression de l'impédance dynamique est alors :

$$Z(\omega) = R_{th} \frac{d \ln V}{d \ln I} = R_{th} \frac{\frac{d \ln P_{el}}{d \ln R_{th}} + 1}{\frac{d \ln P_{el}}{d \ln R_{th}} - 1} \quad (2.71)$$

Finalement, on aboutit à :

$$Z(\omega) = R_{th} \frac{1 + \frac{\alpha P_{el}}{G} + j\omega\tau}{1 - \frac{\alpha P_{el}}{G} + j\omega\tau} = Z_0 \frac{1 + j\omega\tau \frac{Z_0 + R_{th}}{2Z_0}}{1 + j\omega\tau \frac{Z_0 + R_{th}}{2R_{th}}} \quad (2.72)$$

avec Z_0 telle que :

$$Z_0 = Z(\omega = 0) = R_{th} \frac{H + 1}{H - 1} \quad (2.73)$$

On peut remarquer que $Z(\omega)$ tend vers R_{th} quand $\omega \rightarrow \infty$.

La sensibilité $S_V(0)$ est alors exprimée par :

$$S_V(0) = \frac{1}{I} \frac{1}{H - 1} = \frac{1}{2I} \frac{Z - R_{th}}{R_{th}} \quad (2.74)$$

On remarque que si on mesure l'impédance dynamique Z , on a accès à la sensibilité $S_V(0)$. Une analyse plus complexe prenant en compte les effets non ohmiques a été réalisée par Lindeman et Figueroa [Lindeman, 2000, Figueroa, 2001].

conclusion

Les mesures de $R_{th}(T_{th}) = V/I$ et de l'impédance dynamique $Z(\omega)$ permettent de caractériser complètement le bolomètre résistif : la fuite thermique, le gain de la boucle de contre réaction, la constante de temps de réponse, la sensibilité électrique. . .

2.6.4 Les sources de bruit

Il existe différentes sources de bruit qui limitent les performances d'un photodétecteur : le bruit environnemental, le bruit de photons, le bruit de phonons, le bruit thermique, le bruit en $1/f$ et le bruit de la chaîne de mesures. Examinons les contributions de ces bruits en termes de $NEP(f)$ [$\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$] pour un bolomètre résistif d'impédance R_{th} , placé à la température T_{th} , polarisé en courant et de sensibilité S_V .

2.6.4.1 l'environnement

Les sources extérieures de bruit peuvent être des perturbations électriques transmises par conduction (influence du réseau de distribution EDF 230 V-50 Hz, ondulations des alimentations, signaux de puissance fonctionnant à des fréquences de commutation entre 100 Hz et 100 kHz avec des alimentations à découpage. . .) ou bien des perturbations électriques rayonnées (machines électriques, émetteurs radiofréquences. . .) (cf. Fig. 1.7 page 16). L'environnement des laboratoires de recherches ou des industries est souvent fortement perturbé par tous ces bruits externes. En général, la puissance équivalente de bruit des sources extérieures $NEP_{env}(f)$ est pris en compte dans la mesure du bruit de la chaîne d'amplification ou négligée.

2.6.4.2 le bruit photonique

Le bruit photonique $N_{photons}$ est lié aux échanges d'énergie entre le détecteur (à la température T_{det}) et son environnement (à la température T_{bg}). On peut le décomposer en deux termes bien distincts : le bruit produit par les photons émis par le détecteur et le bruit produit par les photons émis par l'environnement et reçus par le photodétecteur (cf. section 2.2.4 page 41 et section 2.3.5 page 47). Les puissances équivalentes de bruit sont respectivement données par $NEP_{photons}^{bolo}$ et $NEP_{photons}^{bg}$:

$$\begin{aligned} \left(NEP_{photons}^{bolo}\right)^2 &= 8\sigma_{SB}k_B S_d \eta T_{det}^5 \\ \left(NEP_{photons}^{bg}\right)^2 &= 8\sigma_{SB}k_B S_d \eta T_{bg}^5 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.75)$$

Ce bruit fixe la limite ultime des photodétecteurs : on parlera alors de détecteur BLIP (cf. section 2.2.4 page 41). Rappelons juste ici que le bruit photonique peut être réduit en utilisant des blindages thermiques et en limitant le champ de vision. Une description détaillée du bruit photonique (lié aux fluctuations du rayonnement incident dues au rythme aléatoire d'émission des photons) peut être trouvée dans l'article [Lamarre, 1986]. L'expression du $NEP_{photons}$ est alors donnée par :

$$(NEP_{photons})^2 = \frac{2}{\eta_q} \int h\nu Q_\nu d\nu + \frac{1+\mathcal{P}^2}{\eta_q^2} \int \Delta(\nu) Q_\nu^2 d\nu \quad (2.76)$$

où Q_ν est la puissance détectée par unité de fréquence, η_q est l'efficacité quantique du détecteur, $\Delta(\nu)$ est le facteur de cohérence spatial ($\sim (\text{nombre de mode})^{-1} = 1$ à la limite de diffraction) et $\mathcal{P}$ est le degré de polarisation (qui vaut 0 pour la lumière non polarisée et 1 pour de la lumière entièrement polarisée) [Piat, 2000].

2.6.4.3 le bruit phononique

Ce bruit d'origine thermodynamique (*i.e.* statistique) est lié à la fluctuation du nombre (quantification) de phonons échangés, et transportant l'énergie, entre l'absorbeur et le thermostat via la fuite thermique G_{fuite} . Ce bruit, blanc dans la bande passante du photodétecteur, est d'autant plus important que la fuite thermique est grande et que la température du thermomètre T_{th} est élevée. La puissance équivalente de bruit associée NEP_{ph} est définie par :

$$NEP_{ph}^2 = 4k_B T_{th}^2 G_{fuite} \Upsilon \quad (2.77)$$

A l'aide du modèle de Mather, qui utilise le fait que la conductance thermique n'est pas constante le long du lien thermique, l'expression du paramètre Υ peut être exprimée par l'intégrale suivante [Mather, 1982, Mather, 1984] :

$$\Upsilon = \frac{\int_{T_0}^{T_{th}} \left(\frac{tg_{fuite}(t)}{Tg_{fuite}(T)} \right)^2 dt}{\int_{T_0}^{T_{th}} \left(\frac{g_{fuite}(t)}{g_{fuite}(T)} \right) dt} \quad (2.78)$$

En supposant que $g_{fuite} = g_0 \times T^u$ (cf. section 2.3.3 page 46), on obtient :

$$\Upsilon = 1 - \left(\frac{u}{2} + 1\right) \left(1 - \frac{T_0}{T_{th}}\right) + \frac{(u+2)(3u+2)}{12} \left(1 - \frac{T_0}{T_{th}}\right)^2 + \dots \quad (2.79)$$

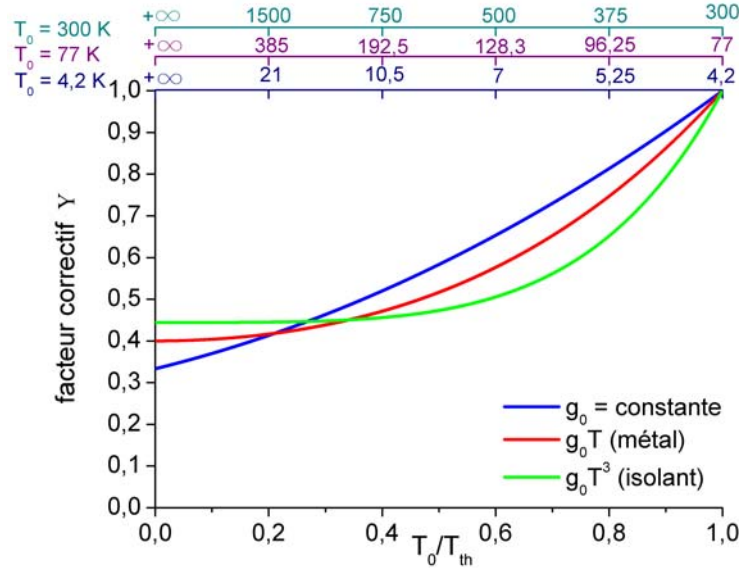


FIG. 2.29 – Evolution du paramètre correctif Υ pour différents liens thermiques (constant, métal ou isolant) et différents rapports de température entre le thermostat et le thermomètre $\frac{T_0}{T_{th}}$. Les échelles horizontales supérieures correspondent à la température du thermomètre T_{th} en fonction de plusieurs températures de thermostat : 4, 2 K, 77 K et 300 K.

L'objectif est diminuer le bruit de phonons, *i.e.* le NEP_{ph} et par conséquent le facteur correctif Υ . D'après la figure 2.29, on remarque qu'il faut avoir un rapport $\frac{T_0}{T_{th}}$ faible. A l'aide des échelles horizontales supérieures, on se rend bien compte que cela est plus facile à réaliser si le thermostat T_0 est à basse température (77 K) voire à très basse température (4, 2 K). L'écart de température entre le thermomètre et le puits thermique est alors très faible ce qui implique que la puissance à fournir par le système de régulation sera plus faible (et c'est le cas le plus simple à réaliser!). De plus, une fuite thermique en matériau isolant permet d'avoir un Υ faible plus rapidement pour de faible écart de température. Il faudra donc privilégier ce type de fuite surtout pour les bolomètres à température ambiante 300 K! Aux très basses températures, la problématique est un peu différente : on cherche surtout à obtenir une petite constante de temps de réponse τ . A l'aide de la relation 2.64 entre la capacité calorifique C et τ , on détermine alors la conductance thermique appropriée ce qui fixe la valeur du bruit phononique. Pour optimiser la fuite thermique d'un détecteur résistif, il est également possible d'étudier le rapport NEP_J/NEP_{ph} [Camus, 1999].

Examinons le cas général des bolomètres présentant un faible rapport de température entre le thermomètre et le cryostat et une fuite thermique via un isolant ($u = 3$) :

- pour un bolomètre TBT typique, on a : $\frac{T_0}{T_{th}} = 0,8$ et $\Upsilon \sim 0,68$
- pour un bolomètre BT typique, on obtient $\frac{T_0}{T_{th}} = \frac{77}{90} \sim 0,87$ et $\Upsilon \sim 0,74$
- pour un bolomètre typique à température ambiante, on obtient $\frac{T_0}{T_{th}} \sim 1$ et $\Upsilon \sim 1$

2.6.4.4 le bruit thermique (ou bruit de Johnson-Nyquist)

Le bruit thermique (ou bruit de Johnson) est lié à l'agitation thermique des électrons dans les composants résistifs (mouvement brownien). Le bruit de Johnson ne dépend pas de la valeur du courant traversant l'élément résistif. Les vitesses de déplacement des charges liées aux phénomènes thermiques sont en effet très supérieures aux vitesses de groupe créant le courant dans le conducteur. La densité spectrale N_J dépend de la bande passante Δf [Hz] et, est alors défini par :

$$N_J(f) = \sqrt{4k_B T_{th} R_{th} \Delta f} \quad (2.80)$$

Pour une résistance d'impédance $100\ \Omega$, à température ambiante, la densité spectrale de bruit est, pour une bande passante de $1\ \text{Hz}$, de l'ordre de $1,3\ \text{nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Alors que la densité spectrale de bruit est de $0,7\ \text{nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ à $90\ \text{K}$ pour la même valeur de résistance et de bande passante.

En général, on exprime le bruit thermique dans une bande passante de $1\ \text{Hz}$ pour trouver la puissance équivalente de bruit $NEP_J(f)$:

$$(NEP_J(f))^2 = \frac{4k_B T_{th} R_{th}}{(S_V(f))^2} \quad (2.81)$$

Dans le cas d'un détecteur (existence d'une bande passante), on réécrit cette puissance de bruit sous la forme :

$$NEP_J(\omega) = NEP_J(0) \times (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2} \quad (2.82)$$

2.6.4.5 le bruit en $1/f$ (ou bruit excédentaire)

Le bruit en $1/f$ ou bruit excédentaire à basse fréquence est présent dans tout système physique. Son origine n'est pas complètement clarifiée : fluctuations du nombre de porteurs? de mobilité des porteurs?... La qualité des matériaux et des contacts électriques permet en général de réduire, à l'aide de techniques de mesures adaptées, le bruit en $1/f$.

La relation empirique de Hooge normalise la densité de fluctuations relatives par le nombre N_p des porteurs en introduisant un paramètre de normalisation α_H par la relation :

$$\frac{S_X^{1/f}(f)}{X^2} = \frac{\alpha_H}{N_p f} \quad (2.83)$$

avec $S_X^{1/f}(f)$ la densité spectrale de bruit d'une grandeur X mesurable (tension, courant ou résistance) et N_p le nombre de porteurs défini comme le produit de la concentration de porteurs n_p par le volume réel du système $\Omega\ [\text{m}^3]$. Le paramètre de Hooge permet de s'affranchir des dimensions physiques (géométrie) du système mais aussi de la fréquence et de la concentration de porteurs. Il faut dorénavant noter qu'il ne s'agit pas d'une constante universelle. On trouve, en effet, dans la littérature une grande gamme de valeurs allant de 10^{-6} à 10 . Ce paramètre peut être vu comme un facteur de mérite pour décrire la qualité du matériau [Jones, 2002]. Plus le paramètre de normalisation α_H sera faible, plus le matériau sera homogène et pur.

En général, on modélise le bruit en $1/f$ par des fluctuations de résistance. La densité spectrale des fluctuations de la résistance $S_R^{1/f}(f)$ est exprimée en $[\Omega^2\cdot\text{Hz}^{-1}]$ et vaut :

$$S_R^{1/f}(f) = \frac{R^2 \alpha_H^{app}}{f n_p \Omega} \quad (2.84)$$

avec α_H^{app} le paramètre apparent de Hooge.

Cette relation est attrayante mais «simpliste» car ses conditions d'application sont si strictes qu'elle ne s'applique qu'aux cas simples de matériaux cristallins soumis à des champs homogènes.

Il est toujours possible d'extraire un paramètre apparent de bruit pour un bruit en $1/f$. Le gros problème est de savoir quel sens à donner à ce paramètre. Le paramètre de Hooge est caractéristique d'un matériau ou d'une structure cristalline donnée et est strictement valable dans les conditions d'homogénéité et d'indépendance des sources de bruit locales. Dans le cas de matériaux polycristallins, il faut introduire un volume effectif qui tient compte de la distribution réelle de courant. L'universalité du paramètre est donc complètement biaisée car un même matériau peut présenter des paramètres apparents différents en fonction de la polarisation, ou même de

la géométrie si la source de bruit en $1/f$ n'est pas répartie mais localisée (bruit de contact, de périphérie. . .). Le bruit télégraphique (RTS *Random Telegraph Signals*) fait partie de ces sources de bruit qui sont le plus souvent localisées : on parle alors de la présence de fluctuateurs locaux.

La fréquence de recouvrement f_{rec} permet de déterminer si un élément présente une forte composante de bruit en $1/f$ et sur quelle bande de fréquence. Cette fréquence f_{rec} correspond à la fréquence à laquelle l'amplitude du bruit en $1/f$ en tension $S_V^{1/f}$ devient égale à l'amplitude du bruit blanc thermique (cf. Eq. 2.85). L'équation 2.86 indique une représentation utile de cette fréquence en fonction des paramètres du matériau et de la mesure en tension [Almasri et al., 2001]. Cette analyse est seulement valable si le bruit en $1/f$ peut être écrit sous la forme empirique de Hooge : *i.e.* si le bruit excédentaire est géométriquement dépendant (pas de fluctuateurs locaux !).

$$S_V^{1/f}(f) = N_J(f) \quad (2.85)$$

$$\frac{f_{rec}}{P_{el}} = \frac{\alpha_H^{app}}{4k_B T n_p \Omega} \quad (2.86)$$

L'expression du bruit en $1/f$ en terme de puissance équivalente de bruit $NEP_{1/f}(f)$ est :

$$(NEP_{1/f}(f))^2 = \frac{S_V^{1/f}(f)}{(S_V(f))^2} \quad (2.87)$$

2.6.4.6 le bruit de la chaine de mesures

Cette source de bruit est bien identifiable et éliminable, si nécessaire, dans les mesures (cf. chapitre 3). Un choix judicieux des paramètres de la chaine d'amplification permet de réduire ce bruit. Dans le cadre du modèle e_n-i_n sans corrélation (cf. section 3.1.6.1 page 101), la puissance équivalente de bruit de la chaine de mesures $NEP_{amp}(f)$, associée à une résistance de source R_{sce} est égale à :

$$(NEP_{amp}(f))^2 = \frac{e_{na}^2(f) + (R_{sce} i_{na}(f))^2}{(S_V(f))^2} \quad (2.88)$$

2.6.4.7 le bruit total

Les sources de bruit étant non corrélées, la puissance équivalente de bruit globale $NEP_{tot}(f)$ sera déterminée à l'aide d'une sommation quadratique des sources de bruit. On aura donc :

$$\begin{aligned} (NEP_{tot}(f))^2 &= (NEP_{env}(f))^2 + (NEP_{photons}(f))^2 + (NEP_{ph}(f))^2 \\ &+ (NEP_J(f))^2 + (NEP_{1/f}(f))^2 + (NEP_{amp}(f))^2 \end{aligned} \quad (2.89)$$

Analysons dans la section suivante le comportement de ces sources de bruit dans le cadre d'un bolomètre résistif en contre réaction.

2.7 Le modèle du bolomètre résistif en contre réaction

Le formalisme de l'automatique semble également intéressant pour modéliser un bolomètre résistif. L'écriture en schémas blocs peut permettre d'écrire le bolomètre. Le comportement peut être donné facilement par des logiciels de simulation (par SPICE par exemple). Après une présentation générale de la contre réaction, les principes de la contre réaction électrothermique ETF et de la contre réaction externe EEF seront ensuite abordés dans les sections 2.7.2 et 2.7.3. Ce type d'analyse sera reprise dans le cadre de la régulation de température dans la section 3.6 page 120.

2.7.1 La contre réaction

Pour analyser les effets de la contre réaction (électrothermique ou externe), il faut tout d'abord se remémorer les concepts et les notations utilisés en automatique [DeLarminat, 1993]. Pour l'automaticien, un 'système' ou 'processus' correspond à un ensemble de relations causales entre les grandeurs d'entrées (causes) et des grandeurs de sorties (effets). On représente les systèmes et leurs interconnexions par des schémas blocs. Un bloc de commande (ou compensateur ou correcteur) a pour sortie un signal de commande. Il a pour entrées, d'une part un signal de consigne (ou signal de référence), et d'autre part la mesure. Le système global constitué du processus à contrôler et du système de commande est un système en boucle fermée.

2.7.2 La contre réaction électrothermique ETF (*ElectroThermal Feedback*)

Dans un bolomètre, le rayonnement incident est absorbé et son énergie est convertie en chaleur. L'élévation de température entraîne alors une modification du matériau thermosensible. Dans notre cas (thermomètre résistif), cette augmentation de température provoque une variation de la résistance (cf. section 2.5.1 page 52). L'impédance augmentera dans le cas d'un thermomètre à α positif alors qu'elle diminuera pour un thermomètre à α négatif. Cet effet induit alors une modification de la puissance électrique P_{el} dissipée par effet Joule. On parle alors de contre réaction électrothermique ETF (*ElectroThermal Feedback*). La configuration classique d'une polarisation en courant d'un thermomètre résistif (cf. section 2.6.3 page 65) est illustrée en figure 2.26. Des configurations plus complexes peuvent être assimilées à ce type de structure à l'aide de schémas équivalents de Thévenin. Galeazzi a également utilisé ce formalisme de l'automatique linéaire pour décrire le modèle d'un microcalorimètre et d'un bolomètre à électron chaud HEB¹⁶.

2.7.2.1 le principe de l'ETF

A partir des équations du modèle basé sur le bilan énergétique (cf. section 2.6.3 page 65), on écrit simplement l'expression de la fonction de transfert du bloc de commande, lié à la contre réaction électrothermique :

$$G_{ETF}(\omega) = -\alpha P_{el} \frac{R_p - R_{th}}{R_p + R_{th}} \quad (2.90)$$

Pour une contre réaction positive, G_{ETF} est négatif [Shembil, 1990].

Pour simplifier la notation dans les schémas blocs et dans cette section, on pose $G_{fuite} = G$. Une représentation schématique du fonctionnement d'un bolomètre à thermomètre résistif est indiquée sur la figure 2.30. Le premier bloc correspond à l'absorbeur, de paramètre A_{abs} et de constante de temps de réponse τ_{abs} (cf. section 2.3.1 page 45). On retrouve ensuite les blocs de la fonction de transfert du bolomètre en boucle ouverte, de la fonction de transfert de la contre réaction ETF (cf. section 2.6.3 page 65) et de la fonction de transfert température-tension (cf. Eq. 2.41 page 67).

¹⁶HEB : *Hot Electron Bolometer*

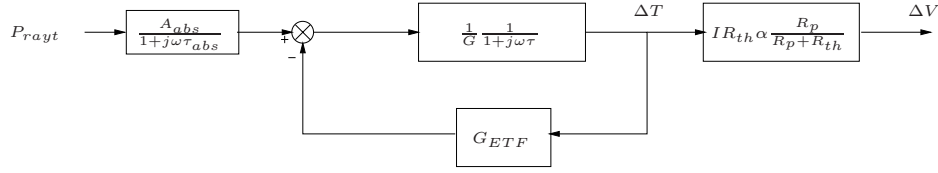


FIG. 2.30 – La contre réaction électrothermique ETF d'un bolomètre résistif polarisé en courant

La température est alors définie, dans le domaine fréquentiel, par¹⁷ :

$$\delta T(\omega) = \frac{1}{G_{eff}} \frac{1}{1 + j\omega\tau_{eff}} P_{abs}(\omega) \quad (2.92)$$

avec $G_{eff} = G + G_{ETF}$ et $\tau_{eff} = C/G_{eff}$.

Il existe plusieurs méthodes pour optimiser un bolomètre résistif. Alain Benoit propose le modèle du bolomètre idéal optimisé qui tente de déterminer les paramètres du bolomètre pour obtenir une polarisation optimale (*i.e.* P_{el}), une fuite thermique optimale, et une température de cryostat adaptée [Benoit, 1996]. Cette technique permet de construire, plus ou moins facilement, un bolomètre optimisé si on fixe quelques paramètres tels que la température ou le type de thermomètre résistif utilisé.

2.7.2.2 influences des sources de bruit dans le mode ETF

Les sources de bruit décrites dans la section 2.6.4, dans une configuration à contre réaction électrothermique ETF, sont reportées sur la figure suivante (2.31) :

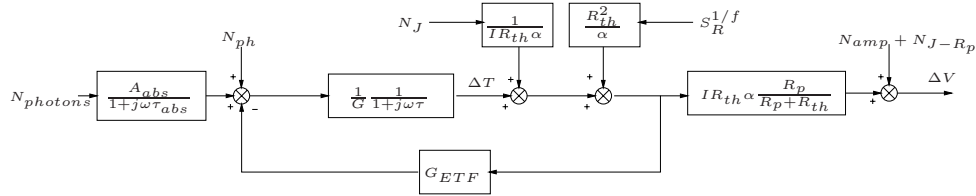


FIG. 2.31 – Influence des sources de bruit dans la contre réaction électrothermique ETF d'un bolomètre résistif polarisé en courant

Dans cette représentation, $N_{photons}$ représente la densité spectrale en puissance de bruit de photons total, N_{ph} la densité spectrale en puissance du bruit de phonons, $N_J(f)$ la densité spectrale en puissance du bruit de Johnson du thermomètre, $S_R^{1/f}(f)$ la densité spectrale en puissance du bruit en $1/f$ de résistance, et $N_{amp}(f)$ la densité spectrale en puissance de bruit de la chaîne de mesures. La densité spectrale en puissance du bruit de Johnson $N_{J-R_p}(f)$ généré dans la résistance de polarisation R_p à la température T_p (cf. section 2.6.4.4 page 75 et section 3.1.2 page 88) est égale à :

$$N_{J-R_p}(f) = \sqrt{4k_B T_p R_p} \frac{R_{th}}{R_p + R_{th}} \quad (2.93)$$

¹⁷ Si la puissance du rayonnement incident est sous forme impulsionnelle $P_{abs}(t) = E \times \delta(t)$ (cas d'un calorimètre), on aura alors :

$$\delta T(t) = \frac{E}{C} \times e^{-\frac{t}{\tau_{eff}}} \quad (2.91)$$

Si on considère que les résistances R_p et R_{th} sont à une température voisine du puits thermique, le bruit apparait en sortie de chaine de mesure. Il faut ajouter que ce type de montage induit également un chauffage Joule parasite via la contre réaction. Dans la limite de l'automatique linéaire, cette puissance Joule peut être linéarisée et devient alors égale à $2IN_{J-R_p}$. Les figures 2.32 a) à d) montrent des schémas équivalents pour chaque contribution en bruit en supposant qu'elles sont indépendantes : la source de bruit est alors le signal d'entrée et la tension de sortie est la sortie du système.

Les formules 2.94 utilisent les relations classiques des NEP associés à chaque source de bruit (cf. section 2.6.4 page 73). Les schémas blocs permettent d'établir relativement aisément les facteurs pondératifs pour déterminer les puissances équivalentes de bruit au niveau du thermomètre. En général, il n'est pas nécessaire d'explicitier le $NEP_{photons}$ car il est négligeable par rapport aux autres sources de bruit. Les bolomètres performants fonctionnant aux très basses températures sont par contre limités par le bruit photonique. Il faut donc en tenir compte lors du design de ces détecteurs thermiques.

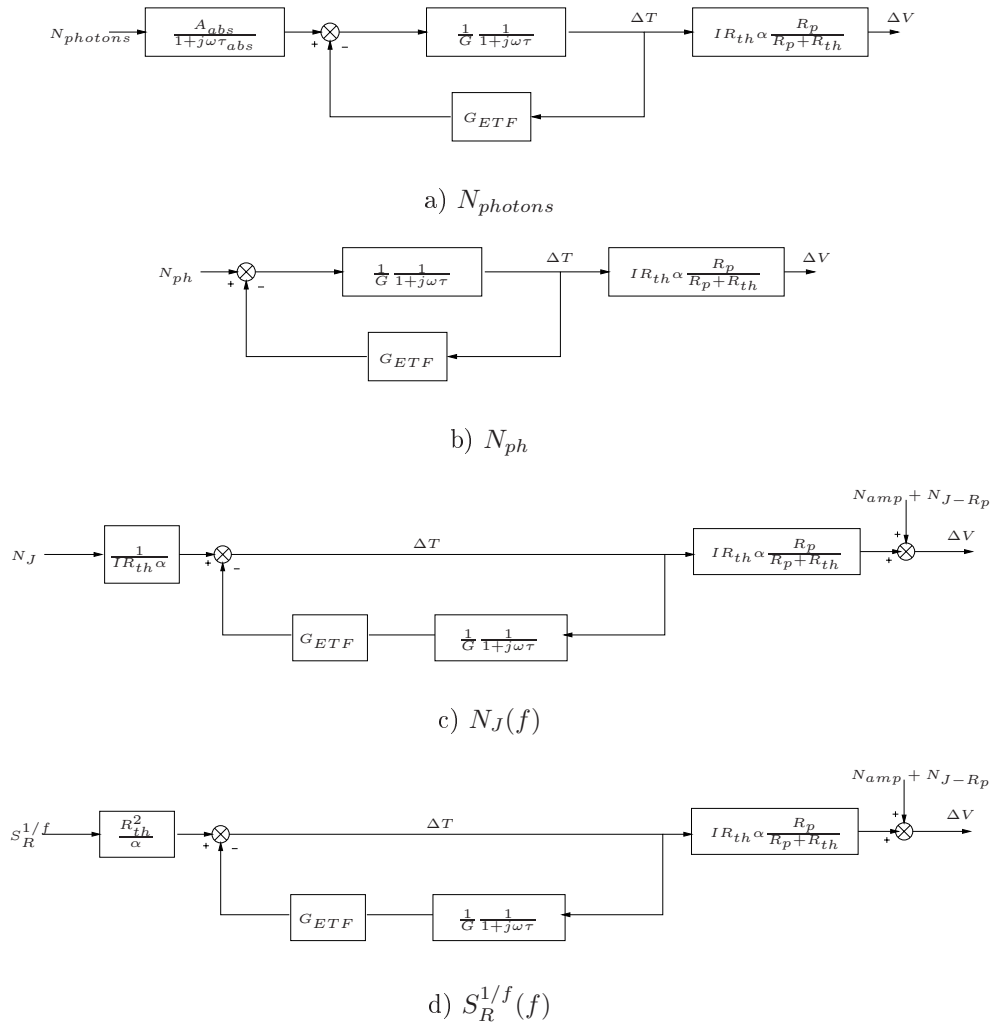


FIG. 2.32 – Schémas équivalents pour obtenir les contributions en bruit dans une configuration à contre réaction électrothermique ETF d'un bolomètre résistif polarisé en courant : a) cas du bruit de photons $N_{photons}$, b) cas du bruit de phonons N_{ph} , c) cas du bruit thermique $N_J(f)$ et d) cas du bruit excédentaire $S_R^{1/f}(f)$. Le bruit de la chaine de mesure peut être déterminé par c) ou d).

$$\begin{aligned}
(NEP_J(f))^2 &= 4k_B T_{th} \frac{G_{eff}^2}{P_{el} \alpha^2} \left(1 + \omega^2 \tau_{eff}^2\right) \\
(NEP_{ph}(f))^2 &= 4k_B G T_{th}^2 \Upsilon \\
(NEP_{1/f}(f))^2 &= \frac{S_R^{1/f}}{R^2} \frac{G_{eff}^2}{\alpha^2} (1 + \omega^2 \tau_{eff}^2) \\
(NEP_{amp}(f))^2 &= \left(\frac{N_{amp}}{S_V(f)}\right)^2 = \left(e_{na}^2 + \left(\frac{R_p R_{th}}{R_{th} + R_p}\right)^2 i_{na}^2\right) \frac{G_{eff}^2}{\alpha^2 R_{th} P_{el}} \left(1 + \omega^2 \tau_{eff}^2\right) \\
(NEP_{J-R_p}(f))^2 &= \left(\frac{N_{J-R_p}}{S_V(f)} + 2I_{N_{J-R_p}} (1 + j\omega \tau_{eff})\right)^2
\end{aligned} \tag{2.94}$$

Tous les NEP , excepté celui lié au bruit de phonons, dépendent de la contre réaction, exprimée sous la forme de $S_V(f)$ (cf. Eq. 2.49 page 68). Si ces termes sont négligeables vis-à-vis du bruit phononique, la contre réaction change la constante de temps de réponse du capteur mais pas la valeur de la puissance équivalente de bruit totale $NEP_{tot}(f)$ (cf. section 2.6.4.7 page 77).

Une contre réaction positive réduit l'influence du bruit de la chaîne de mesures et du bruit de la résistance de polarisation. Une contre réaction négative permet de linéariser les systèmes à forts gains (réduction du taux de distorsion) et peut améliorer la résolution du photodétecteur (réduction de la bande passante).

2.7.3 La contre réaction externe EEF (*External Electronic Feedback*)

2.7.3.1 le principe de l'EEF

Dans cette configuration, une source de puissance extérieure est fixée près du bolomètre. Classiquement, il s'agit de placer une résistance de chauffage au plus près du bolomètre [Galeazzi and McCammon, 2003] (cf. section 3.5 page 117). La contre réaction régule alors cette puissance supplémentaire (cf. Fig. 2.33 a). Une autre disposition est présentée sur la figure 2.33 b). Elle consiste à modifier directement le courant de polarisation du thermomètre du bolomètre. Cette méthode est plus simple à réaliser mais la constante de temps de réponse sera importante (effet de thermalisation). L'analyse présentée ici sera consacrée à la première configuration (cf. Fig. 2.33 a). Le second cas est, en effet, un cas particulier où le courant de polarisation, la résistance de chauffage et la résistance de polarisation sont à remplacer par les paramètres du thermomètre. Cette configuration sera utilisée lors de la réalisation du contrôle de température (cf. section 3.6 page 120).

Une représentation schématique du fonctionnement d'un bolomètre à thermomètre résistif dans cette configuration est indiquée sur la figure 2.34. Le premier bloc correspond à l'absorbeur, de paramètre A_{abs} et de constante de temps de réponse τ_{abs} (cf. section 2.3.1 page 45). On retrouve ensuite les blocs de la fonction de transfert du bolomètre en boucle fermée (cf. Eq. 2.40 page 67), de la fonction de transfert température-tension (cf. Eq. 2.41 page 67), de la fonction transfert du système de mesure (de gain A_{amp} et de constante de temps de réponse τ_{amp}), du bloc de filtrage $F(\omega)$ (lié au contrôleur analogique de température) et enfin la fonction de transfert tension-température liée au système de chauffage.

Dans cette configuration de contre réaction externe, la tension issue de la chaîne de mesures est alors réinjectée pour réguler la température. Cette méthode de mesures est un peu différente de la précédente tout en gardant la structure basique du fonctionnement d'un bolomètre en contre réaction.

La tension de sortie est filtrée $F(\omega)$ et convertie en courant de chauffage i_{ch} à l'aide d'une résistance de polarisation R_{p-ch} . Soit $\overline{i_{ch}}$ la valeur moyenne du courant de chauffage. La résistance de chauffage R_{ch} permet d'appliquer une puissance de chauffage sur le système. En automatique linéaire, on considère que le système est au voisinage du point de fonctionnement. On peut donc linéariser la puissance Joule par $2R_{ch}\overline{i_{ch}}$.

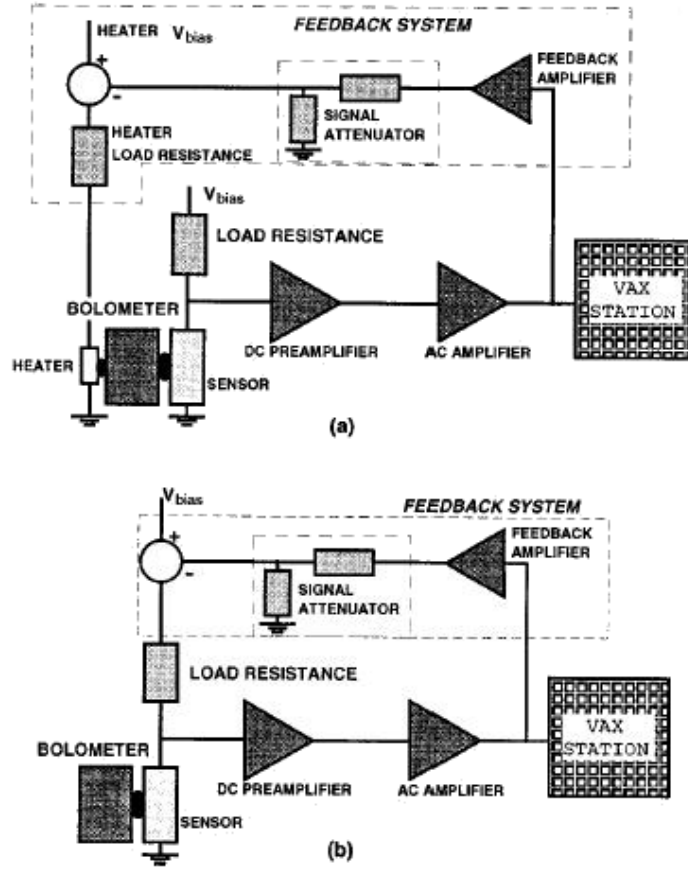


FIG. 2.33 – La contre réaction externe EEF d'un bolomètre résistif polarisé en courant : a) cas d'une régulation par une résistance de chauffage et b) cas d'une régulation par modification du courant de polarisation du thermomètre [Galeazzi and McCammon, 2003]

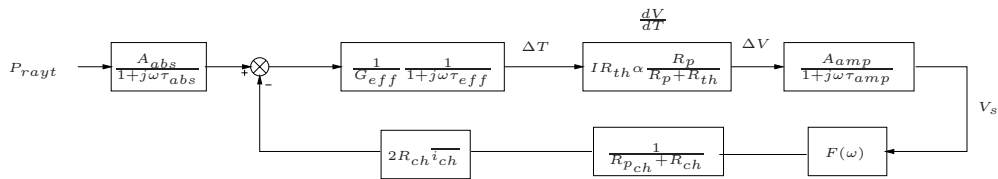


FIG. 2.34 – Représentation en schémas blocs de la contre réaction électrothermique EEF d'un bolomètre résistif polarisé en courant

2.7.3.2 influences des sources de bruit dans le mode EEF

L'influence des sources de bruit, dans une configuration à contre réaction externe EEF, est reportée sur la figure 2.35. Les figures 2.36 a) à e) montrent des schémas équivalents pour chaque contribution en bruit en supposant qu'elles sont indépendantes : la source de bruit est alors le signal d'entrée et la tension de sortie est la sortie du système.

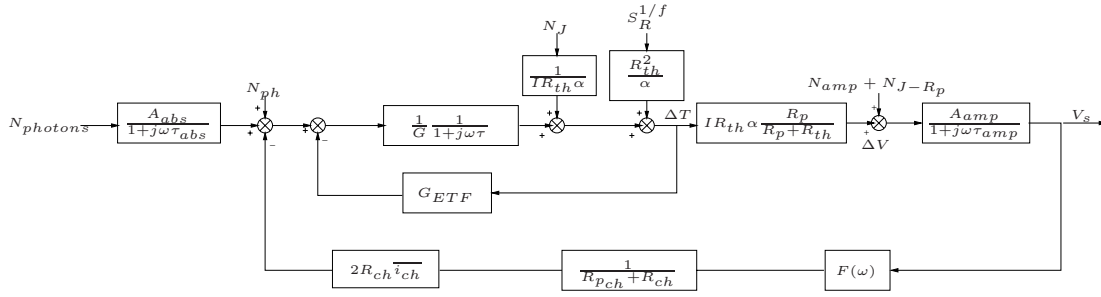


FIG. 2.35 – Influence des sources de bruit dans la contre réaction externe EEF d'un bolomètre résistif polarisé en courant

Les puissances équivalentes de bruit peuvent se déterminer à l'aide des figures 2.36, page suivante, en utilisant la même méthode que pour le cas d'une contre réaction électrothermique ETF.

Recherchons la fonction de transfert $F(\omega)$ permettant d'avoir un système stable avec une constante de temps de réponse τ_f désirée. Il faut tout d'abord avoir une constante de temps de réponse de l'électronique τ_{amp} inférieure à τ_f . Pour simplifier l'étude, on peut alors considérer que la fonction de transfert de l'électronique est constante. La fonction de transfert en boucle ouverte H_{bo} est alors :

$$H_{bo}(\omega) = F(\omega) I R_{th} \alpha \frac{R_p}{R_p + R_{th}} \frac{1}{G_{eff}} \frac{2 R_{ch} \overline{i_{ch}}}{R_{p-ch} + R_{ch}} A_{amp} \frac{1}{1 + j\omega \tau_{eff}} \quad (2.95)$$

On peut alors utiliser le critère de Bode suivant :

$$\frac{dH_{bo}(\omega)}{d\omega} = -10dB/décade \quad (2.96)$$

quand $|H_{bo}(\omega)| = 1$.

La constante de temps de réponse τ_f de la contre réaction est déterminée par $\tau_f = \frac{1}{\omega_f}$ quand $|H_{bo}(\omega_f)| = 1$.

Supposons à présent que $F(\omega) = F = cste$, on a alors la relation suivante :

$$|1 + j\omega_f \tau_{eff}| = F \frac{R_p}{R_p + R_{th}} \frac{I R_{th} \alpha}{G_{eff}} \frac{2 R_{ch} \overline{i_{ch}}}{R_{p-ch} + R_{ch}} A_{amp} \quad (2.97)$$

d'où, on obtient F par :

$$F = \frac{G_{eff}}{I R_{th} \alpha} \frac{R_p + R_{th}}{R_p} \frac{R_{p-ch} + R_{ch}}{2 R_{ch} \overline{i_{ch}} A_{amp}} \left(\frac{\tau_{eff}}{\tau_f} - 1 \right) \quad (2.98)$$

L'objectif est d'avoir $\tau_{eff} \gg \tau_f$ (i.e. être dans la bande passante du contrôleur analogique de température), on aboutit à :

$$F = \frac{G_{eff}}{I R_{th} \alpha} \frac{R_p + R_{th}}{R_p} \frac{R_{p-ch} + R_{ch}}{2 R_{ch} \overline{i_{ch}} A_{amp}} \frac{\tau_{eff}}{\tau_f} \quad (2.99)$$

Le contrôleur de température devra donc avoir une fonction de transfert ayant ce gain en bande passante. Les paramètres dynamiques restent bien sûr à être identifiés à l'aide d'un logiciel de simulation électronique par exemple.

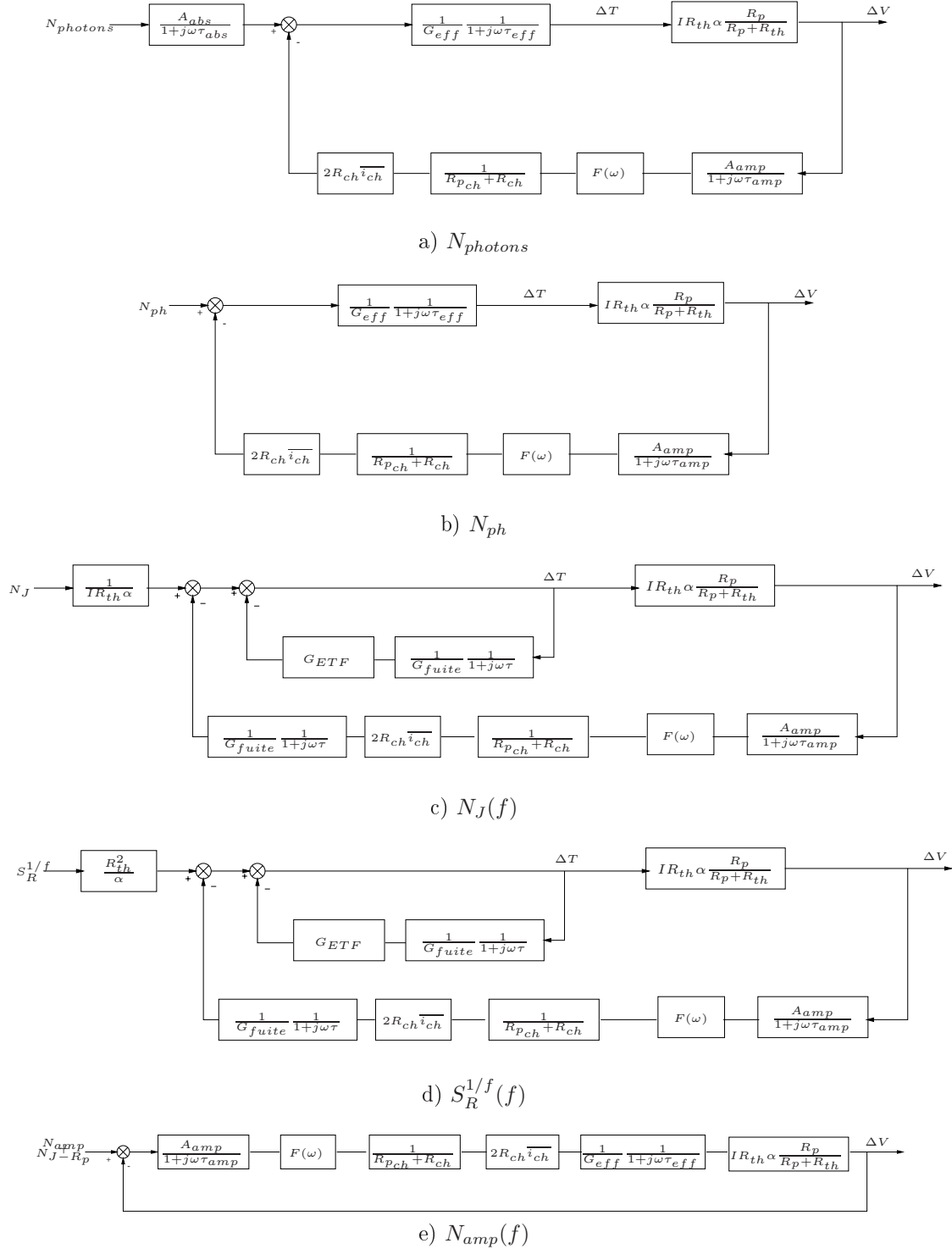


FIG. 2.36 – Schémas équivalents pour obtenir les contributions en bruit dans une configuration à contre réaction externe EEF d'un bolomètre résistif polarisé en courant : a) cas du bruit de photons $N_{photons}$, b) cas du bruit de phonons N_{ph} , c) cas du bruit thermique $N_J(f)$, d) cas du bruit excédentaire $S_R^{1/f}(f)$ et e) cas du bruit de la chaîne de mesures

2.8 Conclusion sur le thème bolométrie et ouverture vers le sujet de thèse

A la suite d'une introduction générale bibliographique sur la bolométrie, les principales figures de mérite ont été introduites. Le bolomètre à transition résistive (cas d'un thermomètre YBCO) a été particulièrement présenté. Un modèle électrothermique a tout d'abord été analysé dans le cadre d'un modèle «unifié» basé sur le bilan énergétique d'un bolomètre résistif. Le formalisme de l'automatique linéaire a été ensuite introduit pour faciliter son interprétation lors d'une contre réaction électrothermique ETF (*ElectroThermal Feedback*) et lors d'une contre réaction externe EEF (*External Electronic Feedback*). Cette représentation semble tout à fait indiquée pour simuler et optimiser les performances d'un bolomètre résistif. Elle sera utilisée dans une forme simplifiée pour concevoir le contrôleur analogique de température (cf. section 3.6 page 120).

Chapitre 3

Électronique faible bruit appliquée à la thermométrie

L'objectif de cette thèse est de réaliser un capteur de température à haute sensibilité dédié à la régulation d'un dispositif. L'application finale présentée dans le chapitre 5 est en effet la régulation d'une cavité pour effectuer des mesures de radiométrie dans le domaine IR.

Le système de mesures devra être autonome, permettre une mesure de la température (à 300 K ou 90 K) sans une grande exactitude (de l'ordre de 0,5 K) mais atteindre une grande stabilité thermique (résolution de l'ordre de 10^{-6} K dans une bande passante de 1 Hz), et ne pas ajouter de bruit dans la chaîne de mesure. En particulier, la puissance dissipée dans le thermomètre ne doit pas polluer la mesure de la température.

La diversité et l'étendue des gammes de mesures proposées par les thermomètres résistifs (cf. section 1.5.1 page 18) ont incité de nombreuses équipes de recherches à élaborer des systèmes de lecture adaptés à ce type de thermométrie. La conception d'une électronique faible bruit appliquée à des faibles variations de résistance a donc été entreprise : il s'agit donc d'un **système de lecture «universel» pour tout thermomètre résistif de faible impédance**.

Après cette rapide présentation du cahier des charges, les systèmes de lecture généralement utilisés en thermométrie résistive, et plus précisément en bolométrie, seront abordés dans la section 3.1. Le système électronique faible bruit développé au cours de cette thèse sera ensuite détaillé et caractérisé (cf. section 3.2 page 106 et section 3.3 page 112). La **mise en œuvre d'un porte-échantillon optimisé** (cf. section 3.5 page 117) sera présenté afin de réaliser un système de régulation en température. La caractérisation du banc de mesures par différentes méthodes (perturbations calibrées de chaleur et technique de corrélation) terminera enfin cette partie afin de calibrer la chaîne de mesures en température.

3.1 Choix pour le système de lecture

Cette section sur les chaînes de lecture électronique de thermomètre résistif d'impédance R_{th} est basée sur les montages rencontrés dans la littérature sur la thermométrie ou la bolométrie [Benoit, 1999]. Cette partie très généraliste se veut pédagogique afin d'attirer l'attention du lecteur sur les différents principes de mesures de résistance.

3.1.1 Une polarisation en courant ou en tension ?

Le principe de fonctionnement d'un thermomètre résistif est basé sur la variation de la résistance électrique de celui-ci en fonction de la température. Afin de mesurer ces variations, il faut polariser en courant ou en tension cette résistance.

En général, un courant de polarisation constant est appliqué à la résistance (cf. section 2.6.3.1 page 68). La mesure de la tension développée à ses bornes permet de déduire, par la loi d'Ohm, la valeur de la résistance.

Lors d'une polarisation à tension constante, les variations de résistance sont déterminées par la mesure du courant parcourant le thermomètre.

Il faut rappeler ici que le choix de la polarisation en courant ou en tension doit prendre en compte les valeurs de la sensibilité relative en température α et de la conductance thermique entre le thermomètre et son 'environnement'. Un phénomène d'emballement thermique peut, en effet, causer la destruction du thermomètre (cf. section 2.6.3.3 page 69) si celui-ci n'est pas polarisé dans de bonnes conditions.

3.1.2 Une polarisation par une résistance ou un condensateur ?

De façon générale, on désire avoir un niveau de bruit minimum impliquant un design de l'électronique qui n'est pas ou peu dépendant du bruit du premier étage d'amplification.

Soit un thermomètre d'impédance R_{th} opérant à la température T_{th} polarisé en courant le thermomètre à travers une résistance de polarisation R_p de plus forte valeur, pour lequel on mesure la tension développée aux bornes du thermomètre (cf. Fig. 3.1 a).

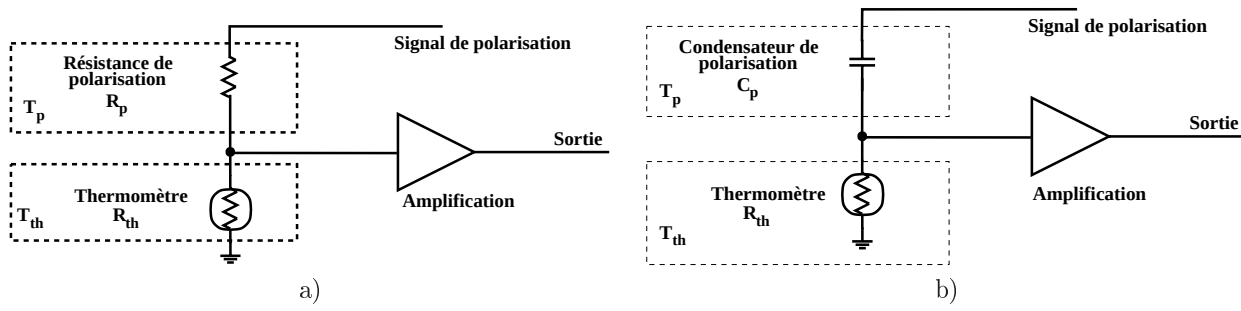


FIG. 3.1 – Polarisation en courant d'un thermomètre par une résistance de polarisation a) ou par un condensateur de polarisation b)

Pour ne pas atténuer le signal mesuré, il faut bien sûr avoir $R_p \gg R_{th}$. De plus, afin de limiter le bruit de la résistance de polarisation, il faut placer R_p à une température T_p adéquate. Le bruit thermique est, en effet, fortement dépendant de la température (cf. section 2.6.4.4 page 75). Le bruit en tension total associé aux sources de bruit du pont diviseur résistif, d'impédance R_{pont} , est donné :

$$e_{n_{pont}}^2 = R_{pont}^2 \left(i_{n_{R_p}}^2 + i_{n_{R_{th}}}^2 \right) \quad (3.1)$$

avec R_{pont} la résistance équivalente du pont diviseur résistif et les sources de courant de bruit $i_{n_{R_p}}$ et $i_{n_{R_{th}}}$ définies par :

$$\begin{aligned} R_{pont}^{-1} &= R_p^{-1} + R_{th}^{-1} \\ i_{n_{R_p}}^2 &= \frac{4k_B T_p}{R_p} \\ i_{n_{R_{th}}}^2 &= \frac{4k_B T_{th}}{R_{th}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Pour travailler dans de bonnes conditions expérimentales, il est donc souhaitable d'avoir le bruit généré par le pont diviseur le plus faible possible :

$$e_{n_{pont}}^2 = 4k_B \left(\frac{R_p R_{th}}{(R_p + R_{th})} \right)^2 \left(\frac{T_p}{R_p} + \frac{T_{th}}{R_{th}} \right) \quad (3.3)$$

Examinons à présent, le rapport $e_{pont-th}^2$ qui est le rapport entre le bruit généré par le pont diviseur $e_{n_{pont}}^2$ et le bruit thermique du thermomètre $4k_B T_{th} R_{th}$. Ce rapport peut s'écrire sous la forme suivante, après un développement limité au premier ordre ($b_{p-th}^{-1} \ll 1$) :

$$e_{pont-th}^2 \sim \left(b_{p-th}^{-1} a_{p-th} + 1 \right) \left(1 - 2b_{p-th}^{-1} \right) \quad (3.4)$$

Les coefficients b_{p-th} et a_{p-th} représentent respectivement le rapport d'impédance entre la résistance de polarisation et la résistance du thermomètre, et le rapport de température entre T_p et T_{th} . On remarque, d'après la figure 3.2, que plus le rapport d'impédance est élevé, moins le rapport de température influence le bruit généré par le pont diviseur résistif. Il faut donc privilégier un système de mesure avec un rapport d'impédance élevé et des températures de polarisation et de thermomètre similaires.

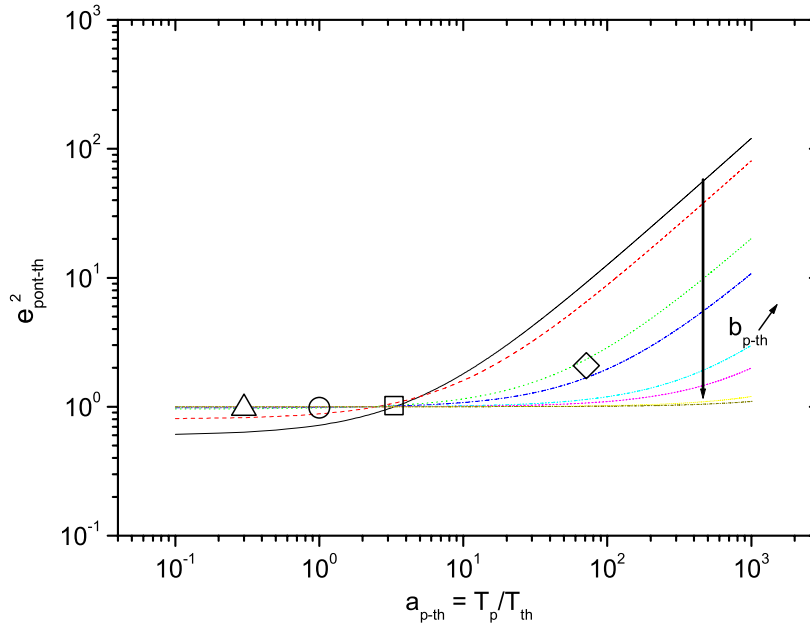


FIG. 3.2 – Evolution du rapport $e_{pont-th}^2$ entre le bruit généré par le pont diviseur et le bruit thermique du thermomètre en fonction du rapport de température a_{p-th} , entre la résistance de polarisation et le thermomètre, pour diverses valeurs de rapport d'impédances b_{p-th} - Les symboles $\triangle$, $\circ$, $\square$ et $\diamond$ indiquent respectivement les rapports de température (90/300), (300/300) ou (90/90), (300/90) et (300/4,2) et dans les conditions expérimentales du système développé (cf. section 3.2 page 106).

Si les températures de la résistance de polarisation et du thermomètre sont identiques, on retrouve la relation classique suivante :

$$R_p \gg R_{th} \geq R_{pont} \quad (3.5)$$

A très basses températures, on est généralement obligé de refroidir la résistance de polarisation à la température du thermomètre car il est difficile de réaliser de forte impédance stable en température et ne possédant pas de bruit excédentaire trop important (bruit généralement inversement proportionnel à la taille du composant).

Il est possible de remplacer la résistance de polarisation par un condensateur (cf. Fig. 3.1 page précédente b). Cette configuration implique que le signal de polarisation soit modulé. Il faut ensuite déphaser le signal de modulation de $\frac{\pi}{2}$ dans le cadre d'une modulation sinusoïdale, ou intégrer le signal (*i.e.* remplacer le carré par un triangle) dans le cas d'une modulation carrée. Ce type de polarisation présente plusieurs avantages. L'absence de dissipation au sein du condensateur supprime le bruit de Johnson généré par la polarisation. Le condensateur ne nécessite donc plus d'être placé à basse température, d'où une simplification de réalisation. Cette technique bien qu'attrayante au premier abord est très rarement utilisée pour les mesures aux basses fréquences. Il faut,

en effet, réaliser un intégrateur pour déphaser le signal (ou générer un triangle). La stabilité du système va alors dépendre du condensateur de cet intégrateur qui doit être stable en température : les condensateurs sont généralement moins stables que les résistances !

3.1.3 Le bouclage électrique - la contre réaction ?

La contre réaction du premier étage d'amplification est souvent utilisée pour améliorer la mesure. En général, le bouclage électrique permet d'améliorer sensiblement la stabilité du gain du système ainsi que sa réponse en fréquence. Néanmoins, il faut noter que le rapport signal sur bruit ne sera pas modifié tout comme la sensibilité de la mesure. La contre réaction peut se faire soit en courant soit en tension (cf. Fig. 3.3).

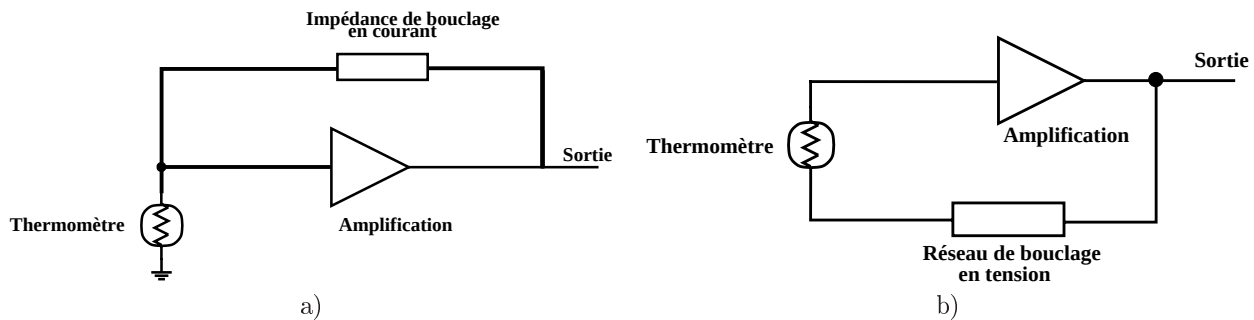


FIG. 3.3 – Bouclage électrique - contre réaction en courant a) ou en tension b) d'un premier étage d'amplification d'un système de lecture électronique d'un thermomètre résistif

3.1.4 La modulation électrique - la détection synchrone

3.1.4.1 pourquoi une modulation ?

Faut-il mesurer la résistance en continu ou en alternatif ?

Pour des mesures à basse température, il existe des gradients thermiques le long du conducteur reliant le thermomètre (partie froide) et le montage d'amplification (partie chaude). Les f.e.m. thermoélectriques (effets Seebeck, Peltier) générées sont des tensions continues qui ne seront pas gênantes pour des mesures en alternatif. Néanmoins, les performances des appareils de mesure sont souvent supérieures en continu qu'en mode alternatif. Notons que d'autres phénomènes parasites peuvent polluer la mesure, tels que les tensions induites par les fluctuations des facteurs d'influence extérieurs (cf. section 1.3.4 page 12) ou les couplages capacitifs et inductifs entre circuits.

Si le signal à mesurer se trouve dans une bande étroite de fréquence, il est parfois possible de faire des mesures directes (polarisation continue). Les mesures d'impulsions rapides en calorimétrie (constante de temps rapide) et les mesures bolométriques disposant d'un hacheur optique suffisamment rapide peuvent être réalisées par polarisation continue. Cependant, le signal à mesurer contient souvent des composantes basses fréquences importantes (bruit en $1/f$ de l'amplificateur ou du thermomètre). La figure 3.4 indique l'effet de la translation en fréquence d'une modulation électrique. Une modulation électrique à une fréquence f_{mod} , où le bruit de l'amplificateur (souvent prédominant) devient faible, améliore le système de lecture. La mesure, après détection synchrone, donne accès à toutes les basses fréquences avec des performances de bruit définies par les performances de l'amplificateur autour de la fréquence de modulation électrique f_{mod} du signal de polarisation.

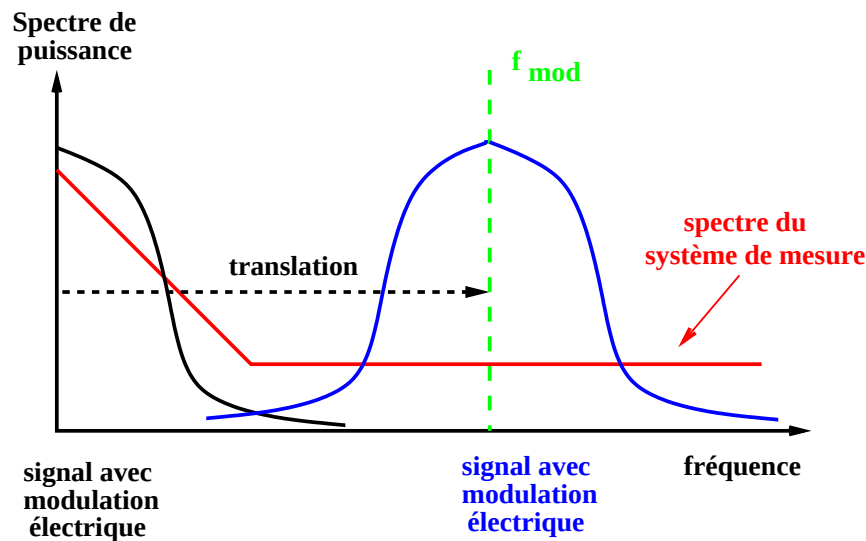


FIG. 3.4 – Effet de la modulation électrique d'un signal

3.1.4.2 la modulation électrique par un signal sinusoïdal

Si le courant de mesure est modulé en $\sin(2\pi f_{mod}t)$, la puissance appliquée sur le thermomètre sera modulée en $\sin^2(2\pi f_{mod}t)$ en raison de l'effet Joule, soit à la fréquence double $2f_{mod}$ (cf. Fig. 3.5). La modulation de la puissance électrique dissipée dans le thermomètre provoque alors des oscillations de température de celui-ci, voire induit des fluctuations de température du dispositif dont l'amplitude des variations dépend du rapport $\frac{f_{mod}}{f_{th}}$. La fréquence de modulation doit être beaucoup plus rapide que la réponse thermique du thermomètre f_{th} (cf. section 1.3.5.2 page 15) afin de pas être polluée par l'apparition d'harmoniques supérieures. On a donc $f_{mod} \gg f_{th}$. La compensation du signal peut être en effet difficile si le signal contient un grand nombre d'harmoniques [Gaertner, 1997].

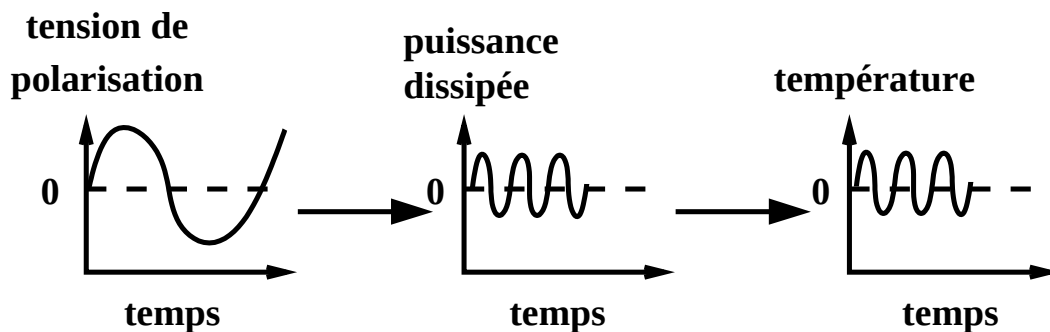


FIG. 3.5 – Effet de la puissance électrique dissipée dans le thermomètre par une modulation électrique par un signal sinusoïdal

3.1.4.3 la modulation électrique par un signal carré

La modulation carrée ne présente pas les restrictions présentées pour la modulation sinusoïdale. Si le signal est parfaitement symétrique et si les phénomènes transitoires sont minimisés, la puissance électrique dissipée reste constante ne provoquant pas d'oscillations de température du thermomètre (cf. Fig. 3.6 page suivante) [Rieke et al., 1989]. Le thermomètre reste ainsi à tout instant au même point de fonctionnement, et ce quelle que soit la fréquence de modulation électrique f_{mod} du signal de polarisation. Le signal de sortie étant carré, l'annulation de ce signal peut se faire simplement à l'aide d'une tension d'opposition.

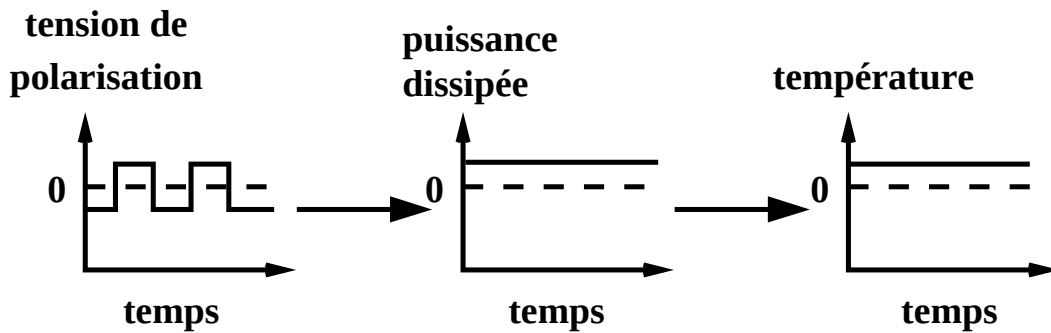


FIG. 3.6 – Effet de la puissance électrique dissipée dans le thermomètre par une modulation électrique par un signal carré

3.1.4.4 la tension d'opposition

Le schéma de la figure 3.7 indique les différentes méthodes pour appliquer la tension d'opposition : directement sur le thermomètre a), avant la détection synchrone b) ou après celle-ci c).

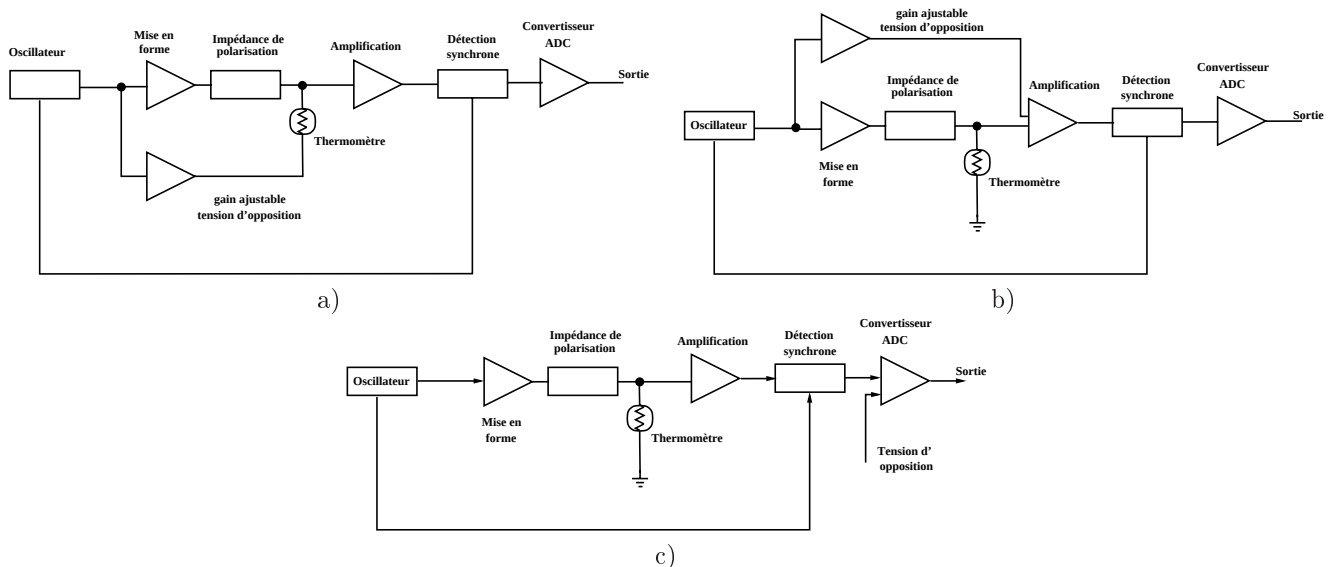


FIG. 3.7 – Différentes méthodes d'application de la tension d'opposition lors d'une modulation électrique : a) sur le thermomètre, b) avant la détection synchrone et c) après la détection synchrone

L'injection de la tension d'opposition est généralement réalisée le plus rapidement possible afin de faciliter la manipulation de petits signaux. Les deux premiers montages sont donc à favoriser car les signaux à l'entrée de la détection synchrone sont faibles. En sortie de détection synchrone, le signal indique seulement l'écart de température. Dans le dernier cas, la mesure de la température et de ses variations sont directement accessibles.

L'ajout d'un convertisseur analogique numérique CAN (ou ADC pour *Analog to Digital Converter*) en sortie permettant d'obtenir des données sous forme numérique facilite le traitement ultérieur des mesures.

3.1.4.5 une détection synchrone analogique ou numérique ?

Les constantes de temps de réponse deviennent plus faibles à basse température. La température peut alors varier rapidement et dépasser la fréquence d'échantillonnage d'un contrôleur digital de température (approximativement 2 Hz). Le théorème de Shannon implique, en effet, que la fréquence d'échantillonnage doit être au minimum égale à deux fois la plus grande fréquence contenue dans le spectre de température.

L'utilisation d'une détection synchrone numérique nécessite un convertisseur CAN rapide car il faut mesurer de nombreux points pendant une période de la modulation pour reconstruire correctement le signal. Si les fréquences de travail sont faibles, un sur-échantillonnage réduit les contraintes d'exactitude du convertisseur (moyennage - cf. section 1.3.4 page 12).

3.1.5 Les montages classiques

La limite fondamentale de mesure de température d'un thermomètre résistif d'impédance R_{th} est liée à son bruit de Johnson et à sa sensibilité relative en température α . La température équivalente de bruit $NET(f)$, définie dans la section 2.2.3, d'un thermomètre parcouru par un courant de polarisation I_p est donnée par l'équation 3.6 dans une bande passante de 1 Hz (approximation du premier ordre).

$$NET(f) = \frac{\text{bruit}(f)}{\text{sensibilité de mesure}(f)} \quad (3.6)$$

	caractéristique type linéaire (1 ^{er} ordre) IPRT ou YBCO	caractéristique type exponentiel thermomètre semiconducteur ($\rho = \rho_{mat} e^{\left(\frac{T_{mat}}{T_{th}}\right)^n}$)
$R(T)$	$R_o + R_{th}(T_{th} - T_o)$	$R_{th} = R_o \exp\left(\frac{T_{mat}}{T_{th}}\right)^n$
α	<i>cste</i>	$-n T_{mat}^n T_{th}^{-(n+1)}$
$NET_J(f)$	$\frac{2R_{th}\sqrt{k_B}\sqrt{T_{th}}}{\sqrt{P_{el}}} \frac{dT}{dR}$	$\frac{2\sqrt{k_B}}{\sqrt{P_{el}}} \frac{T_{th}^{n+\frac{3}{2}}}{n T_{mat}^n}$

TAB. 3.1 – Evolution de la température équivalente de bruit limitée par le bruit de Johnson $NET_J(f)$ pour différents types de thermomètres : IPRT, YBCO et semiconducteurs

L'évolution du $NET(f)$ minimal, $NET_J(f)$, uniquement dû au bruit de Johnson, est donnée dans le tableau 3.1 pour différents types de thermomètres résistifs. Il faut bien évidemment avoir un matériau résistif présentant une forte sensibilité en température. Il semble également intéressant de fonctionner à basse température et à forte puissance électrique sans toutefois dégrader le thermomètre (cf. page 11, page 15 et page 69) :

$$NET_J(f) = \frac{2\sqrt{k_B T_{th}}}{|\alpha|\sqrt{P_{el}}} = \frac{2\sqrt{k_B} T_{th}^{3/2}}{|A|\sqrt{P_{el}}} \quad (3.7)$$

Toute mesure tentera de s'approcher des conditions optimales (*i.e.* pas de bruit en $1/f$) pour atteindre ces résolutions optimales.

3.1.5.1 les contraintes liées aux grandes résolutions

Il semble tentant de mesurer le bruit ultime d'un thermomètre résistif de 100 Ω directement avec un appareil de mesure (sans amplificateur). Mais est ce réellement réalisable ?

La résolution efficace en résistance σ_{eff}^R à obtenir est reliée à la valeur de la résolution en température $NET_J(f)$. L'équation 3.8 suppose une approximation du premier ordre et une bande passante de 1 Hz.

$$\sigma_{eff}^R = NET_J(f) |\alpha| R_{th} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (3.8)$$

Après simplification, on obtient l'équation suivante :

$$\sigma_{eff}^R = 2 \frac{\sqrt{k_B R_{th} T_{th}}}{I_p} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (3.9)$$

Tout d'abord, il est intéressant de noter que la résolution efficace en résistance est indépendante de la sensibilité du thermomètre. La figure 3.8 montre également clairement l'évolution de cette résolution efficace en fonction de I_p et de la température.

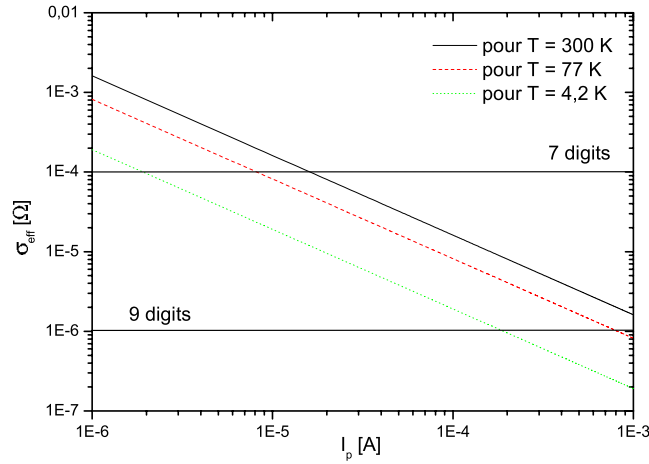


FIG. 3.8 – Evolution de la résolution efficace en résistance σ_{eff}^R pour une résistance de 100 Ω polarisé par un courant I_p et fonctionnant à diverses températures

A 300 K, pour mesurer correctement la valeur de la résistance de 100 Ω et ses variations, il faut donc être capable de mesurer des résistances du type : 100,000001 Ω , voire avec un digit de plus, pour un courant de 1 mA. Ce type de mesure implique l'utilisation d'un appareil de très haute exactitude et à grande dynamique : au minimum de $8^{1/4}$ digits (pour une gamme de 200 Ω), *i.e.* 28 bits.

Si à présent, on étudie cette contrainte sur la résolution efficace en tension (qui est en réalité l'observable!), on remarque que celle-ci est donnée par :

$$\sigma_{eff}^V = I_p \sigma_{eff}^R \quad (3.10)$$

Cette résolution est donc clairement dépendante du courant de polarisation. Pour comparer avec les contraintes sur la résolution efficace en résistance, examinons le cas d'une résistance de 100 Ω mesurée avec un courant de 1 mA. Si on désire une résolution de 10^{-6} Ω , la résolution efficace en tension sera 10^{-9} V. La valeur moyenne de la tension est de l'ordre de 0,1 V. Pour une gamme de 200 mV, il faut être capable d'obtenir 100,000001 mV, *i.e.* $8^{1/4}$ ou 28 bits. Rappelons ici qu'il faut rajouter un bit supplémentaire pour le signe.

Terminons ce paragraphe par une analyse sur la résolution efficace en température σ_{eff}^T . C'est en effet la valeur qui nous intéresse pour notre application. L'équation 3.11 indique que la résolution efficace en température dépend de la sensibilité du thermomètre. Pour simplifier cette étude, examinons le cas 'théorique' suivant : quels que soient la température et le thermomètre utilisé, la résistance est supposée constante et égale à 100 Ω . Cette analyse permet de s'affranchir des problèmes de non linéarité de la relation entre la résistance et la température, les limitations dues à l'étendue de mesures, et aux problèmes d'autoéchauffement.

$$\sigma_{eff}^T = N E T_J(f) \sqrt{\frac{\pi}{2}} = 2 \frac{\sqrt{k_B R_{th} T_{th}}}{\alpha \sqrt{R_{th} I_p} \sqrt{\frac{\pi}{2}}} \quad (3.11)$$

Examinons d'abord le cas d'un thermomètre à 'faible' sensibilité (cf. Fig. 3.9), le thermomètre IPRT. A 300 K, il faut $8^{1/2}$ digits (gamme 500 K) pour avoir une résolution efficace en température de 10^{-6} K.

La figure 3.10 représente l'évolution de la résolution efficace en température d'un thermomètre YBCO ($\alpha \sim 2 \text{ K}^{-1}$). Il faut 8 digits (gamme de 100 K) pour avoir une résolution efficace en température de 10^{-6} K à 77 K.

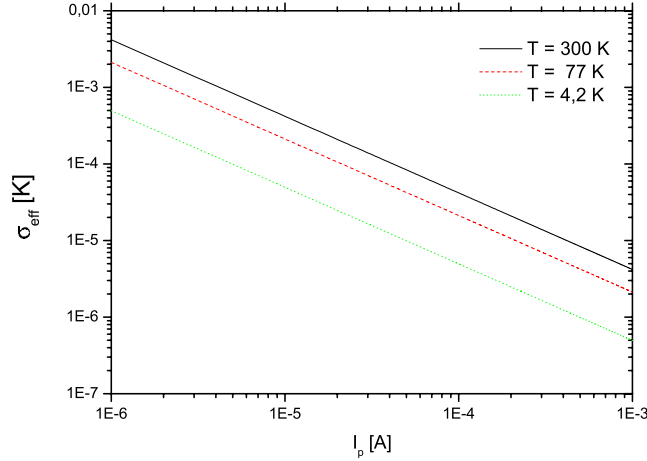


FIG. 3.9 – Evolution de la résolution efficace en température σ_{eff}^T pour un thermomètre IPRT de 100Ω ($dR/dT = 0,385 \Omega \cdot \text{K}^{-1}$) polarisé par un courant I_p et fonctionnant à diverses températures

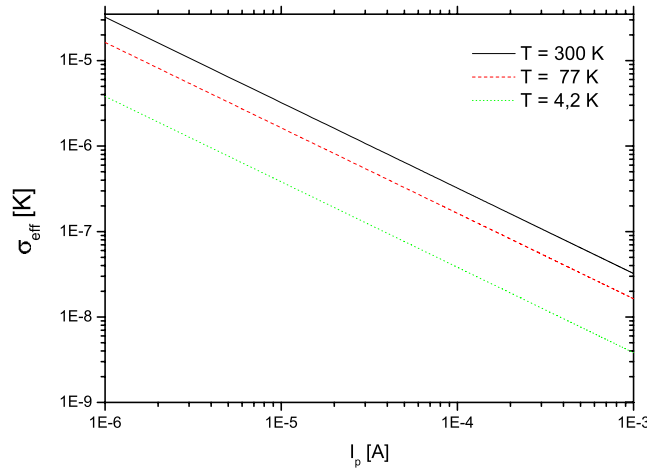


FIG. 3.10 – Evolution de la résolution efficace en température σ_{eff}^T pour un thermomètre YBCO de 100Ω ($dR/dT = 50 \Omega \cdot \text{K}^{-1}$) polarisé par un courant I_p et fonctionnant à diverses températures

En conclusion, examinons le cas d'une impédance de 100Ω et une résolution efficace en température de 10^{-6} K mesuré avec 1 mA. Quels que soient le thermomètre et la température, il faut $8^{1/2}$ digits.

3.1.5.2 la méthode dite des «4 fils»

La méthode dite des «4 fils» ou des «4 pointes» est une simplification de la méthode de Van der Paw. Cette technique est la plus simple à mettre en œuvre pour mesurer la résistivité d'un matériau. Différentes optimisations peuvent être réalisées afin de minimiser les erreurs (contacts...)[Keithley, 1998]. La figure 3.11 indique la géométrie classique d'une mesure "4fils" : le courant est injecté par les plots I^+ et I^- et la mesure de la tension est effectuée avec les plots V^+ et V^- . Pour avoir une mesure optimale, il faut mesurer la tension dans une région où les lignes de courant sont parallèles entre elles.

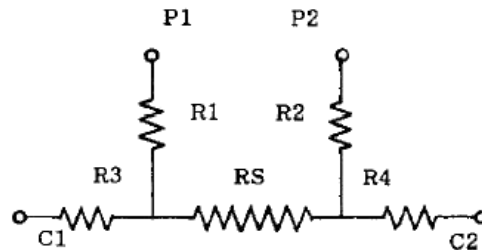


FIG. 3.11 – Méthode dite des «4 fils» ou des «4 pointes» [Sostmann, 1990b]

3.1.5.3 la structure en pont diviseur résistif

La structure élémentaire présentée dans le chapitre 2 sur la mesure d'un bolomètre est basée sur cette structure en pont diviseur résistif (cf. section 3.1 page 88). Suivant le signe de la sensibilité relative α du thermomètre, un type de polarisation sera privilégié (cf. section 2.6.3.3 page 69). La structure en pont diviseur sera définie de manière à obtenir le rapport adéquat entre l'impédance du thermomètre résistif et l'impédance de polarisation.

Le signal avant amplification peut se révéler difficile à traiter pour atteindre des résolutions ultimes. Il faut donc utiliser un amplificateur adapté en bruit (cf. section 3.1.6 page 101), à grande stabilité en gain et à grande dynamique. L'utilisation d'une détection synchrone est aussi à privilégier. Les fortes tensions transportées par les fils de mesure peuvent induire des effets de microphonie¹. Les capacités parasites entre câbles électriques gênent dans certains cas la modulation électrique (apparition de transitoires dans une modulation carrée, par exemple). Cet effet peut être réduit à l'aide de filtre passe haut pour couper la partie continue du signal au détriment d'un accès à la mesure 'continue' de la température [Baciocco et al., 1989].

3.1.5.4 la structure point milieu

L'injection d'une tension d'opposition sur le point de mesure diminue l'amplitude du signal à amplifier et à mesurer. La figure 3.12 représente cette structure dite à point milieu. Cette configuration est moins exigeante que pour une structure en pont diviseur. L'amplification et la détection synchrone n'ont plus besoin d'une grande stabilité en gain ni d'une grande dynamique. Les fils de mesures transportent de faibles tensions et deviennent donc moins sensible à la microphonie. Les phénomènes transitoires pour une modulation carrée sont fortement réduits avec cette structure. Les variations et la valeur continue de la température peuvent être déterminées respectivement par la mesure en sortie d'amplification et par la mesure de la tension d'opposition. La tension de polarisation appliquée au thermomètre et le courant issu de la tension d'opposition permettent la mesure de la caractéristique $V(I)$ du thermomètre. Le point de fonctionnement optimal est alors évaluable (cf. section 2.6.3.4 page 71).

¹les vibrations mécaniques peuvent engendrer des fluctuations de la tension aux bornes du préamplificateur

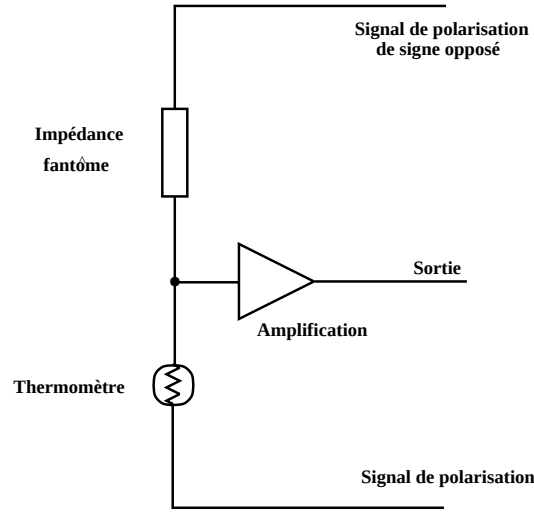


FIG. 3.12 – La structure point milieu

3.1.5.5 la structure en pont de Wheatstone

La figure 3.13 représente la structure du pont de Wheatstone. Cette méthode nécessite l'utilisation de quatre résistances R_i avec $i = 1, 2, 3, 4$. Lorsque le pont est équilibré ($e = 0$), l'équation suivante donne accès à la relation existante entre toutes les résistances :

$$\frac{R_1}{R_3} = \frac{R_2}{R_4} \quad (3.12)$$

A contrario, quand le pont de résistances est déséquilibré ($e \neq 0$), cette équation n'est plus valide. Le pont est équivalent à un générateur de f.e.m. et de résistance interne $R_{interne}$, on obtient les équations suivantes :

$$e = E \frac{R_2 R_3 - R_1 R_4}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)} \quad (3.13)$$

$$R_{interne} = \frac{R_1 R_2 (R_3 + R_4) + R_3 R_4 (R_1 + R_2)}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)} \quad (3.14)$$

Considérons à présent le cas d'un pont de Wheatstone à un seul bras actif (branche 1) tel que :

$$\begin{aligned} R_1 &= R + \Delta R \\ R_2 &= R_3 = R_4 = R \end{aligned} \quad (3.15)$$

La tension développée aux bornes de ce pont est alors exprimée par :

$$e = -\frac{E}{4} \frac{\frac{\Delta R}{R}}{1 + \frac{\Delta R}{2R}} \sim -\frac{E}{4} \frac{\Delta R}{R} \left(1 - \frac{\Delta R}{2R}\right) \quad (3.16)$$

Cette relation n'est pas linéaire.

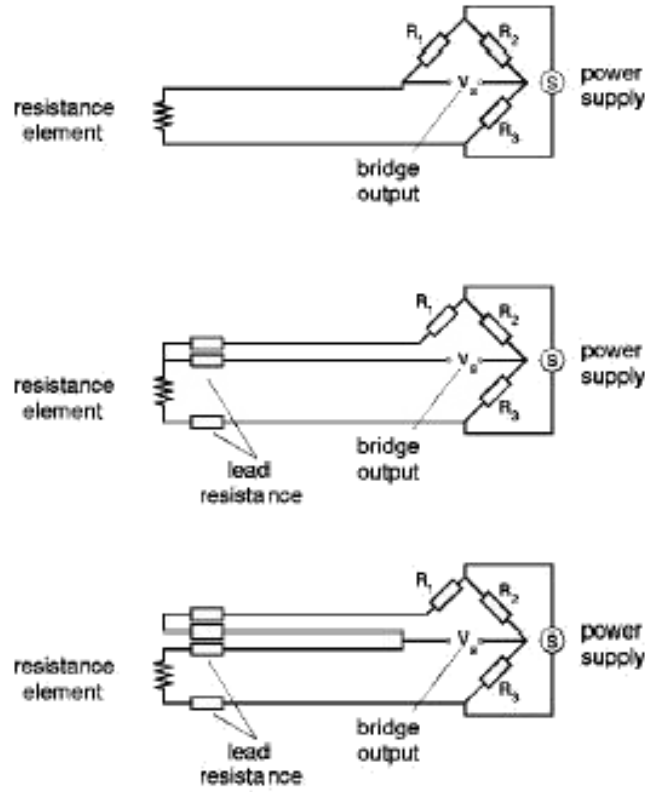


FIG. 3.13 – La structure élémentaire d'un pont de Wheatstone [Childs et al., 2000]

Dans le cas extrême d'un pont de Wheatstone à quatre bras actifs tel que :

$$\begin{aligned} R_1 &= R_4 = R + \Delta R \\ R_2 &= R_3 = R - \Delta R \end{aligned} \quad (3.17)$$

la relation exprimant la f.e.m. e' (cf. Eq. 3.18) est alors linéaire mais implique l'utilisation de quatre thermomètres présentant des sensibilités comparables entre elles mais symétriques deux à deux.

$$e' = -E \frac{\Delta R}{R} \quad (3.18)$$

Les méthodes de compensation permettent d'éliminer expérimentalement l'influence de grandeurs extérieures indésirables. La figure 3.14 indique une méthode pour supprimer les effets de dérive de température des bras inactifs. Suivant la configuration du pont de Wheatstone, l'influence peut être éliminée au premier ordre avec réduction des effets de non linéarité du montage.

Examinons un pont de Wheatstone présentant un bras actif : un thermomètre résistif R_{th} à la température T_{th} et de sensibilité relative α_{th} et trois bras d'impédance équivalente R à la température ambiante T_{amb} et de sensibilité relative α . Soient δT et ΔT respectivement la variation de température autour de la température T_{th} et la variation de température des bras inactifs. On a bien sur de préférence : $\alpha_{th} \gg \alpha$ et $\delta T \ll \Delta T$. Les résistances sont donc exprimées par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} R_{th} &= R_{th} \times (1 + \alpha_{th} \delta T) \\ R &= R \times (1 + \alpha \Delta T) \end{aligned} \quad (3.19)$$

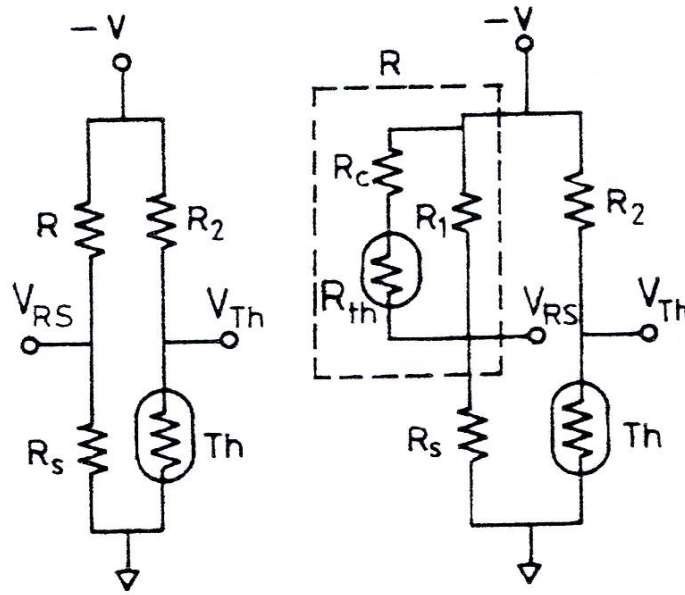


FIG. 3.14 – Compensation en température d'un pont de Wheatstone [Childs et al., 2000]

La f.e.m. e'' développée aux bornes de ce pont est alors définie par l'équation (3.20) en supposant que le pont est proche de l'équilibre (*i.e.* $R_{th} \sim R$) :

$$e'' = -\frac{E}{4} \frac{\alpha_{th}\delta T - \alpha\Delta T}{1 + \frac{\alpha_{th}\delta T + \alpha\Delta T}{2}} \quad (3.20)$$

L'influence des variations thermiques des bras inactifs doit donc être prise en compte pour parfaitement calibrer ce type de pont. En général, pour éviter ces problèmes de 'compensation' thermique, la partie inactive du pont de Wheatstone est régulée en température (cf. section 3.6 page 120). On retrouve l'équation (3.16) si le banc de mesures permet d'avoir : $\alpha_{th}\delta T \gg \alpha\Delta T$.

Des configurations plus complexes sont utilisées pour limiter les problèmes des ponts de Wheatstone. Ces méthodes de mesures sont difficiles à mettre en œuvre et sont donc restreintes aux laboratoires de métrologie. Des structures en pont complexes sont également utilisées pour améliorer les performances. Citons en particulier le pont modifié de Mueller ou celui de Cutkosky [Sostmann, 1990b].

Enfin, notons que ce type de structure est très utilisé en instrumentation pour déterminer toutes sortes de grandeurs [Asch, 1991] : champ magnétique, vitesse angulaire, pression, déformation, contraintes... Notons dès à présent que d'excellents résultats en thermométrie ont été obtenus avec ce montage [Ylostalo et al., 1996, Williams, 1990]

3.1.5.6 la structure différentielle

Pourquoi utiliser un montage à structure différentielle ? L'amplificateur différentiel permet une bonne réjection des signaux parasites (perturbations électromagnétiques et microphoniques). L'amplificateur devra avoir une grande stabilité de gain ainsi qu'une grande dynamique. Un inconvénient majeur de ce type de structure est lié aux fils de mesures (microphonie). Le gain en mode commun de l'amplificateur peut aussi perturber la mesure.

la structure à un thermomètre

La structure en pont diviseur résistif (cf. section 3.1.5.3 page 96) peut être appliquée à un système d'amplification différentielle (cf. Fig. 3.15 a)). Dans cette structure, un pont diviseur comprend le thermomètre résistif R_{th} alors que le second comprend une résistance de référence R_f , ce dernier correspondant à une tension d'opposition. L'objectif de ce montage est de symétriser au maximum les entrées de l'amplificateur différentiel. La mesure de la température et de ses variations sont accessibles.

La méthode classique, initié par Lange *et al.*, d'amplificateur différentiel utilisé en bolométrie spatiale (*boomarang*, *planck*, *archeops*...) est présentée à la figure 3.15 b) [Lange et al., 1996].

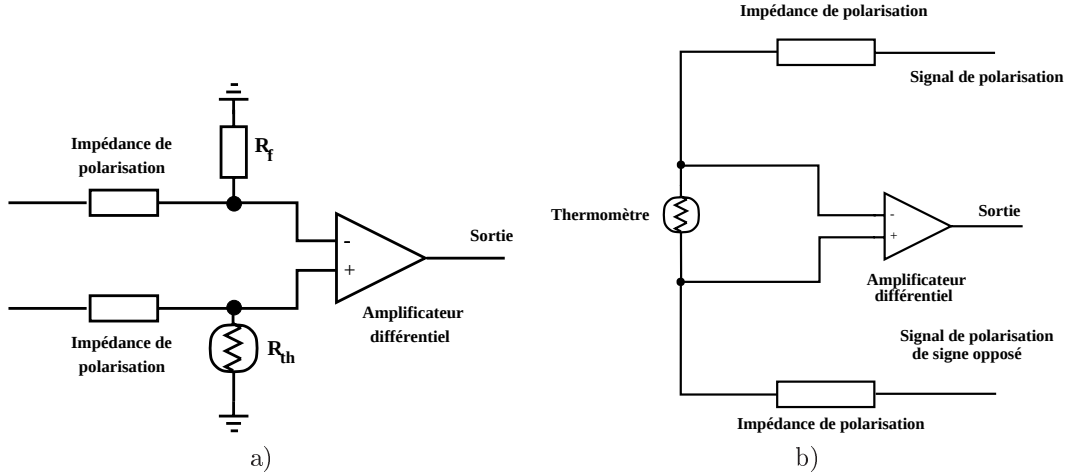


FIG. 3.15 – Mesure différentielle appliquée à un thermomètre : a) utilisation d'une double structure en pont diviseur et b) une amplification différentielle d'un unique thermomètre

la structure à deux thermomètres

La figure 3.16 représente la structure différentielle appliquée à deux thermomètres. Cette configuration est similaire à la double structure en pont diviseur (dérivée du montage en pont de wheatstone). La différence réside dans le fait que pour chaque entrée de l'amplificateur différentiel un thermomètre est polarisé en courant ou en tension (cf. sections 2.6.3.3 page 69 et 3.1.1 page 87). Si les deux thermomètres sont observateurs, la structure permettra d'estimer uniquement la différence entre les deux ponts diviseurs. De plus, si les thermomètres ont des sensibilités opposées, la mesure sera améliorée. Par contre, si les deux thermomètres sont identiques (sensibilités et impédances), on favorisera une structure permettant la mesure de la température réelle d'un objet. Pour cela, il suffit 'd'aveugler' un des thermomètres, soit en la plongeant dans le noir, soit en pointant sur une autre coordonnée (en astronomie) [Rieke et al., 1989, Wilbanks et al., 1990, Glezer et al., 1992].

addendum

→ Afin d'éviter les problèmes d'auto-échauffement du thermomètre lors de la mesure (cf. section 1.3.5.1 page 15). La technique consiste à mesurer la résistance du thermomètre avec un courant de polarisation I_p , puis de la mesurer avec un courant $\sqrt{2} \times I_p$ et enfin de finir la procédure par une mesure avec I_p . Ainsi, on peut déterminer la valeur de la **résistance à puissance dissipée nulle** (*i.e.* à courant nul). On a, en effet, l'équation suivante :

$$R_{th}(P_{el} = 0) = R_{th}(I_p) - R_{th}(\sqrt{2} \times I_p) + R_{th}(I_p) \quad (3.21)$$

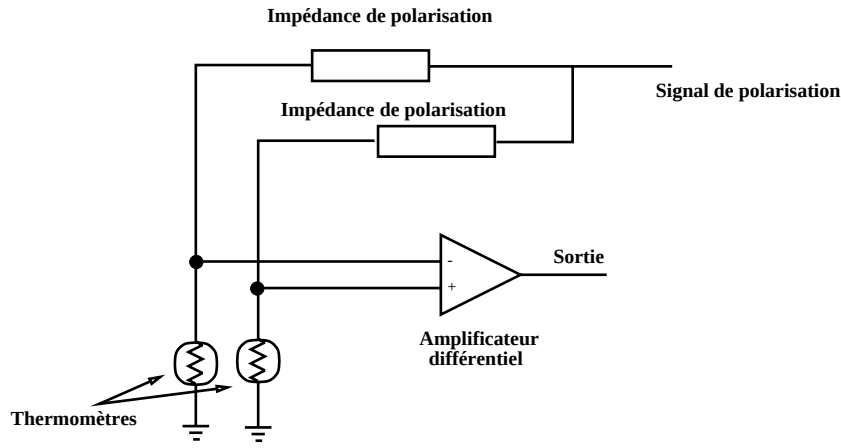


FIG. 3.16 – Mesure différentielle appliquée à deux thermomètres

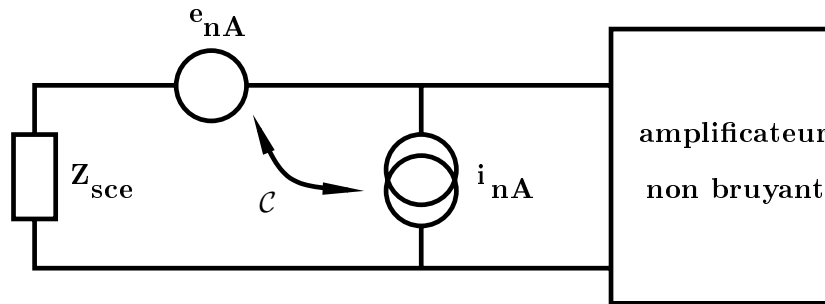
→ On peut également améliorer la mesure en effectuant n mesures de la résistance. Le **moyennage** (ou suréchantillonnage) permet d'augmenter la résolution de la mesure : l'écart type expérimental σ est proportionnel à $(n - 1)^{-1/2}$ (cf. Eq. 1.8 page 14).

3.1.6 Les critères de choix pour l'amplification

Afin d'évaluer les performances et l'adaptation d'un amplificateur avec une source Z_{sce} , ici un thermomètre résistif d'impédance R_{th} à la température T_{sce} , quelques définitions générales seront brièvement rappelées dans cette section [Netzer, 1981, Ott, 1988, Motchenbacher and Connelly, 1993].

3.1.6.1 le modèle $e_n - i_n$

Le bruit mesuré en sortie, généré par un amplificateur, peut être ramené en entrée sous la forme de deux générateurs de bruit équivalents e_{na} et i_{na} , respectivement tension équivalente de bruit et courant équivalent de bruit (cf. Fig. 3.17). Si les sources de bruit ne sont pas indépendantes, il faut prendre en compte la corrélation donnée par le coefficient de corrélation complexe $\mathcal{C} = C_R + jC_X$.

FIG. 3.17 – Générateurs de bruit d'un amplificateur réel suivant le modèle $e_n - i_n$

Les densités spectrales de bruit notées $\overline{e_{na}^2}$, $\overline{i_{na}^2}$ permettent de calculer le générateur de Thévenin équivalent de densité spectrale $\overline{e_{n,Tot}^2}$ associé à l'impédance de source Z_{sce} , à son complexe conjugué Z_{sce}^* , et aux sources de bruit.

$$\overline{e_{n,Tot}^2} = \overline{e_{na}^2} + |Z_{sce}|^2 \overline{i_{na}^2} - 2\sqrt{\overline{e_{na}^2} \overline{i_{na}^2}} \Re[\mathcal{C} Z_{sce}^*] \quad (3.22)$$

Si l'on considère, à présent une source bruyante associée à un amplificateur bruyant (cf. Fig. 3.18), on obtient en sortie :

$$\overline{e_{n,Tot}^2}|_{sortie} = A_V^2 \left| \frac{Z_e}{Z_{sce} + Z_e} \right|^2 \left(\overline{e_{nJ}^2} + \overline{e_{na}^2} + |Z_{sce}|^2 \overline{i_{na}^2} - 2\sqrt{\overline{e_{na}^2} \overline{i_{na}^2}} \Re[C Z_{sce}^*] \right) \quad (3.23)$$

avec A_V le gain en tension de l'amplificateur, Z_e l'impédance d'entrée de l'amplificateur et $\overline{e_{nJ}^2}$ la densité spectrale du bruit thermique de la source.

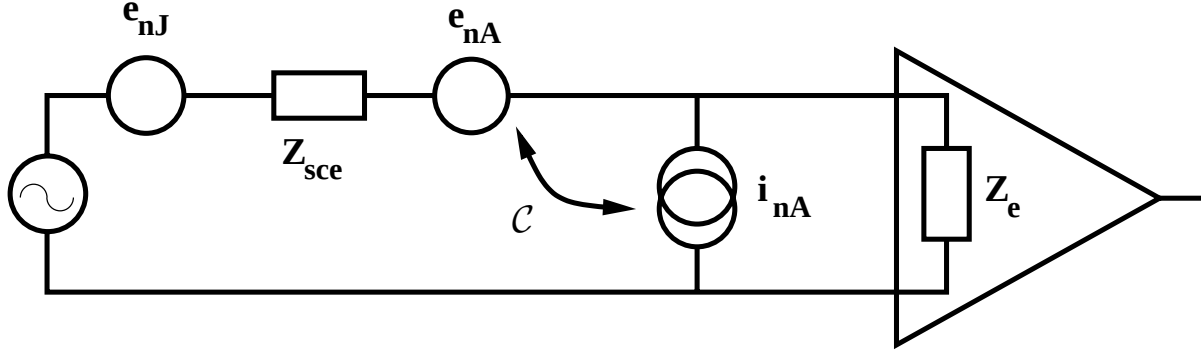


FIG. 3.18 – Modèle $e_n - i_n$ d'un système comprenant une source bruyante et un amplificateur réel

3.1.6.2 le facteur de bruit F

Le facteur de bruit F d'un système comprenant une source et un amplificateur est donnée par :

$$F = \frac{\text{puissance de bruit total disponible avant l'amplification}}{\text{puissance de bruit produit par la source}} \quad (3.24)$$

i.e.,

$$F = 1 + \frac{\overline{e_{na}^2} + |Z_{sce}|^2 \overline{i_{na}^2} - 2\sqrt{\overline{e_{na}^2} \overline{i_{na}^2}} \Re[C Z_{sce}^*]}{4k_B T_{sce} \Re[Z_{sce}]} \quad (3.25)$$

Le facteur de bruit minimal ou optimal, noté F_{opt} , peut être déterminé par :

$$F_{opt} = 1 + \frac{\overline{e_{na}^2} \overline{i_{na}^2}}{2k_B T_{sce}} (\sqrt{1 - C_X^2} - C_R) \quad (3.26)$$

Dans ces conditions optimales, l'impédance de source Z_{sce} est égale à l'impédance optimale en bruit de source de l'amplificateur Z_{opt} , définie par :

$$Z_{opt} = \sqrt{\frac{\overline{e_{na}^2}}{\overline{i_{na}^2}}} \sqrt{1 - C_X^2} + j \frac{\overline{e_{na}^2}}{\overline{i_{na}^2}} C_X \quad (3.27)$$

L'adéquation entre l'impédance optimale Z_{opt} et l'impédance de source Z_{sce} permet de déterminer l'adaptation ou non de l'amplificateur au problème faible bruit donné (cf. section 3.19 page suivante).

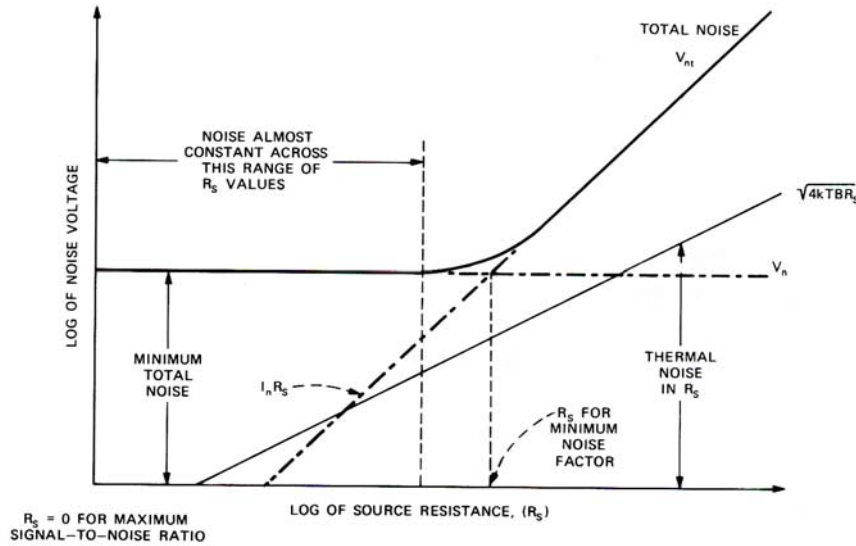


FIG. 3.19 – Evolution du bruit pour une résistance de source connectée à un amplificateur [Ott, 1988]

3.1.6.3 la température de bruit T_n

La température de bruit T_n correspond à la température à laquelle il faut placer l'impédance optimale de source pour que son bruit thermique soit égale au bruit d'amplification. La température de bruit dépend du produit $\overline{e_{na}^2} \times \overline{i_{na}^2}$ et vaut :

$$T_n = \frac{\sqrt{\overline{e_{na}^2} \times \overline{i_{na}^2}}}{2k_B} (\sqrt{1 - C_X^2} - C_R) \quad (3.28)$$

La température de bruit peut être aussi déterminée à partir de la valeur du facteur de bruit optimal :

$$F_{opt} = 1 + \frac{T_n}{T_{sce}} \quad (3.29)$$

Pour une impédance réelle de source R_{sce} à la température T_{sce} bien adaptée à son système amplificateur de température de bruit T_n , on a donc :

$$\overline{e_{n,Tot}^2} = 4k_B T_{sce} R_{sce} + 4k_B T_n R_{sce} = 4k_B (T_{sce} + T_n) R_{sce} \quad (3.30)$$

On remarque que les températures s'additionnent.

3.1.6.4 la puissance équivalente de bruit

La température de bruit est reliée à la puissance équivalente de bruit (cf. Eq. 3.28). Le produit $\sqrt{\overline{e_{na}^2} \times \overline{i_{na}^2}}$ permet aussi de comparer les différents systèmes amplificateurs.

3.1.6.5 les caractéristiques électriques

La comparaison de plusieurs dispositifs d'amplification doit prendre aussi en compte d'autres critères non liés aux sources de bruit du système de lecture. Si le système de lecture électronique est basé sur une lecture de tension développée aux bornes de la source, il faudra bien sûr avoir une impédance d'entrée du système amplificateur largement supérieure à celle de la source. De plus, les performances en gain (mode différentiel et mode commun), et en bande passante peuvent être rapidement dégradées avec la température du système d'amplification. Pour se convaincre de l'importance du premier étage d'amplification, examinons le bruit en sortie d'une chaîne de deux amplificateurs puis regardons l'importance de la température de l'amplificateur.

Considérons à présent une **chaîne de deux amplificateurs**, de gains respectifs A_1 et A_2 et de bruit en tension en entrée respectifs e_{na1} et e_{na2} . Soit une tension v appliquée au premier préamplificateur. Le rapport signal sur bruit $\frac{S}{B}$ est alors égal à $\frac{v}{e_{na1}}$. A l'entrée du second étage, le signal vaut $A_1 v$ et le bruit devient $A_1 e_{na1}$. Le second étage amplifie le signal et le bruit mais de plus celui-ci apporte une nouvelle contribution en bruit. Le rapport signal sur bruit en sortie du deuxième étage amplificateur est égal à :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{sortie} = \frac{(v A_1 A_2)^2}{(e_{na1} A_1 A_2)^2 + (e_{na2} A_2)^2} = \left(\frac{v}{e_{na1}}\right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{e_{na2}}{A_1 e_{na1}}\right)^2} \quad (3.31)$$

Le rapport signal sur bruit total en sortie est diminué, si A_1 n'est pas suffisamment grand (3.31). Si le gain du premier étage est suffisamment élevé, le bruit du deuxième amplificateur ne sera pas prépondérant. Pour un système d'amplification correctement conçu, le bruit est dominé par le premier étage d'amplification!!!

Notons enfin que la **température de fonctionnement de l'amplificateur** T_{amp} est un paramètre indéniablement utile. Si le domaine d'utilisation du thermomètre résistif est proche de la température ambiante, il est évident que l'utilisation d'un amplificateur refroidi est inappropriée! Par contre, pour un thermomètre résistif fonctionnant à basse température voire à très basse température, le problème est tout autre! Examinons cet exemple en détail.

Tout d'abord, il paraît évident que le système amplificateur aura une température T_{amp} voisine ou supérieure à la température du thermomètre T_{th} , mais T_{amp} ne peut pas être inférieure à la température du puits thermique T_0 ! Il semble intéressant de rapprocher au maximum l'amplificateur pour éliminer toutes sortes de bruit (thermocouples, captage de champs électriques et magnétiques...). Généralement, les amplificateurs fonctionnant à basse température présentent de meilleures performances en bruit. Aussi, on trouve assez souvent dans la littérature des systèmes amplificateurs fonctionnant aux températures de l'hélium liquide (4,2 K) ou à l'azote liquide (77 K) [Alessandrello et al., 1997]. La mise en œuvre de ces amplificateurs peut s'avérer difficile et une analyse du rapport efforts déployés sur amélioration des performances en bruit est à étudier avant toute décision! Actuellement, de nombreuses équipes de recherches tentent de réaliser des prototypes monolithiques ou hybrides. Le capteur, étage de préamplification et connectiques sont réalisés sur le même substrat ou sur deux substrats voisins [Voisin, 2002]. Citons par exemple les travaux de G. Huot qui a réalisé dans son travail de thèse un système monolithique comprenant un transistor MOS et un supraconducteur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ sur un seul et unique substrat de silicium [Huot, 2004].

Revenons au cas classique d'une polarisation en courant avec une structure en pont diviseur résistif. L'impédance de source correspond à l'impédance du pont diviseur résistif (cf. section 3.1.2 page 88). Le bruit blanc total (source -pont diviseur- et amplificateur) est donné par :

$$\overline{e_{n,Tot}^2} = e_{n,pont}^2 + \overline{e_{na}^2} + R_{pont}^2 \overline{i_{na}^2} \quad (3.32)$$

Soit $e_{total-pont}^2$ le rapport entre le bruit du système complet (source et amplificateur) et le bruit thermique de l'impédance de source. Dans le cas général, où il n'y a pas adaptation d'impédance (en termes de bruit), les caractéristiques de bruit de l'amplificateur sont T_n et Z_n . Le rapport de bruit peut s'écrire sous la forme, avec un développement limite du premier ordre ($R_{th} \ll R_p$) :

$$e_{total-pont}^2 = 1 + \left(\frac{Z_n T_p}{R_p T_n} + \frac{Z_n T_{th}}{R_{th} T_n}\right)^{-1} + \left[\frac{R_{th}}{Z_n} \left(\frac{T_{th}}{T_n} + \frac{T_p R_{th}}{T_n R_p}\right)\right]^{-1} \quad (3.33)$$

L'objectif est donc d'avoir ce rapport $e_{total-pont}^2$ le plus proche de 1. Supposons à présent pour simplifier le raisonnement que l'adaptation d'impédance est réalisée (c'est toujours ce qu'il faut promouvoir!). On a alors $Z_n = Z_{opt} = R_{pont}$. D'après l'équation 3.33, on remarque qu'il faut minimiser le deuxième et le troisième terme. En supposant toujours que $R_{th} \ll R_p$, il faut privilégier une configuration où $T_{th} \ll T_n$, conclusion en parfaite accord avec la relation 3.30.

Dans le cas, où il n'est pas possible d'adapter directement l'impédance du thermomètre à l'impédance de source optimale de l'amplificateur, différentes techniques d'adaptation d'impédance peuvent être utilisées (cf. Annexe B).

3.1.7 Les moniteurs de température commerciaux

L'essentiel des instruments moniteurs et contrôleurs de température disponibles couramment sur le marché affichent des résolutions de l'ordre du mK. Citons les principaux constructeurs de ce type de moniteurs de température : Lakeshore, Eurotherm, Marlow...

Il existe par contre très peu de moniteurs de température à grande résolution (et par conséquent à grande exactitude). Ces moniteurs permettent des mesures de température absolue et sont donc chers et restreints au monde de la métrologie. A ma connaissance, seules deux compagnies proposent des moniteurs permettant d'atteindre des résolutions inférieures à la dizaine de μK : ASL² (racheté par Druck), *Measurements International* MI³ et Hart Scientific (racheté par Fluke). La majorité des laboratoires de métrologie est équipée de moniteurs de température F900, F18 et F17 de chez ASL.

3.1.7.1 les moniteurs à base de la méthode dite de compensation

Ce type de moniteur de température mesure le rapport de résistance entre un thermomètre résistif et une résistance référence (à très faible α). Le système est principalement constitué d'une source de courant, d'un switch, d'un convertisseur analogique numérique (CAN) et d'un contrôleur (cf. Fig. 3.20). Ces systèmes de mesure ne sont pas limités à une faible gamme de résistance (rapport de résistances de 0 à 50) par rapport aux ponts de résistances.

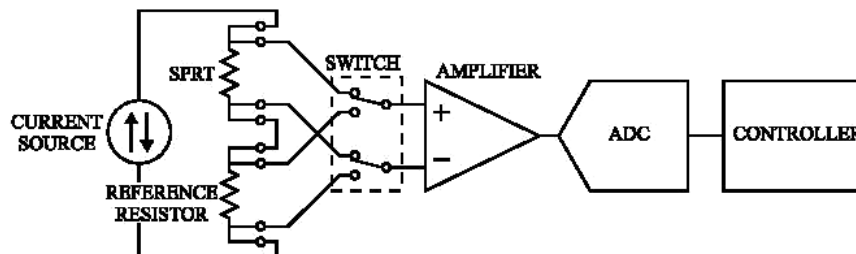


FIG. 3.20 – La structure d'un moniteur de température à méthode de compensation [Walker, 2003]

A l'instar d'un pont de résistance en alternatif, le courant passe dans le thermomètre et dans la résistance de référence connectés en série. Le switch permet de mesurer la tension aux bornes du thermomètre et aux bornes de la référence. Le rapport entre les deux tensions mesurées donne accès au rapport de résistances. En supposant que le courant de polarisation et que les gains de l'amplificateur et du convertisseur CAN restent constants, l'incertitude sur les valeurs n'affecte pas les mesures du rapport de résistances. Une mesure avec un courant en sens opposé permet d'éliminer les erreurs liées aux f.e.m. et aux offsets de l'amplificateur et du CNA. Les deux mesures sont ensuite moyennées. Une mesure complète est réalisée en 2 s environ. Ce modèle est commercialisé par HartScientific sous le nom de '*Super Thermometers 1575/1590*'. *Measurements International* commercialise un modèle plus performant, le 6010T, ayant une grande résolution (0,001 ppm) et une grande exactitude ($< 0,05$ ppm).

²ASL : *Automatic Systems Laboratories*, H.Tinsley and Co Ltd

³Site internet : <http://www.mintl.com>

3.1.7.2 les moniteurs à base de réseaux de décade de transformateurs

Les moniteurs de température à base de réseaux de décade de transformateurs sont très répandus en métrologie car ils permettent d'atteindre des résolutions très inférieures au *ppm*. Ils sont constitués d'un circuit transformateur composé d'un circuit primaire et d'un circuit secondaire [Wolfendale et al., 1982]. Les moniteurs F900, F18 et F17 de ASL sont «exclusivement» utilisés lors des étalonnages dans les laboratoires de métrologie et au cours des campagnes de comparaison en thermométrie organisées par le Comité Consultatif de Thermométrie (CCT) (cf. section 1.2 page 7) [Solve and Stock, 2003]. Des mesures de l'utilisation de circuits transformateurs implique l'utilisation de courant sinusoïdaux de polarisation, la puissance électrique dissipée instantanée à la fréquence double du courant de polarisation produit une oscillation de température du système à mesurer (cf. section 3.1.4.2 page 91). Les ponts en alternatif sont assez lourds (≥ 10 Kg), encombrants et d'un maniement semble-t-il délicat. Leur commande numérique exige de plus un grand nombre de relais électromécaniques. Ces systèmes sont assez lents (fréquence de modulation comprise entre 16 Hz et 400 Hz), très chers et limités en gammes de résistances [Sostmann, 1990c].

3.2 Le système de lecture développé

3.2.1 Présentation générale

Le système de lecture électronique développé est basé sur une polarisation en courant (0,83 mA pour les mesures de température, et de 0,25 mA à 5,00 mA pour les mesures de bruit) à l'aide d'une modulation électrique carrée à la fréquence f_{mod} (1 kHz dans la majorité des expériences de cette thèse) [Guillet et al., 2003a].

La figure 3.21 indique le schéma-bloc du système. Le schéma électronique complet est présenté figure 3.22. Les différentes composantes seront détaillées tout au long de cette section.

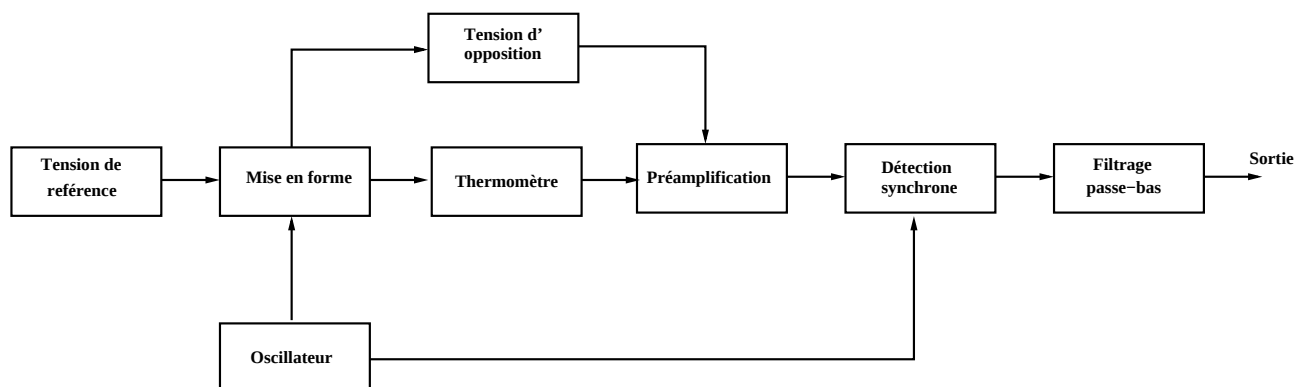


FIG. 3.21 – Schémas blocs du système de lecture électronique développé

3.2.2 Les thermomètres résistifs utilisés

Au cours de ce travail, deux thermomètres ont été utilisés : une sonde platine IPRT⁴ (thermomètre métallique) et un supraconducteur à haute température critique YBa₂Cu₃O_{7- δ} (thermomètre à transition de phase). Le tableau 3.3 indique leurs principales caractéristiques : température de fonctionnement, étendue de mesures et les sensibilités relative α et adimensionnelle A (cf. section 1.3 page 10).

⁴IPRT : Industrial Platinum Resistance Thermometer

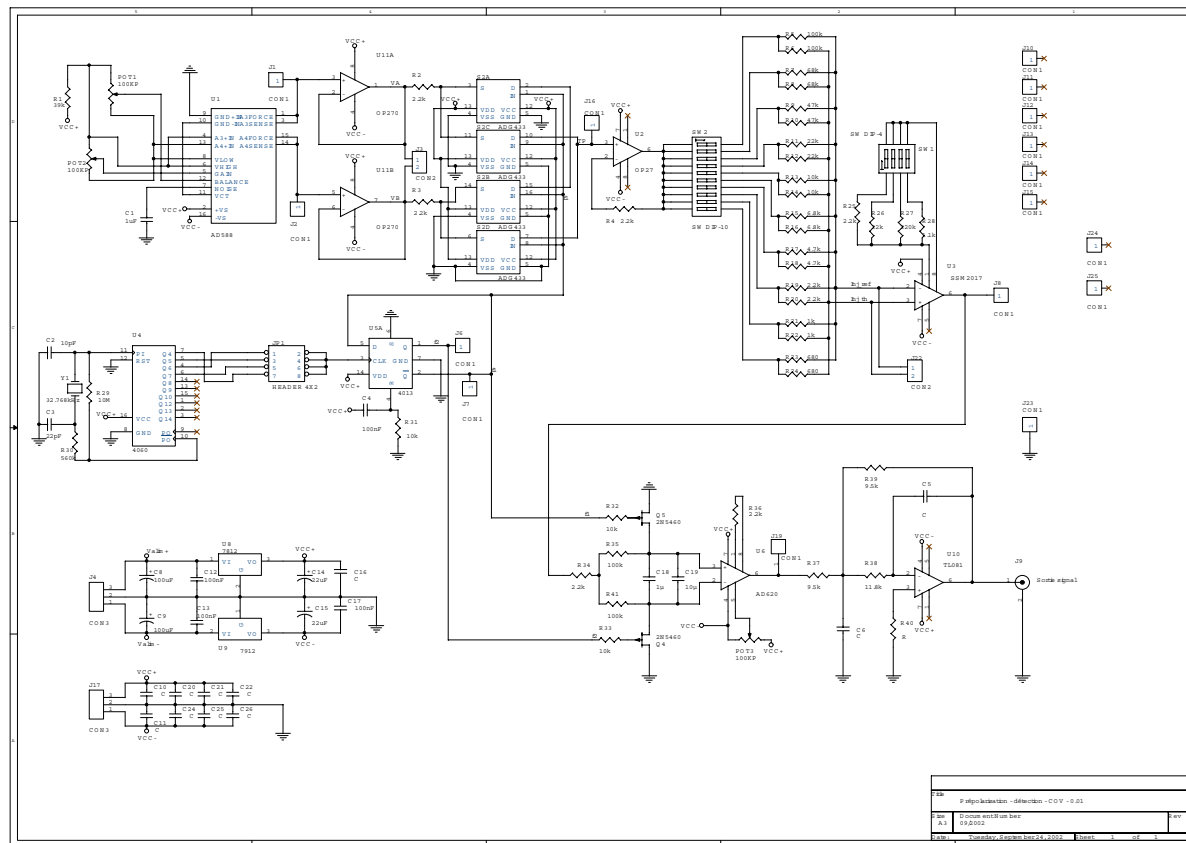


FIG. 3.22 – Schéma électronique complet du système de lecture électronique développé : de gauche à droite et de haut en bas, on retrouve la tension de référence AD588, la mise en forme et le premier étage d'amplification SSM2017, puis l'oscillateur, et la détection synchrone avec l'AD620 et le filtre passe bas (second ordre) avec un TL081

	T_o [K]	étendue de mesures [K]	α [K ⁻¹]	A [sans dimension]
SPRT		13,08023 à 1234,94	0,00385	~ 1
IPRT	273,16	273,16 à 373,16	0,00385	~ 1
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}				
valeurs typiques	~ 90	quelques Kelvins	1 à 5	90 à 450
valeurs obtenues	90,25	2 à 3	1,7	150

TAB. 3.3 – Caractéristiques des thermomètres à résistance de platine SPRT et IPRT et des thermomètres YBa₂Cu₃O_{7-δ}

Le thermomètre IPRT servira à caractériser dans un premier temps le système de lecture à température ambiante (cf. section 4.2 page 125) alors que le thermomètre YBCO tentera de donner les limites du contrôle de température du porte-échantillon (cf. section 4.3 page 132).

3.2.2.1 le thermomètre IPRT

Le thermomètre standard à résistance de platine SPRT⁵ est utilisé pour définir l'échelle internationale de température EIT-90 (cf. section 1.2 page 7) entre le point triple de l'hydrogène (13,8023 K) et le point de congélation de l'argent (1234,94 K) avec une exactitude de $\pm 2,0 \times 10^{-3}$ K à $\pm 7,0 \times 10^{-3}$ K [Preston-Thomas, 1990].

Néanmoins, son design (cf. Fig. 1.12 page 21) limite son utilisation dans les mesures expérimentales. Ce type de thermomètre platine est donc principalement destiné dans les laboratoires dédiés à la métrologie. Il s'agit en effet de thermomètres étalons.

La sonde platine, habituellement dénommée Pt100 pour un thermomètre ayant une résistance de 100 Ω à 273,16 K, est très fréquemment employée en laboratoire⁶. Son nom générique est en réalité le thermomètre industriel à résistance de platine IPRT. Le thermomètre IPRT est constitué soit d'un fil de platine encapsulé dans une gaine céramique, soit d'un film épais de platine déposé sur une surface céramique. L'ensemble est ensuite protégé par une gaine de protection en métal (cf. Fig. 3.23).

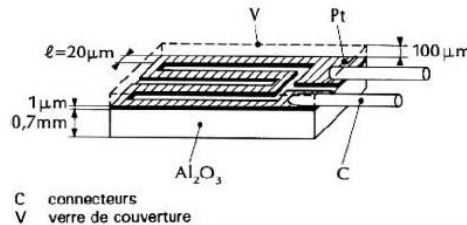


FIG. 3.23 – Exemple de design d'un thermomètre IPRT en couche mince [Autran, 1985]

Le thermomètre IPRT @Correge de classe A utilisé est caractérisé par une exactitude de $\pm 0,15$ K à 273 K et une sensibilité relative en température de $3,85 \times 10^{-3}$ K⁻¹ (standard européen)⁷ entre 273,16 K et 373,16 K (norme DIN CEI 751). Le thermomètre IPRT a une impédance de 100 Ω à 273,16 K, et présente une grande étendue de mesures mais une faible sensibilité adimensionnelle ($A \sim 1$).

3.2.2.2 le thermomètre YBa₂Cu₃O_{7- δ}

Les supraconducteurs offrent d'excellentes caractéristiques pour concevoir des thermomètres performants. Ces thermomètres sont, en effet, basés sur la transition résistive du supraconducteur lors de sa transition état normal - état supraconducteur (cf. chapitre 2).

Les échantillons réalisés au GREYC ont été obtenus après gravure ionique d'un film mince d'YBCO d'épaisseur 200 nm déposé par ablation laser pulsée sur un substrat de titanate de strontium SrTiO₃ (STO). Cette technique ne détériore pas la qualité de la couche. La figure 3.24 indique les différents motifs accessibles sur le masque de gravure. Il s'agit de lignes de largeur w et de largeur l terminée par deux plots recouverts d'or de dimension 500×500 μm^2 à chaque extrémité. La prise de contact est réalisée par ultrason (fils d'aluminium de 50 μm de diamètre).

Le système de lecture étant optimisé pour des valeurs de résistances entre 20 et 100 Ω dans la transition de phase, le micropont utilisé a pour dimension 40×660 μm .

⁵SPRT : *Standard Platinum Resistance Thermometer*

⁶On trouve également des thermomètres standards à résistance de platine SPRT et des thermomètres industriels à résistance de platine IPRT de 25 Ω , 50 Ω et 1000 Ω

⁷Il est à noter que la sensibilité relative en température adoptée aux USA pour un thermomètre IPRT est légèrement différente et vaut $3,9 \times 10^{-3}$ K⁻¹.

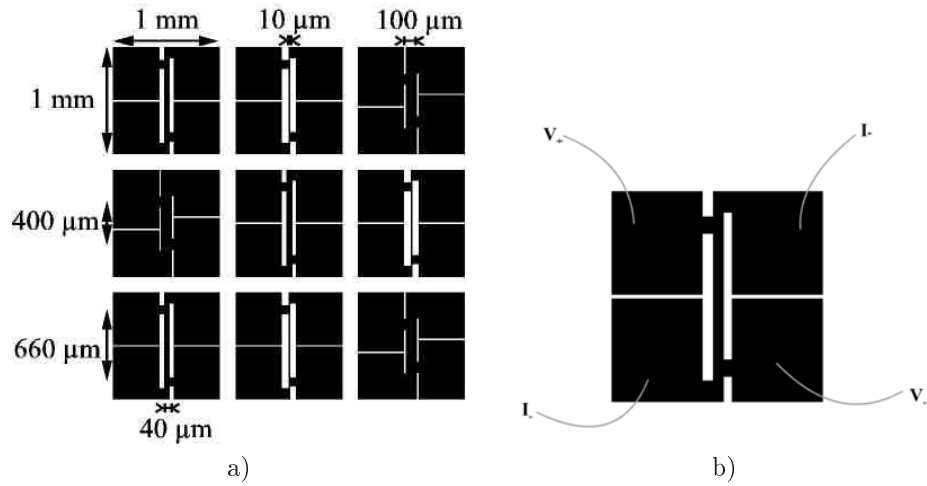


FIG. 3.24 – Les différents motifs de microponts accessibles sur le masque de gravure et le schéma de principe des mesures «4 points»

Pour avoir une résistance de $50 \, \Omega$ au milieu de la transition résistive, on peut utiliser sa valeur à $300 \, \text{K}$. A la limite normale-supraconducteur, la résistance sera en effet proche de $100 \, \Omega$. Sachant que dans la partie normale, on a un $\frac{dR}{dT}$ moyen voisin de $1 \, \Omega \cdot \text{K}^{-1}$. On détermine facilement que l'impédance du thermomètre doit être voisine de $300 \, \Omega$ à température ambiante. Une règle empirique facile à retenir est donc la suivante : $\frac{R(T_{th}=300 \, \text{K})}{R(T_{th}=100 \, \text{K})} \sim 3$.

La figure 3.25 donne l'évolution de la résistance en fonction de la température ainsi que les dérivées respectives de trois thermomètres YBCO obtenus après gravure d'un film mince sur STO. Ces valeurs ont été obtenues avec une méthode '4 fils', une polarisation en courant d'1 mA et la régulation en température présentée dans ce manuscrit.

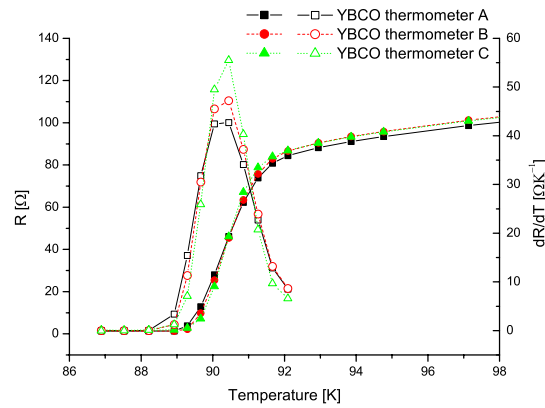


FIG. 3.25 – Caractéristiques de trois thermomètres YBCO déposés sur un même substrat STO : évolution des résistances R [Ω] et des dérivées en fonction de la température dR/dT [$\Omega \cdot \text{K}^{-1}$] obtenues par une méthode '4 fils', une polarisation en courant de 1 mA et la régulation en température présentée dans ce manuscrit

Les caractéristiques présentent la même température critique $\sim 90,25 \, \text{K}$ et des évolutions en température quasi-identiques. La gamme de mesure optimale de ces thermomètres supraconducteurs est très réduite, $2 - 3 \, \text{K}$, mais leurs sensibilités relative et adimensionnelle maximales sont assez élevées, $\alpha \sim 1,7 \, \text{K}^{-1}$ et $A \sim 150$. Les thermomètres ont donc des performances comparables à ceux trouvés dans l'immense littérature consacrée aux films minces $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (cf. Tab 3.3 page 107).

3.2.3 Polarisation par modulation électrique carrée

3.2.3.1 l'oscillateur

Le signal de synchronisation est obtenu à partir d'un signal d'horloge à la fréquence $2f_{mod}$ généré par le circuit intégré 4060. La tension de sortie est envoyée sur la bascule D (4013) qui divise par deux la fréquence du signal et génère deux signaux en opposition de phase notés $\overline{f_{mod}}$ et f_{mod} .

3.2.3.2 la tension de référence et la mise en forme

Le circuit intégré AD588 délivrant la tension de référence haute exactitude a été choisi car il possède plusieurs caractéristiques intéressantes :

- un faible niveau de bruit, typiquement $6 \mu V_{pp}$ pour la gamme de fréquence $[0, 1 \text{ Hz} ; 10 \text{ Hz}]$
- une faible dérive en température 2 ppm K^{-1}
- une grande stabilité thermique $15 \text{ ppm}/1000 \text{ heures}$
- une faible erreur sur la tension délivrée $\pm 3 \text{ mV}$

Il a été configuré pour délivrer une tension de référence $\pm 5 \text{ V}$, notée $\pm V_{ref}$. Cette tension de référence est envoyée sur un circuit ADG433, comprenant quatre commutateurs analogiques. Ce circuit est déclenché par f_{mod} et délivre en sortie un signal carré, centré sur zéro, et d'amplitude $\pm V_{ref}$. Un amplificateur opérationnel OP27 en suiveur termine cette mise en forme. On rappelle ici que la modulation carrée permet de dissiper une puissance électrique constante dans le thermomètre : il n'y aura donc pas d'oscillation de température (cf. section 3.1.4 page 90). La seule limitation sera liée aux phénomènes d'autoéchauffement pouvant modifier la température du système (offset de température).

Si on utilise un thermomètre de 100Ω polarisé par un courant de 1 mA , la puissance électrique dissipée P_{el} sera de l'ordre de $0,1 \text{ mW}$. Il faut donc avoir une forte conductance thermique, pour ne pas perturber la mesure. Si la conductance thermique entre le thermomètre et le substrat est de $0,1 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1}$, il y aura un offset de température de 1 mK .

Le système de mesures ne permet donc pas de faire de la thermométrie absolue. Il est uniquement dédié aux mesures relatives de température.

3.2.4 L'étage de préamplification - tension d'opposition

Cet étage est le plus délicat à réaliser, il faut donc bien choisir son circuit pour réaliser la préamplification (cf. section 3.1.6.5 page 103).

Comme indiqué sur la figure 3.26, le signal de polarisation est appliqué à deux ponts diviseurs, l'un incluant le thermomètre et l'autre une résistance de référence R_f à faible dérive en température $\leq \pm 50 \text{ ppm K}^{-1}$ (cf. section 3.1.5.6 page 99). Ainsi, la tension d'opposition est appliquée dès l'entrée de l'étage de préamplification facilitant la manipulation de faibles tensions (cf. section 3.1.4.4 page 92).

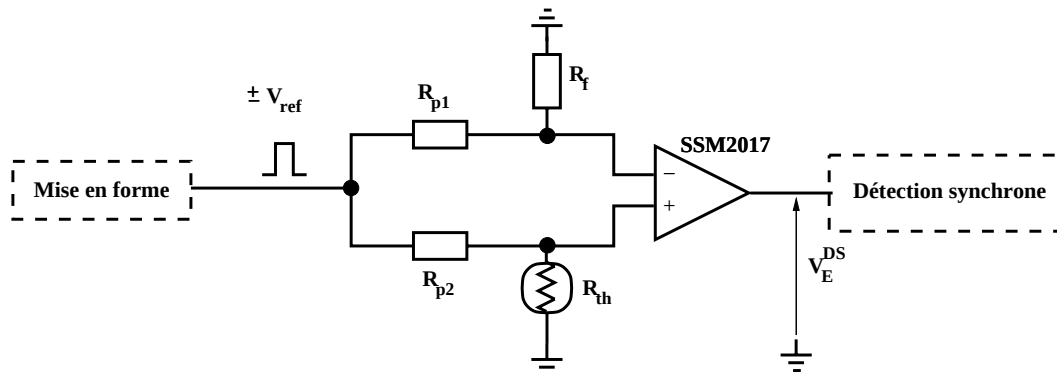


FIG. 3.26 – Schéma de l'étage de préamplification

Afin d'obtenir une source de courant, l'impédance des résistances de polarisation R_{p1} et R_{p2} est très largement supérieure à R_{th} . Les résistances R_{p1} et R_{p2} ont été fixées à 6,2 k Ω pour obtenir un courant d'environ 1 mA parcourant le thermomètre et la résistance de référence. Un amplificateur d'instrumentation SSM2017 est alors utilisé avec une résistance R_{G1} pour fixer le gain en tension A_1 . Les spécifications de ce circuit ont d'excellentes performances en termes de bruit et en particulier à la fréquence de modulation f_{mod} (à 1 kHz, $e_{na} \sim 1 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, $i_{na} \sim 2 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour $A_1 = 1000$), *i.e.* $T_n = 72,5 \text{ K}$ et $Z_{opt} = 500 \Omega$. Ces caractéristiques électriques sont aussi satisfaisantes : $Z_e = 1 \text{ M}\Omega$ et un produit gain $\times$ bande passante de 100 MHz.

3.2.5 La détection synchrone

Le montage de la détection synchrone analogique est réalisé autour d'un amplificateur d'instrumentation AD620 (cf. Fig. 3.27). Le choix s'est porté sur cet amplificateur en raison de ses très faibles fluctuations propres aux basses fréquences ($0,28 \mu\text{V}_{pp}$) pour la gamme de fréquence $[0,1 \text{ Hz}; 10 \text{ Hz}]$, de sa bonne stabilité en température ($< 0,6 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$), de son offset réglable et de ses entrées hautes impédances ($Z_e = 10 \text{ G}\Omega$). Notons également, les 'bonnes' caractéristiques en bruit obtenues à 1 kHz : $9 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ et $100 \text{ fA} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ (*i.e.* $T_n \sim 32600 \text{ K}$ et $Z_{opt} = 90 \text{ k}\Omega$).

La détection synchrone a deux rôles : le hachage en 'tout ou rien' et le filtrage du signal par un réseau RC (résistance électrique R_{DS} et capacité électrique C_{DS}).

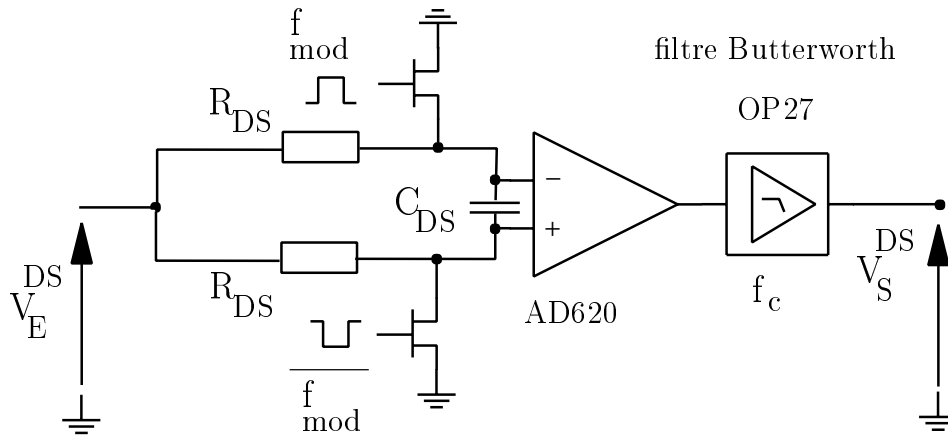


FIG. 3.27 – Schéma de la détection synchrone mise en œuvre

Le hachage est réalisé à l'aide des transistors JFET (2N5460). Les transistors appliquent la tension V_E^{DS} tantôt sur l'entrée inverseuse, tantôt sur l'entrée non-inverseuse de l'AD620. Le filtrage du signal permet de régler la bande passante du montage : $\Delta f = (2\pi R_{DS} C_{DS})^{-1}$. Dans cette bande de fréquence, seul le bruit approximativement en phase avec le signal contribue au bruit du signal de sortie. En particulier, le bruit en quadrature est éliminé. Le gain A_2 de l'amplificateur est fixé à l'aide de la résistance de gain R_{G2} .

L'objectif du filtrage RC étant de garder la partie continue, la constante de temps τ_{DS} sera de l'ordre de la seconde. Le pôle du porte-échantillon devant être toujours le pôle dominant, il faut que la constante de temps du porte-échantillon τ_{pe} soit supérieure à τ_{DS} . Pour les mesures de température et de régulation de température, la résistance électrique R_{DS} et la capacité électrique C_{DS} seront choisies de manière à avoir une bande passante d'environ 1 Hz ($R_{DS} = 100 \text{ k}\Omega$, $C_{DS} = 3,3 \mu\text{F}$).

Un réglage d'offset est possible sur l'amplificateur différentiel AD620. Son utilisation, à partir de l'alimentation positive, permet d'étendre la plage de mesure du système, limitée par la tension de saturation des amplificateurs.

Une dernière remise en forme du signal à l'aide d'un filtre de Butterworth du 2nd ordre permet un filtrage optimum du signal. Un amplificateur opérationnel TL081 a été utilisé pour réaliser cette structure. Rappelons ici à titre indicatif ces spécifications en termes de bruit : à 1 kHz, $e_{na} \sim 25 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, $i_{na} \sim 0,01 \text{ pA} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ (i.e. $T_n = 9 \text{ K}$, $Z_{opt} = 2,5 \text{ M}\Omega$), car les caractéristiques électriques sont les plus importantes pour cet étage de sortie (cf. section 3.1.6.5 page 103). Notons qu'il présente une impédance d'entrée élevée ($Z_e = 10^{12} \Omega$), un produit gain $\times$ bande passante de 4 MHz, un *slew rate* de $13 \text{ V} \cdot \mu\text{s}^{-1}$, et une faible dérive thermique $0,2 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$.

3.2.6 Le système de mesure complet

Le système de mesure complet est composé de trois moniteurs de température indépendants et d'un système d'acquisition.

Un **moniteur de température** est constitué d'un système de lecture électronique avec un thermomètre résistif. La tension de sortie de ce moniteur est alors lue avec soit un multimètre de précision (HP34401A - 6^{1/2} digits ou PM2534 - 5^{1/2} digits), soit un oscilloscope (Tektronics TDS3014 - 100 MHz, par exemple), soit un analyseur de spectre HP3562A.

Pour les longs temps de mesure, l'utilisation d'un oscilloscope n'est pas possible. La réalisation d'un système d'acquisition de données 'maison' a donc été nécessaire. Celui-ci comprend un ordinateur portable⁸ muni d'une carte PCMCIA. Un programme écrit en python permet de piloter, simultanément ou non, divers instruments de mesure, via les ports HPIB de ces appareils. Le déclenchement est réalisé avec un générateur de fréquence Hameg 8030-S. Pour obtenir la meilleure résolution des multimètres, il faut intégrer sur de nombreux cycles de tension secteur⁹. A titre d'exemple, le multimètre HP34401A requiert environ 2 secondes pour avoir une résolution à 6^{1/2} sur la tension ou la résistance mesurée (courant de polarisation de 1 mA pour la gamme 100 Ω). Notons qu'il y a néanmoins un inconvénient à ce système d'acquisition. Il y a un temps non négligeable pour rapatrier par câble HPIB les données. Les données finales seront donc espacées d'environ 4,15 s.

Les trois cartes électroniques sont insérées dans un rack métallique complètement calfeutré par des mousses. Ce système permet de limiter l'influence des variations de température de l'environnement sur les mesures (cf. section 3.4.2 page 116).

3.3 Le modèle $e_n - i_n$ du montage réalisé

A l'aide du modèle $e_n - i_n$ présenté dans la section 3.1.6.1, page 101, analysons à présent le système de lecture électronique.

3.3.1 Performances en termes de niveau de bruit de tension

Le schéma 3.28 représente les sources de bruit identifiées de l'électronique : les sources de bruit liées aux ponts diviseurs $e_{n_{pont}}$ ($R_p - R_f$) et ($R_p - R_{th}$), les sources de bruit du préamplificateur ($e_{na} - i_{na}$) et la source liée aux fluctuations de la tension de référence.

L'impédance équivalente au pont diviseur résistif est proche de l'impédance du thermomètre résistif. Pour $R_p = 6,2 \text{ k}\Omega$ et $R_{th} = 100 \Omega$, l'impédance équivalente R_{pont} est de $98,4 \Omega$: il s'agit de l'impédance de source pour chaque entrée de l'amplificateur différentiel.

⁸fonctionnant sous Linux

⁹ou PLC : *Power Lines Cycles*

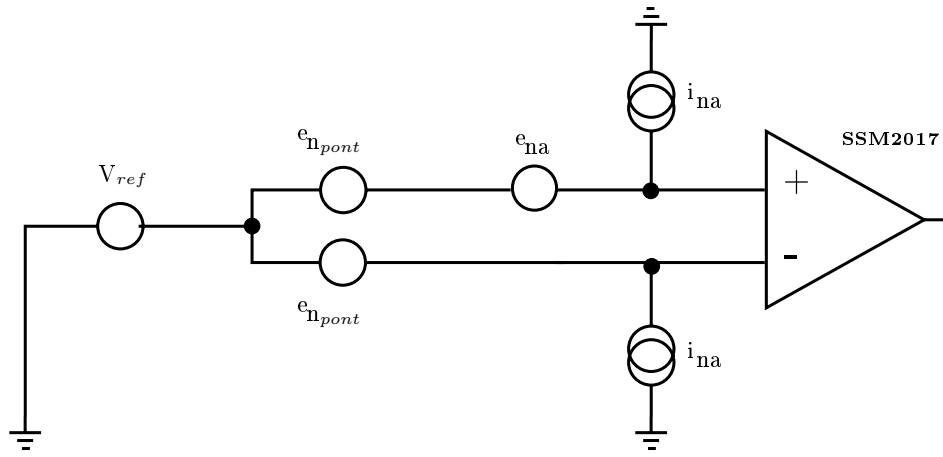


FIG. 3.28 – Les principales sources de bruit du système de lecture : les sources de bruit liées aux ponts diviseurs $e_{n_{pont}}$ (R_p - R_f) et (R_p - R_{th}), les sources de bruit du préamplificateur (e_{na} - i_{na}) et la source liée aux fluctuations de la tension de référence

Si le thermomètre et la résistance de polarisation sont à la même température, $T_{th} = T_p$, le bruit de Johnson (cf. section 2.6.4.4 page 75) généré par le pont diviseur à 300 K est égal à $1,3 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Etant donnée la symétrie du montage, les deux ponts diviseurs génèrent le même niveau de bruit. Le bruit total lié aux deux impédances de sources est donc donné par $2(4k_B T_{th} R_{pont})$. En supposant que les sources de bruit de l'amplificateur sont indépendantes (*i.e.* coefficient de corrélation $\mathcal{C} \sim 0$), le bruit blanc total (cf. Eq. 3.22 page 101) est donné par :

$$\overline{e_{n,Tot}^2} = 2(4k_B T_{th} R_{pont}) + \overline{e_{na}^2} + R_{pont}^2 \overline{i_{na}^2} \quad (3.34)$$

Dans le cas où les éléments du pont diviseur sont à des températures différentes (cas des thermomètres cryogéniques et en particulier du thermomètre YBCO utilisé), à l'aide de l'équation 3.2, cette relation est plus complexe (cf. Tab 3.5).

	$T_{th} = 300 \text{ K}$	$T_{th} = 90 \text{ K}$
$T_p = 300 \text{ K}$	$1,3 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$	$0,7 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$
$T_p = 90 \text{ K}$	$1,3 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$	$0,7 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$

TAB. 3.5 – Niveaux de bruit des ponts résistifs $e_{n_{pont}}$ pour différentes configurations

Estimons le bruit total à 1 kHz, la fréquence de travail. Le tableau 3.6 indique les niveaux de bruit ramenés en entrée du montage réalisé pour différentes valeurs T_p .

	$T_{th} = 300 \text{ K}$	$T_{th} = 90 \text{ K}$
$T_p = 300 \text{ K}$	$2,1 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$	$1,4 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$
$T_p = 90 \text{ K}$	$1,6 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$	$1,2 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$

TAB. 3.6 – Niveaux de bruit ramenés en entrée $e_{n,Tot}$ (à 1 kHz) du montage réalisé pour différentes valeurs T_p

La source de bruit en tension liée à la résistance $R_{DS} = 100 \text{ k}\Omega$ à 300 K est égale à $40,7 \text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. En négligeant les sources de bruit liées au transistor FET de hachage, le bruit total est alors complètement dominé par le bruit du préamplificateur et le bruit de la source $\overline{e_{n,Tot}^2}$. On a, en effet, :

$$\overline{e_{n,Tot}^2} \times A_1^2 + 2 \cdot (1200k_B R_{DS}) + \left[(9 \times 10^{-9})^2 + (10^{-10} \times R_{DS})^2 \right] \sim \overline{e_{n,Tot}^2} \times A_1^2 \quad (3.35)$$

Dans cette équation, les termes compris dans la parenthèse correspondent aux termes de bruit de l'amplificateur de la détection synchrone associée à son impédance de source (estimée être R_{DS}). Cette analyse est en accord avec la section 3.1.6.5, page 103.

Examinons maintenant l'influence des fluctuations de la tension de référence. Dans la gamme $[0, 1 \text{ Hz} ; 10 \text{ Hz}]$, le circuit intégré AD588 a un niveau de bruit typique de $6 \text{ }\mu\text{V}_{pp}$. Après le pont diviseur résistif, les fluctuations sont de l'ordre de 95 nV_{pp} . Dans l'hypothèse que ce bruit est gaussien, on peut alors estimer la densité spectrale de bruit. Pour avoir une confiance de 98 %, il faut prendre un facteur d'élargissement $k_U = 3,5$ (cf. section 1.3.4 page 12). Finalement, on obtient une estimation de la densité spectrale de $(95 \times 10^{-9}) / (7 \times \sqrt{\frac{\pi}{2} \times 10})$, *i.e.* $3,4 \text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Ces fluctuations ne sont pas gênantes car elles sont vues par les deux entrées de l'amplificateur d'instrumentation : le taux de réjection de l'AD620, pour un gain différentiel de 1000, est en effet de 100 dB. Elles sont donc parfaitement rejetées si les résistances R_{th} et R_f restent voisines.

3.3.2 Performances en termes de résolution de température

Finalement pour comparer les performances de notre système de lecture électronique, estimons la résolution en température accessible avec les thermomètres IPRT et YBCO (cf. Eq. 3.6 page 93). La configuration actuelle de ce dispositif est telle que les résistances de polarisation sont situées à température ambiante. Le tableau 3.7 montre les sensibilités de mesure ainsi que les résolutions en température attendues pour ces thermomètres (avec $R_p = 6,2 \text{ k}\Omega$, *i.e.* un courant de $0,83 \text{ mA}$).

	IPRT	YBCO
sensibilité de mesure $[\text{V}\cdot\text{K}^{-1}]$	$\sim 320 \times 10^{-6}$	$\sim 41,5 \times 10^{-3}$
$NET_J(f) [\text{K}\cdot\text{Hz}^{-1/2}]$	$\sim 6,6 \times 10^{-6}$	$\sim 17 \times 10^{-9}$

TAB. 3.7 – [Sensibilités et résolution en température attendues pour des thermomètres IPRT ou YBCO idéaux (sans bruit excédentaire) pour un courant de $0,83 \text{ mA}$ sont situées à température ambiante alors que la résistance de référence est à la température T_{th} . Sensibilités et résolutions en température attendues pour des thermomètres IPRT ou YBCO idéaux (sans bruit excédentaire) pour la configuration suivante : les résistances de polarisation $R_p = 6,2 \text{ k}\Omega$ (*i.e.* un courant de $0,83 \text{ mA}$) sont situées à température ambiante alors que la résistance de référence est à la température T_{th} .

Avec une bande passante de 1 Hz , on remarque qu'avec un thermomètre IPRT peu sensible, on s'attend à une résolution efficace en température d'environ $8 \text{ }\mu\text{K}$. Si à présent, on utilise un thermomètre YBCO très sensible en température et fonctionnant à 90 K , on obtient une résolution efficace en température de $\sim 21 \text{ nK}$. Cette valeur encourage donc le développement de ce type de moniteur !!!

Tableau 1 – Indice de bruit des résistances fabriquées par diverses technologies	
[IB] _{dB}	50 -40 -30 -20 -10 0 10
Composants discrets :	
carbone aggloméré	
couche carbone	
film métallique	
bobinée	
Circuits intégrés :	
film épais : { cermet ...	
{ métal	
film mince	

TAB. 3.8 – Tableau d'indice de bruit pour différentes technologie de résistances [Savelli et al., 1985]

3.4 Caractérisation du système de lecture

Le système de lecture électronique présenté dans la section précédente a été caractérisé en terme de bruit et en terme de dérive thermique. **Dans toute la suite, et sauf cas contraire, le système électronique sera configuré de manière à avoir une fréquence de modulation de 1 kHz et un courant de polarisation de 0,83 mA (pour une résistance de 100 Ω et $R_{p1} = R_{p2} = 6,2 \text{ k}\Omega$).**

3.4.1 Mesures de bruit du système de lecture

Le bruit de l'électronique est obtenu en remplaçant le thermomètre résistif par une seconde résistance de référence ($\ll 50 \text{ ppm}\cdot\text{K}^{-1}$) de même valeur. Ainsi, le système de mesure est caractérisé dans les mêmes conditions de mesures sans toutefois avoir une sensibilité en température. Des résistances métalliques ont été choisies pour jouer le rôle de résistances de référence car elles sont 'peu' bruyantes (cf. section 2.6.4.4 page 75).

Le bruit excédentaire d'une résistance est en effet caractérisé par son index de bruit IB (ou NI pour *Noise Index*) exprimé en $\mu\text{V}\cdot\text{V}^{-1}$. Ce paramètre est le rapport entre le bruit excédentaire large bande dont la valeur efficace par décade est constante et, la tension à ses bornes. Après simplification, on obtient la relation suivante :

$$IB = \text{constante} \times \sqrt{\ln(10)} \quad (3.36)$$

La constante est indépendante de la fréquence mais dépend de la technologie de la résistance : matériau massif, résistance agglomérée, résistance à couches... (cf. Tab. 3.8).

Le système électronique présente une composante en ' $1/f^n$ ' en très basses fréquences [10^{-4} Hz ; 10^{-1} Hz] (cf. Fig. 3.29 page suivante). La fréquence de recouvrement est proche du hertz, et la valeur du bruit blanc est en accord avec les valeurs théoriques ($\sim 2 \text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$). La densité spectrale de bruit en tension est de l'ordre de $1,8/\sqrt{f} - 3,2/\sqrt{f} \text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. La différence entre cette mesure et l'étude théorique est sans doute liée à la dérive thermique de l'électronique et en plus faible proportion liée au bruit excédentaire des résistances métalliques.

Pour un thermomètre IPRT idéal (*i.e.* sans bruit excédentaire), la résolution en température $NET(f)$ du moniteur de température sera comprise entre $6/\sqrt{f}$ et $10/\sqrt{f} \mu\text{K}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$, définie par $NET_{elec}(f)$. La valeur efficace (pour une fréquence de coupure de 1 Hz) associée sera d'environ $16 - 30 \mu\text{K}$, *i.e.* deux à trois fois supérieure à la valeur théorique attendue dans la zone de bruit blanc.

Si un thermomètre YBCO idéal est utilisé, la valeur efficace (pour une même fréquence de coupure de 1 Hz) sera de l'ordre de 50 à 100 nK.

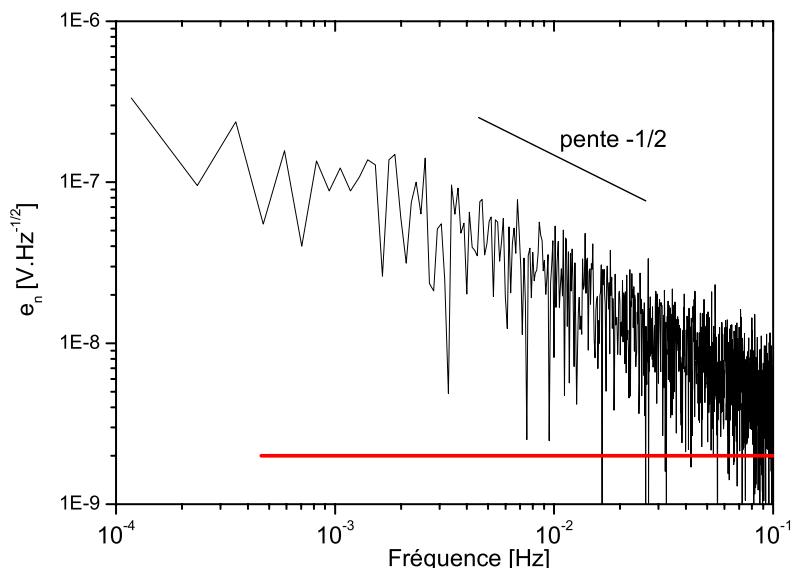


FIG. 3.29 – Bruit mesuré du système de lecture électronique : le bruit mesuré présente une dépendance en $1/f$ supérieure au bruit blanc théorique (ligne horizontale)

3.4.2 Dérive thermique du système de lecture

Afin d'examiner l'hypothèse présentée dans le paragraphe précédent, une étude de l'effet de la variation de la température du système de lecture électronique sur la tension de sortie de celle-ci a été réalisée. Le gain de l'étage de préamplification est probablement le paramètre le plus critique car celui-ci est fixé par une résistance R_{G1} de faible valeur. La mesure de la température est réalisée avec un collage, par laque argent, d'un thermomètre IPRT sur le plan de masse de la carte électronique.

Des variations de températures sont ensuite provoquées par deux moyens distincts : chauffage par un sèche cheveux dans l'enceinte (calfeutrée par des mousses) contenant les cartes électroniques puis refroidissement par ajout d'une plaque métallique massive froide (voire congelée!) sur le rack. La figure 3.30 montre un exemple de variation de la tension de sortie du système de lecture en fonction de la variation de température du plan de masse.

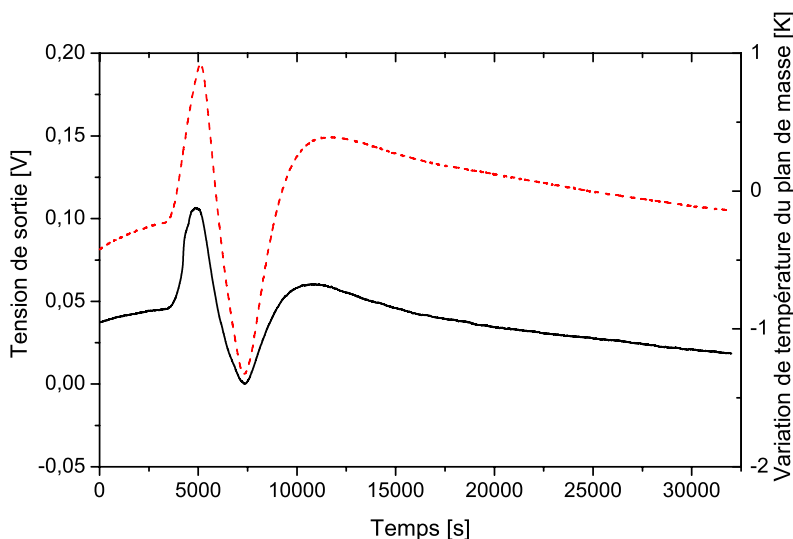


FIG. 3.30 – Evolution de la tension de sortie du système de lecture (trait plein) en fonction de la variation de température du plan de masse (en pointillés)

Une analyse fine de ce coefficient thermique a été réalisée pour des variations lentes de température pour homogénéiser la température de l'enceinte calfeutrée. Les coefficients de température des trois cartes électroniques sont : $+15,1 \pm 3,6 \times 10^{-4}$, $+5 \pm 2 \times 10^{-4}$ et $-7,9 \pm 1,4 \times 10^{-4} \text{ V}\cdot\text{K}^{-1}$. Ces valeurs sont le résultat de plusieurs mesures à différents moments de la journée. Ces coefficients sont en accord avec les dérives de tension mesurées. La dérive lente de température lors d'une utilisation normale, *i.e.* sans perturbation volontaire de la température de l'électronique, est en effet de l'ordre de $40 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$. Il faut donc éliminer ou compenser ce terme parasite de dérive pour les longs temps de mesures. On pourra par exemple utiliser la méthodologie proposée dans l'article de Heuberger *et al.* pour réguler une enceinte thermostatique à température ambiante [Heuberger et al., 2001].

3.5 Le porte-échantillon

Comme nous l'avons déjà évoqué, **l'essentiel du travail réalisé porte sur le contrôle très fin de la température d'un porte-échantillon**. Le design de tout système de contrôle de température doit prendre en compte de nombreux paramètres. Notre étude s'est limitée aux petits systèmes macroscopiques dont le volume effectif utile est au maximum de quelques cm^3 . Les systèmes de dimensions plus réduites (microbolomètres ou réseaux de microbolomètres) sont également concernés [Guillet et al., 2003b].

3.5.1 Méthode de design d'un porte-échantillon

Le synoptique de la figure 3.31 représente la configuration générale d'un porte-échantillon couplé à un puits thermique. Le système étudié, de capacité calorifique $C_{sys} [\text{J}\cdot\text{K}^{-1}]$, est couplé thermiquement au porte-échantillon via la conductance thermique $G_{sys-pe} [\text{W}\cdot\text{K}^{-1}]$. Ce dernier est couplé au bain thermique par la conductance thermique $G_{pe-T} [\text{W}\cdot\text{K}^{-1}]$. Afin d'atteindre la température de consigne du porte-échantillon, il faut alors dissiper une certaine puissance de chauffage P_{ch} dans la résistance de chauffage R_{ch} .

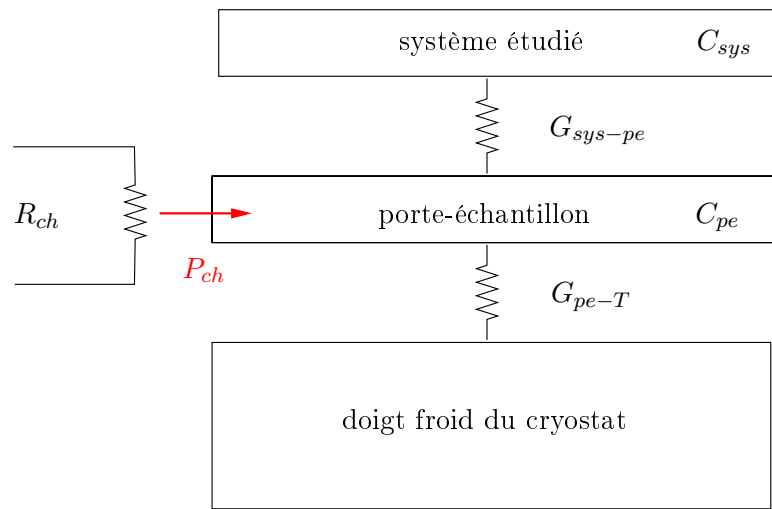


FIG. 3.31 – Représentation schématique du couplage entre le système étudié, un porte-échantillon et un puits thermique

Les porte-échantillons sont généralement constitués de pièces de cuivre ou de saphir (en raison de leur forte conductivité thermique) couplées au doigt froid des cryostats. La liste des principaux paramètres est reportée dans le tableau 3.10. Les valeurs numériques présentées sont celles de notre système et seront explicitées dans les prochaines sections. La plupart de ces paramètres sont étroitement couplés entre eux et doivent être étudiés avant de commencer tout design de porte-échantillon.

paramètres	symbole	valeur
constante de temps de réponse du porte-échantillon	τ_{pe}	100 s
conductance thermique entre le porte-échantillon et le thermostat	G_{pe-T}	77 mW · K ⁻¹
le retard entre la puissance dissipée et l'élévation de température	τ_d	0,4 s
résistance de chauffage n°1	R_{ch1}	30 Ω
résistance de chauffage n°2	R_{ch2}	30 Ω

TAB. 3.10 – Paramètres thermiques du porte-échantillon prévu pour fonctionner à basse température (~ 77 K)

Le synopsis indiqué sur la figure 3.32 donne la démarche utilisée pour concevoir le porte-échantillon.

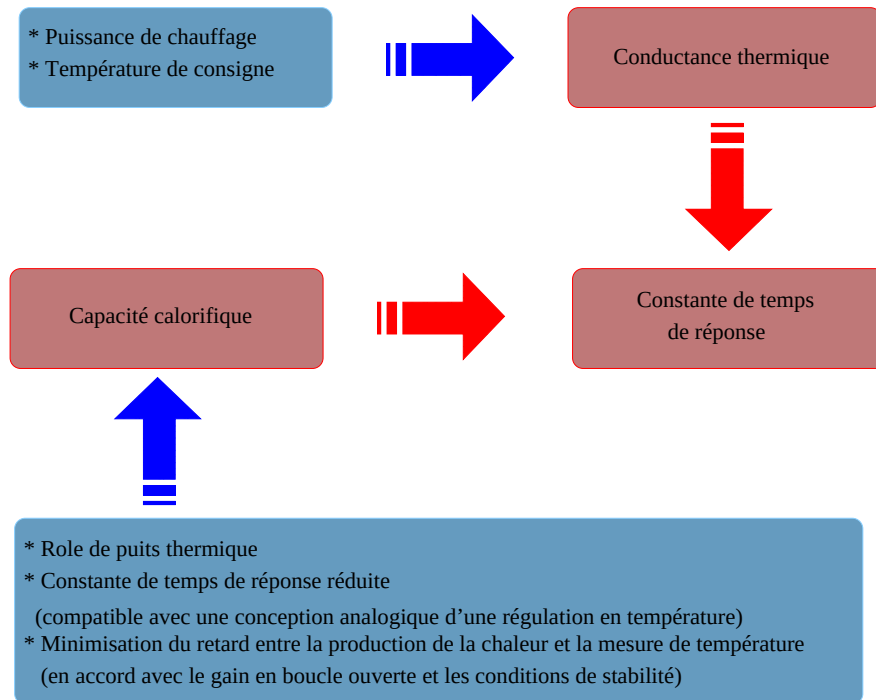


FIG. 3.32 – Démarche suivie pour la conception du porte-échantillon

La puissance de chauffage P_{ch} doit être compatible avec la puissance pouvant être évacuée par le système. La tension appliquée à la résistance de chauffage R_{ch} limite aussi la puissance de chauffage. Les valeurs typiques des résistances de chauffage étant de l'ordre de 10 à 50 Ω , la puissance de chauffage peut atteindre quelques dizaines de watts. Cette limitation est en accord avec une mesure faible bruit qui nécessite en effet que le courant délivré par le système de régulation ne dépasse pas quelques ampères (électronique standard).

A partir de cette puissance de chauffage maximale et l'écart maximum de température désiré ΔT_{max} , la conductance thermique G_{pe-T} peut être déterminée. La capacité thermique C_{pe} et la constante de temps de réponse τ_{pe} sont alors évaluable. Avant d'aller plus loin dans notre analyse, il faut noter que les variations en fonction de la température des paramètres caractérisant le porte-échantillon n'ont pas été prises en compte.

La masse du porte-échantillon doit être beaucoup plus importante que celle du système (le radiomètre dans notre cas) devant être étudié, afin d'agir comme un puits thermique. Le point critique du design est de limiter les fluctuations de température autour de la température de fonctionnement fixée par le système de régulation. La qualité de la réjection des fluctuations est liée au retard quasi-inhérent τ_d entre la production de chaleur dans la résistance de chauffage et la mesure de la température par le système.

En automatique, il est bien connu que plus le gain en boucle ouverte est important, plus la réjection des perturbations sera améliorée (critère de Nyquist). Pour un système du premier ordre, le gain devient fini dès qu'un retard existe et le gain maximum est lié à la différence entre la constante de temps de réponse et ce retard. Par ailleurs, la constante de temps de réponse ne peut être indéfiniment grande et le retard doit être minimisé à l'aide d'un design approprié (le thermomètre et le chauffage doivent être le plus près possibles). Les retards purs sont en général associés aux phénomènes de propagation, ici la diffusion de la chaleur.

Afin de minimiser le retard τ_d , un effort a été fait pour optimiser la distribution de la production de la chaleur juste sous la partie utile du porte-échantillon. En effet, le retard τ_d est proportionnel au rapport $\frac{d^2}{D}$, avec d la distance entre la partie utile du porte-échantillon et la production de la chaleur. Cependant, d ne peut pas être arbitrairement faible. Il faut en effet que le porte-échantillon soit assez rigide pour éviter tout problème de résonance et d'instabilité mécanique.

3.5.2 Le porte-échantillon réalisé pour les basses températures

Après ces généralités sur la conception d'un porte-échantillon, les caractéristiques du porte-échantillon prévu pour travailler à des températures proches de l'azote liquide (~ 77 K) sont à présent décrites (cf. Fig. 3.33).

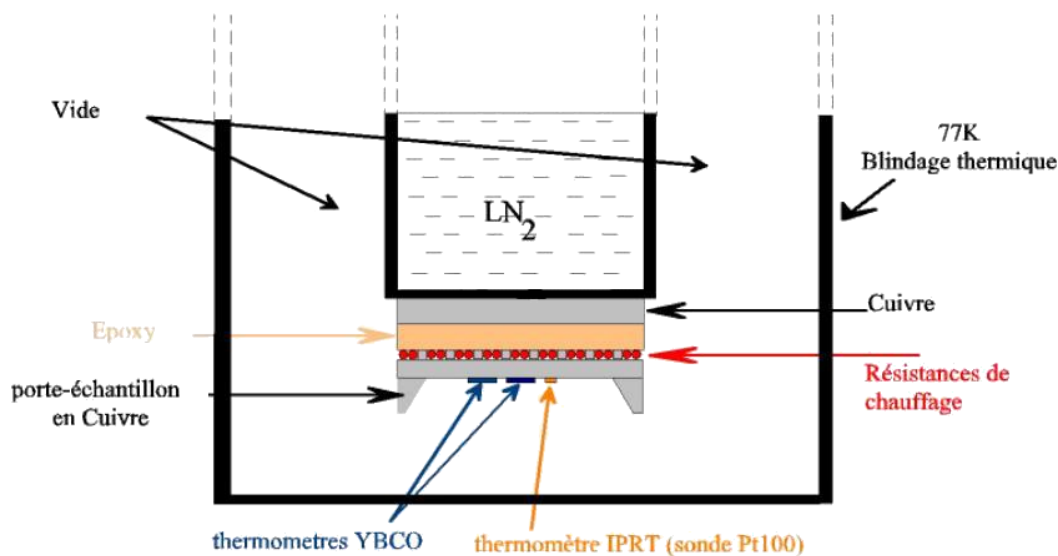


FIG. 3.33 – Porte-échantillon réalisé pour les basses températures

Le porte-échantillon est en cuivre et offre une partie utile d'environ 3 cm de diamètre. Il comporte un anneau en epoxy permettant des connexions électriques entre le système sous test et l'électronique de mesure. Le cuivre présente un grand coefficient de diffusion D dans cette gamme de température.

Pour optimiser les performances du porte-échantillon, deux résistances de chauffage R_{ch1} et R_{ch2} en constantan ont été insérées et entrelassées dans des gorges en forme de spirale usinées dans le cuivre. Le retard entre la production de chaleur dans ces résistances et l'élévation de température à la surface du porte-échantillon est alors minimisé. La première résistance R_{ch1} permet de chauffer le porte-échantillon jusqu'à la température de consigne alors que la seconde R_{ch2} est utilisée pour calibrer le porte-échantillon (en boucle fermée) avec des perturbations calibrées de chaleur. De plus amples détails sont donnés dans la section 4.3.1, page 132.

L'isolation thermique avec le doigt froid en cuivre du cryostat est faite avec un disque en epoxy d'environ 1,27 mm d'épaisseur. Ce disque est inséré et collé entre la partie utile du porte-échantillon et une pièce en cuivre encastrable dans le doigt froid. Le porte-échantillon complet peut être alors fixé sur le doigt froid à l'aide de microvis et de graisse à vide cryogénique à grande conductivité thermique Apiezon N¹⁰.

¹⁰Site internet : <http://www.apiezon.com>

Avant toute utilisation, le système est mis sous vide à l'aide d'un système de pompage complet (pompe primaire associée à une pompe à diffusion). Le vide généralement atteint est de l'ordre de 10^{-3} Pa. Le cryostat comporte en outre un écran thermique à 77 K et deux hublots permettant une étude des systèmes sous excitation lumineuse (mesures bolométriques et radiométriques).

Il faut ajouter que le porte-échantillon devra supporter la zone de détection du radiomètre (cf. chapitre 5). La figure 5.7, page 169, illustre ces propos. Cet accessoire doit avoir une assez courte constante de temps de réponse et par conséquent une faible capacité calorifique. La masse du porte-échantillon est d'environ 20 g, ce qui est suffisant pour lui permettre d'agir comme un puits thermique vis-à-vis du radiomètre (la masse de la partie absorbante du radiomètre sera de 20 mg - cf. section 5.4.1 page 168).

3.6 La mise en place d'un contrôleur analogique PID

Le schéma classique d'une régulation de température est présenté sur la figure 3.34. Son principe utilise la technique de la contre réaction évoquée dans le chapitre précédent (cf. section 2.7.1 page 78). Un thermomètre mesure la température, puis cette mesure est comparée à une valeur de consigne. La contre réaction, à l'aide de la puissance Joule dissipée dans la résistance de chauffage R_{ch1} , permet d'égaliser les deux températures ou au moins de réduire l'écart entre la température de consigne (ou tension de consigne) et la valeur mesurée (cf. Fig. 3.35 page suivante).

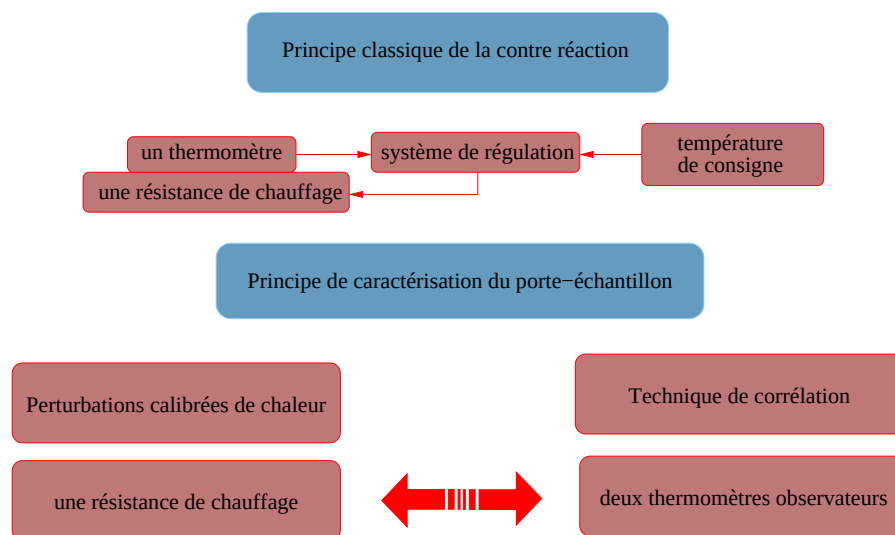


FIG. 3.34 – Schéma classique d'un système de régulation et les deux particularités importantes utilisées dans ce travail pour identifier et caractériser les paramètres du porte-échantillon : un dispositif de chauffage auxiliaire par effet Joule servant à appliquer des perturbations de chaleur connues et des moniteurs de température haute résolution observateurs permettant l'utilisation d'une technique de corrélation

Notre système utilise ce principe de régulation mais ajoute deux particularités importantes détaillées dans le chapitre 4 (cf. section 4.3.1 page 132) :

- un dispositif de chauffage auxiliaire par effet Joule servant à appliquer des **perturbations de chaleur connues**
- des moniteurs de température haute résolution observateurs permettant l'utilisation d'une **technique de corrélation**

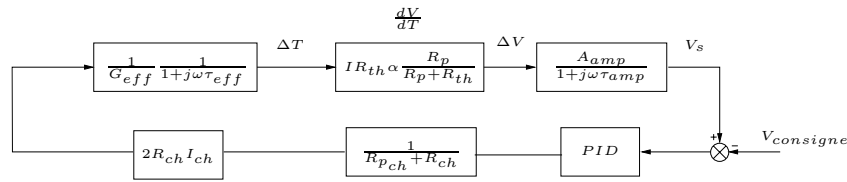


FIG. 3.35 – Schéma bloc utilisé pour la mise en place du contrôleur analogique de température

Pour concevoir un asservissement en température, il faut parfaitement caractériser thermiquement le porte-échantillon. En boucle ouverte, une grande perturbation de puissance de chauffage, d'amplitude connue, par une des résistances de chauffage, est appliquée au système. La mesure de l'élévation de la température permet alors d'estimer un modèle thermique simple. Cette technique permet de déterminer les trois paramètres importants du système thermique. Une conductance thermique G_{pe-T} entre le porte-échantillon et le thermostat est alors déterminée et vaut $77 \text{ mW} \cdot \text{K}^{-1}$. La constante de temps de réponse du porte-échantillon τ_{pe} est également mesurée et est égale à environ 100 s. La construction du porte-échantillon permet de minimiser le retard τ_d entre la production de chaleur électrique et la mesure de la température par le moniteur de température : celui-ci est égale à 0,4 s.

Le système est alors bien décrit par un circuit thermique du premier ordre avec un retard. En utilisant ces valeurs et les caractéristiques du système de lecture électronique de la température, un modèle SPICE¹¹ a permis, grâce à l'analogie entre les principales grandeurs et les lois des systèmes électriques et thermiques, d'établir les paramètres d'un contrôleur analogique PID (Proportionnelle, Intégrale, Dérivée).

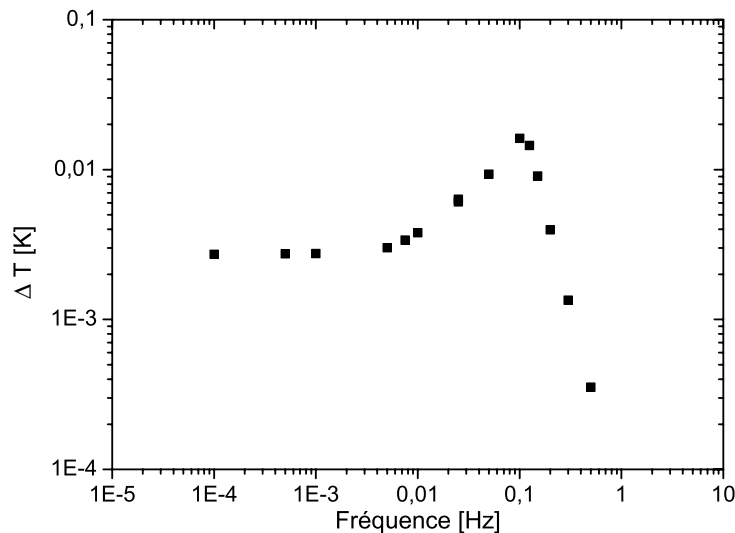


FIG. 3.36 – Amplitude ΔT de l'oscillation de température, pour une température de consigne de 90 K, en fonction de la fréquence de perturbation de chaleur f_{pert} dans la configuration boucle fermée avec une tension sinusoïdale (d'amplitude V_{pert}) appliquée à la résistance de chauffage R_{ch2}

En boucle fermée, le second dispositif de chauffage par effet Joule dans la résistance R_{ch2} permet de perturber thermiquement le système. Il suffit en effet d'appliquer une tension sinusoïdale d'amplitude V_{pert} et de fréquence f_{pert} . La dépendance de l'amplitude de l'élévation de température en fonction de la fréquence f_{pert} de perturbation de chaleur est représentée sur le diagramme de Bode de la figure 3.36, et est en accord avec la simulation SPICE du contrôleur analogique de température PID. Dans cet exemple, l'amplitude de la tension de perturbation est de 2 V provoquant une perturbation de chaleur d'amplitude de 67 mW. En raison du

¹¹Logiciel de simulation électronique

fonctionnement en boucle fermée, l'amplitude de l'oscillation de température est bien sûr inférieure au cas de la boucle ouverte idéale. L'élévation de la température est constante jusqu'à environ 20 mHz conformément aux simulations SPICE. Le taux de réjection en continu est donc d'environ 350 (cf. section 4.3.1 page 132).

La technique de corrélation utilisée, quant à elle, tire profit de la présence de deux moniteurs de température haute résolution qui permettent de parfaitement caractériser le banc de mesures à 90 K et sera décrite plus loin (cf. section 4.3.1 page 132). Ces capteurs sont en effet des observateurs et sont complètement indépendants l'un de l'autre et du moniteur de température utilisé dans le contrôleur analogique PID.

3.7 Conclusions sur la mise en œuvre de l'électronique et ouverture vers le sujet de thèse

Une synthèse générale des systèmes de lecture généralement utilisés en thermométrie résistive a permis de présenter par la suite le système électronique faible bruit développé au cours de cette thèse. Il utilise une modulation du courant de polarisation et une structure en demi-pont. Ce système de lecture «universel» est basé sur la mesure de faibles variations de résistance de faible valeur. Il a été ensuite caractérisé en terme de bruit de tension. Un porte-échantillon a alors été mis en œuvre pour les basses températures (90 K). Associé avec un système de contrôle de température analogique de type PID, ses performances répondent au cahier des charges d'un radiomètre à substitution électrique cryogénique (cf. chapitre 5). Les potentialités de cette instrumentation permettent une régulation de température à très haute résolution (cf. section 4.3 page 132). Des mesures de bruit excédentaire du thermomètre utilisé pour les basses températures seront également présentées dans le prochain chapitre.

Chapitre 4

Mesures de température et de bruit

Ce chapitre est consacré aux mesures de température et aux mesures de bruit obtenues avec le système de lecture électronique présenté dans la section 3.2. Dans le précédent chapitre, la partie «purement» électronique a été présentée et caractérisée. Des mesures préliminaires réalisées à 300 K démontrent les potentialités de ce moniteur de température (cf. section 4.2 page 125). Ensuite, ce moniteur de température est associé à un banc de mesures à basse température (cf. section 4.3 page 132). L'utilisation du porte-échantillon (cf. section 3.5.2 page 119) et de la technique de corrélation (cf. section 3.6 page 120) ont permis de parfaitement calibrer et d'étudier les mesures de températures à 90 K. L'analyse de ces résultats montrent que la mesure de la température est dominée par le bruit excédentaire du film supraconducteur utilisé : le thermomètre $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Le bruit en $1/f$ de ce thermomètre dans la zone de transition normal - supraconducteur indique que des mesures de température voisines, voire inférieures, à 10^{-7} K peuvent être obtenues (cf. section 4.5.4 page 149). La section 4.6 conclura cette partie centrale de cette thèse.

4.1 Calcul du NET pour un thermomètre résistif

Il semble intéressant de trouver une formule qui permette de comparer les thermomètres quelque soit la température, la puissance électrique et la géométrie. . .

Soit un thermomètre résistif de résistance R_{th} fonctionnant à la température T_{th} .

La résolution en température NET (cf Eq. 3.6) peut être réécrite sous la forme suivante en prenant en compte seulement les bruits intrinsèques du matériau (*i.e.* le bruit excédentaire et le bruit thermique)¹ :

$$NET(f) = T_{th} \frac{\sqrt{S_V^{1/f}(f) + 4k_B T_{th} R_{th}}}{A\sqrt{P_{el}}\sqrt{R_{th}}} \quad (4.1)$$

Si on suppose que le bruit excédentaire peut s'écrire sous la forme de relation empirique de Hooge (*i.e.* si le bruit excédentaire est géométriquement dépendant - pas d'existence de fluctuateurs locaux), on peut alors reformuler le NET en fonction des paramètres caractéristiques du matériau tels que sa résistivité électrique ρ et ses dimensions (l longueur et section s) et de la densité de courant de polarisation j . On peut donc tout d'abord réécrire la résistance et le courant de polarisation I_p par :

$$R_{th} = \frac{\rho l}{s} \quad (4.2)$$

$$I_p = js \quad (4.3)$$

¹On se place en effet généralement dans des conditions telles que le bruit de la chaîne de mesures est négligeable

Le bruit excédentaire en tension $S_V^{1/f}(f)$ s'écrit alors sous la forme :

$$S_V^{1/f}(f) = \frac{\alpha_H^{app} V^2}{n_p \Omega f} \quad (4.4)$$

$$S_V^{1/f}(f) = \frac{\alpha_H^{app} P_{el} R_{th}}{n_p \Omega f} \quad (4.5)$$

La fréquence de recouvrement f_{rec} (cf. section 2.6.4.5 page 76) correspond à la fréquence à laquelle l'amplitude du bruit en $1/f$ en tension $S_V^{1/f}(f)$ devient égale à l'amplitude du bruit thermique. Elle permet de comparer deux régimes de bruit.

Dans le cas où le bruit excédentaire domine (*i.e.* $f \ll f_{rec}$), on obtient :

$$NET(f) = T_{th} \frac{1}{\sqrt{f}} \sqrt{\frac{\alpha_H^{app}}{n_p}} \frac{1}{A} \frac{1}{\sqrt{l_s}} \quad (4.6)$$

Dans le cas où le bruit thermique domine (*i.e.* $f \gg f_{rec}$), on a :

$$NET(f) = T_{th}^{3/2} \sqrt{4k_B} \frac{1}{\sqrt{\rho}} \frac{1}{A} \frac{1}{\sqrt{l_s}} \frac{1}{j} \quad (4.7)$$

Les deux équations ont la même dépendance en volume $\propto \frac{1}{\sqrt{l_s}}$. En réalité, il faut prendre en compte la dépendance de la sensibilité adimensionnelle en température A en fonction de ρ et de T_{th} .

$$A = \frac{T_{th}}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (4.8)$$

Si $f \ll f_{rec}$, on a alors :

$$NET(f) = \frac{1}{\sqrt{f}} \sqrt{\frac{\alpha_H^{app}}{n_p}} \frac{\rho}{\frac{d\rho}{dT}} \frac{1}{\sqrt{l_s}} \quad (4.9)$$

Cette équation est indépendante de la densité de courant de polarisation j et de la température T_{th} mais dépend des caractéristiques du matériau et de son volume Ω .

Il n'est donc pas nécessaire d'appliquer un fort courant (moins de dissipation électrique par effet Joule) pour améliorer la résolution en température (contrairement à l'étude basique basée simplement sur la sensibilité de mesure cf. Eq. 1.7 page 10). Il faut favoriser les matériaux à faible bruit intrinsèque (faible paramètre apparent de Hooge et grande concentration de porteurs n_p) et grande sensibilité en température ($d\rho/dT$ élevé). Il semble aussi intéressant de prendre des matériaux faiblement résistifs. Mais cette contrainte est contradictoire avec l'application visée : un thermomètre résistif. Il faut également prendre un volume important pour réduire la valeur du NET si on souhaite garder constant la valeur de la résistance.

Si $f \gg f_{rec}$, on obtient :

$$NET(f) = T_{th}^{1/2} \sqrt{4k_B} \frac{\sqrt{\rho}}{\frac{d\rho}{dT}} \frac{1}{\sqrt{l_s}} \frac{1}{j} \quad (4.10)$$

Contrairement au cas précédent, le NET dépend de la densité de courant de polarisation j et de la température T_{th} . Il dépend également des caractéristiques du matériau et de sa géométrie (section s et longueur l).

Il faut donc polariser à fort courant (attention à l'autoéchauffement voire à l'emballlement thermique) et travailler à basse température. Il faut favoriser les matériaux à grande sensibilité en température ($d\rho/dT$ élevé) et faiblement résistifs. Il faut également prendre une configuration à grand volume si on souhaite garder constant la valeur de la résistance. Cependant il ne faut pas oublier qu'en général le thermomètre traduit la température de quelque chose que l'on veut connaître : la température du thermomètre T_{th} est donc imposée.

Pour étudier et comprendre le comportement d'un thermomètre résistif, il faudra bien sûr remplacer la résistivité et la sensibilité en température $d\rho/dT$ en fonction des caractéristiques du matériau utilisé (cf. section 2.5).

4.2 Mesures à température ambiante (300 K)

Les mesures à température ambiante sont des mesures préliminaires et ont été réalisées avec un banc de mesures rudimentaire (cf. section 4.2.1). L'analyse de ces résultats n'a pas été aussi triviale qu'il y paraît : les difficultés rencontrées au cours de cette étude exploratoire seront abordées au cours de cette section. Pour fonctionner dans un environnement à température ambiante stable sans système de régulation, il faut en principe opérer à la température du point triple de l'eau (cf. section 1.2 page 7). En général, on utilise de la glace fondante à pression atmosphérique à 273,15 K car c'est plus simple à réaliser. Les mesures présentées ici sont donc réalisées au voisinage de 273 K à l'aide de la glace fondante à pression atmosphérique [Guillet and Robbes, 2001, Guillet et al., 2003a].

4.2.1 Le banc de mesures à 300 K

Le banc de mesures inclut trois moniteurs de température indépendants. Chacun comporte comme élément thermosensible un thermomètre IPRT (cf. section 3.2.2.1 page 108).

Rappelons à nouveau ici que sauf cas contraire, le système électronique sera configuré de manière à avoir une fréquence de modulation de 1 kHz et un courant de polarisation de 0,83 mA ($R_{th} = 100\ \Omega$ et $R_{p1} = R_{p2} = 6,2\ \text{k}\Omega$).

Le cryostat utilisé pour ces mesures de température est indiqué sur la figure 4.1. Pour réaliser de bonnes mesures, il faut utiliser un fluide caloporteur et une source froide stable. Le point de fonctionnement étant préférentiellement au voisinage du point triple de l'eau, la source froide a été réalisée avec un mélange d'eau et de glace fondue (cf. section 1.1 page 5). Pour obtenir une température homogène et stable, du pétrole a été utilisé comme fluide caloporteur en raison de sa grande conductivité thermique et de son caractère isolant électrique. Deux écrans thermiques en cuivre ont été également insérés entre la source froide et l'enceinte thermalisée. Cette enceinte comprend un porte-échantillon en cuivre immergé dans le pétrole. Trois thermomètres IPRT sont placés sur la plaque de cuivre. Afin de minimiser les gradients de température entre thermomètres, ces trois capteurs sont positionnés sur une même couronne circulaire. Un des trois thermomètres IPRT a été utilisé comme thermomètre de référence. La mesure de température a été réalisée avec une méthode '4 fils' et un multimètre HP34401A à $6^{1/2}$ digits. Dans la suite, ce thermomètre est noté thermomètre IPRT de référence. Chacun des deux autres thermomètres a été utilisé comme élément thermosensible d'un moniteur de température. Ils sont notés respectivement moniteurs haute résolution n°1 et n°2.

4.2.2 Les résultats obtenus à 300 K avec un thermomètre IPRT

4.2.2.1 le problème de la calibration

En théorie, il est aisé d'estimer la fonction de transfert de chaque moniteur de température. Il suffit en effet de connaître la sensibilité relative du thermomètre utilisé et les différents gains des étages d'amplification. Mais ces calculs sont approximatifs. Il faut avoir une vraie référence de température ainsi qu'un système thermique idéal, *i.e.* sans gradients thermiques ni retard...

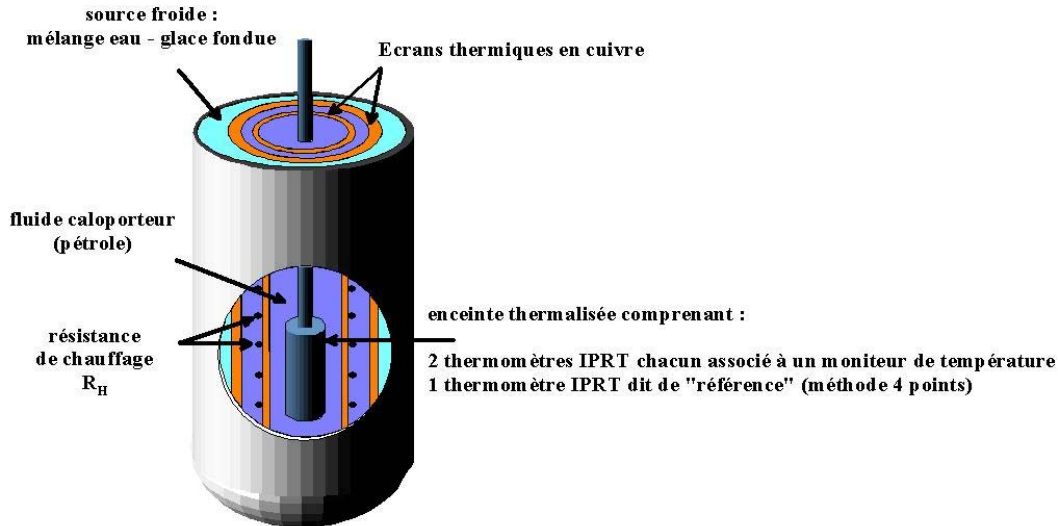


FIG. 4.1 – Le cryostat utilisé pour les mesures à température ambiante

Pour s'en convaincre, examinons à présent deux méthodes pour déterminer la fonction de transfert en DC des moniteurs de température : la méthode par dérive thermique lente et la méthode par pulse de chaleur. À l'aide d'une normalisation avec la réponse du thermomètre IPRT de référence, les fonctions de transferts des moniteurs de température sont déterminées.

la méthode par dérive thermique lente :

Cette méthode utilise la dérive thermique lente inhérente à tout dispositif thermique. La source froide, le mélange eau glace fondue, ayant tendance à se réchauffer, la température de l'enceinte thermalisée va alors augmenter lentement. La figure 4.2 montre un exemple de cette méthode après thermalisation du système. On remarque que la dérive lente est inférieure à 23 mK pour une durée de mesures de 12000 s. L'enceinte thermalisée présente une très faible dérive thermique, environ $2 \times 10^{-6} \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$. Les fonctions de transfert des moniteurs de température haute résolution sont respectivement de 7,17 $\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ et 9,10 $\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$. Ces valeurs sont assez proches de l'ordre de grandeur attendu à partir de la sensibilité de mesure des thermomètres IPRT et des gains des chaînes de mesures. Dans notre cas, le gain de l'étage de préamplification est inversement proportionnel à la résistance de gain du SSM2017 (cf. section 3.2.4 page 110). Pour optimiser la mesure, un gain de 1000 a été utilisé ce qui correspond à environ 10 Ω . Un écart de 1 pourcent sur la résistance entraîne alors une erreur de plus de 10 pourcent sur la valeur du gain. Cette erreur peut donc expliquer l'écart entre les deux valeurs trouvées pour les fonctions de transfert. L'erreur liée au gain du deuxième étage est moindre car celui-ci est plus faible.

la méthode par pulse de chaleur :

Cette seconde méthode nécessite un apport de chaleur sur l'écran thermique en cuivre. Une résistance de constantan, de 30 Ω , obtenue avec un fil de résistivité d'environ $500 \times 10^{-9} \Omega \cdot \text{m}$, est enroulée autour de l'écran en cuivre et sert de résistance de chauffage R_{ch} . Il suffit alors d'appliquer un échelon de tension sur cette résistance de chauffage pour dissiper par effet Joule une quantité calibrée de chaleur ($P_{ch} = \frac{V^2}{R_{ch}}$). L'élévation de température est alors mesurée sur les trois voies. Un exemple de cette méthode est représenté sur la figure 4.3. La normalisation au maximum de la variation de température permet de déterminer les fonctions de transfert, respectivement 8,88 $\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ et 10,40 $\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$.

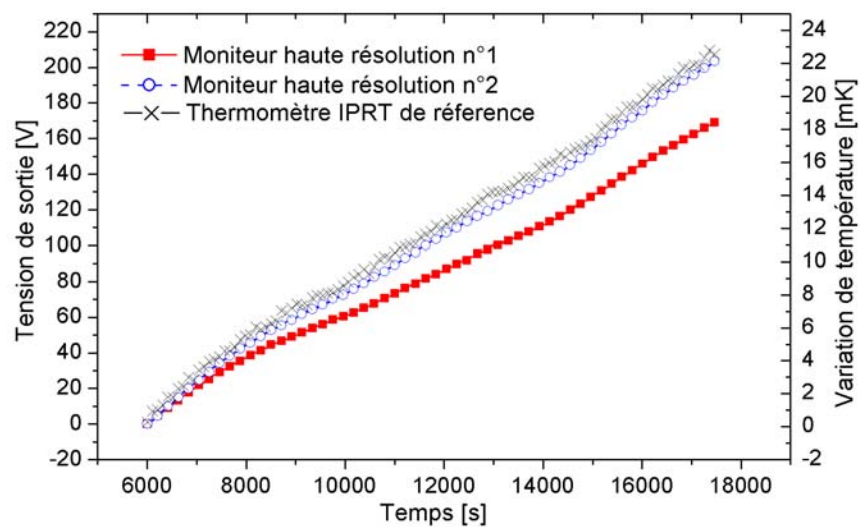


FIG. 4.2 – La méthode par dérive thermique lente : un moyen pour identifier les coefficients de transfert des moniteurs haute résolution n°1 et n°2

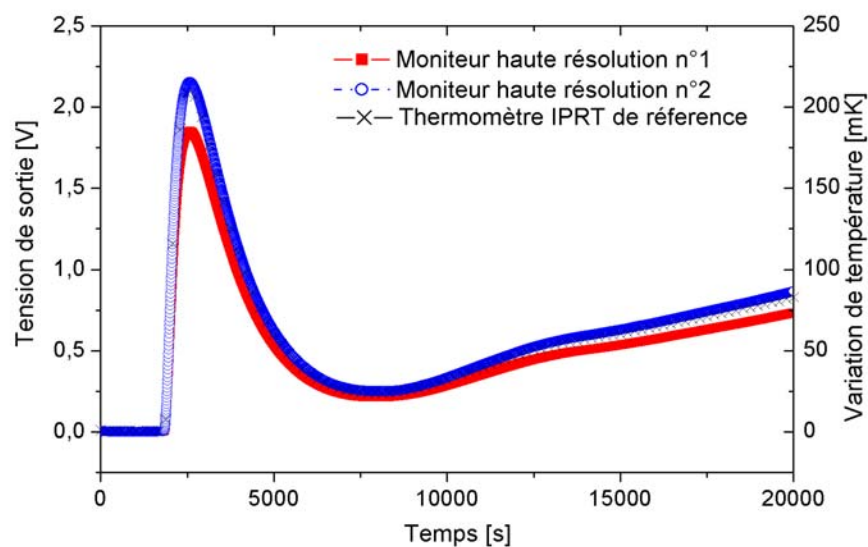


FIG. 4.3 – La méthode par pulse de chaleur : un moyen pour identifier les coefficients de transfert des moniteurs haute résolution n°1 et n°2

comparaison des deux méthodes :

Il y a une disparité entre les deux déterminations des fonctions de transfert, environ 20 %.

La méthode par pulse de chaleur bien qu'attrayante pour avoir une grande excursion en tension de sortie semble fortement limitée par des temps de réponses différents et par des gradients thermiques présents dans l'enceinte thermalisée. Il faut donc de préférence utiliser la méthode par dérive lente thermique. Mais cette technique doit prendre en compte les effets thermiques du système de lecture électronique pour éviter des interprétations de 'faux effets' thermiques (cf. paragraphe suivant). De plus, les fonctions de transfert précédemment déterminées sont uniquement valables sur de longs temps de mesure. A faible échelle de temps, les trois voies de mesure sont non corrélées. Les différences liées à la méthode d'extraction des fonctions de transfert entre les deux moniteurs haute résolution sont clairement visibles sur la figure 4.4. Par la suite, on utilisera donc les fonctions de transfert déterminées par dérive thermique lente.

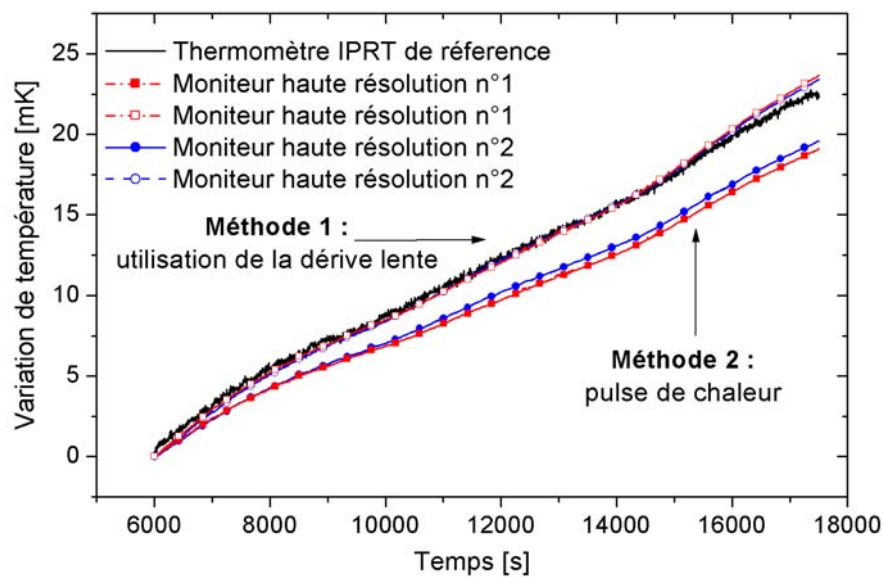


FIG. 4.4 – Comparaison des deux méthodes d'extraction des fonctions de transfert des moniteurs haute résolution n°1 et n°2

4.2.2.2 la corrélation entre la température de la carte et la tension de sortie du moniteur de température

Après de vaines tentatives pour comprendre la différence entre les trois voies de mesures, un quatrième thermomètre IPRT a été collé avec de la laque argent sur le plan de masse d'un des systèmes de lecture électronique². La corrélation entre la température du plan de masse et la tension de sortie du moniteur haute résolution a ainsi pu être vérifiée. Le protocole de mesure a déjà été reporté dans la section 3.4.2. La fonction de transfert est de l'ordre de quelques $\text{mV} \cdot \text{K}^{-1}$. Il faut donc soit réguler la température de l'électronique, soit corriger les données a posteriori avec la fonction de transfert adéquate.

4.2.2.3 la structure fine des relevés de température

Pour examiner la structure fine des relevés de température, il faut s'affranchir de la dérive thermique. L'échelle de temps étant très grande, un ajustement polynomial d'ordre quatre a été nécessaire pour la supprimer. Il s'agit d'un traitement numérique a posteriori.

²Chronologiquement, ces résultats sont antérieurs aux expériences de la section 3.4.2.

le thermomètre IPRT de référence :

La figure 4.5 représente les fluctuations de température autour de la dérive thermique. L'oscillation de température n'est qu'apparente : elle est uniquement liée à l'erreur d'estimation (différence d'ajustement). On remarque que les fluctuations sont assez importantes (épaisseur du tracé). L'écart quadratique moyen du thermomètre IPRT de référence sur 2000 s est d'environ $180 \mu\text{K}$ (dérive soustraite).

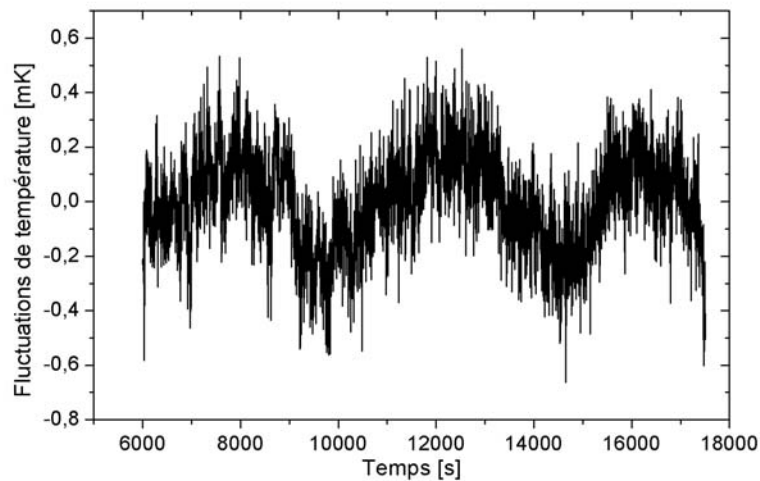


FIG. 4.5 – Fluctuations de température du thermomètre IPRT de référence au voisinage de 273 K

les moniteurs haute résolution :

Les fluctuations de température autour de la dérive thermique sont représentées sur la figure 4.6, de la présente page. Sur cette représentation, les fluctuations du thermomètre IPRT de référence ont été également reportées mais après un lissage pour ne pas masquer les deux autres tracés. Tout comme pour le thermomètre IPRT de référence, les oscillations sont liées au traitement numérique des données (différence d'ajustement). Au premier ordre, les évolutions des trois voies sont donc similaires. La résolution des moniteurs haute résolution est inférieure à l'amplitude de cette modulation artificielle, *i.e.* $\sim 200 \mu\text{K}$.

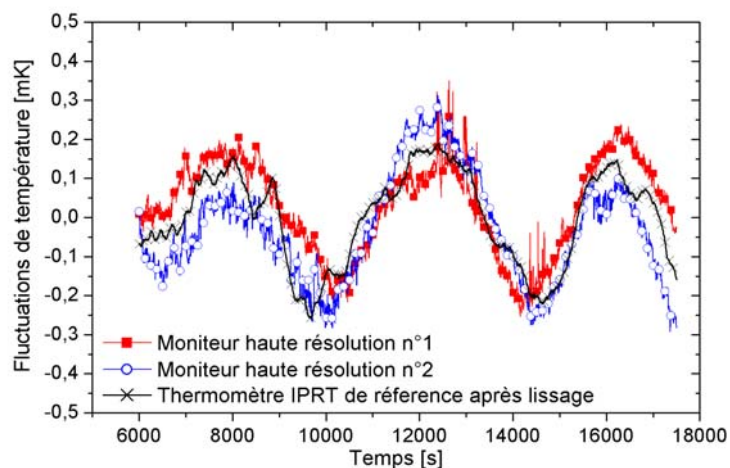


FIG. 4.6 – Fluctuations de température des deux thermomètres haute résolution comparées aux fluctuations du thermomètre IPRT de référence (après lissage) au voisinage de 273 K

Pour améliorer l'estimation de la résolution, un second ajustement linéaire a été réalisé sur 2000 s (cf. Fig. 4.7). L'écart maximal entre les deux moniteurs haute résolution est d'environ $100\ \mu\text{K}$. Les écarts quadratiques moyens des moniteurs haute résolution n°1 et n°2 sont respectivement $25\ \mu\text{K}$ et $32\ \mu\text{K}$. Les évolutions sont assez similaires. Mais il n'est pas vraiment possible d'extraire les parties corrélées et non corrélées de cette mesure de température. Les valeurs obtenues sont largement supérieures aux estimations. L'hypothèse d'un bruit théorique blanc conduit en effet à une résolution de température efficace de l'ordre de $8\ \mu\text{K}$. Cette différence est probablement liée au bruit excédentaire ($\leq 1\ \text{Hz}$) du système de lecture électronique. La valeur efficace (pour une fréquence de coupure de $1\ \text{Hz}$) associée à l'unique bruit du système de lecture est d'environ $16 - 30\ \mu\text{K}$ pour un thermomètre IPRT idéal (cf. section 3.4.1 page 115). Le bruit excédentaire des thermomètres IPRT est sans doute masqué par la dérive thermique du système de lecture (cf. section 3.4.2 page 116). Une étude approfondie des mécanismes de bruit dans un thermomètre IPRT pourrait alors permettre une confirmation ou une infirmation de cette hypothèse. Enfin, il est intéressant de noter que pour des faibles temps d'intégration ($\leq 1\ \text{s}$) la résolution obtenue est proche de la valeur théorique $10\ \mu\text{K}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. De tels résultats ont été obtenus par Dupuis *et al.* avec des thermistances de $100\ \text{k}\Omega$ [Dupuis and Eugène, 1993]. Leurs thermomètres avaient un bruit de Johnson 31,6 fois plus important que les thermomètres IPRT de $100\ \Omega$ mais avaient aussi une plus grande sensibilité en température.

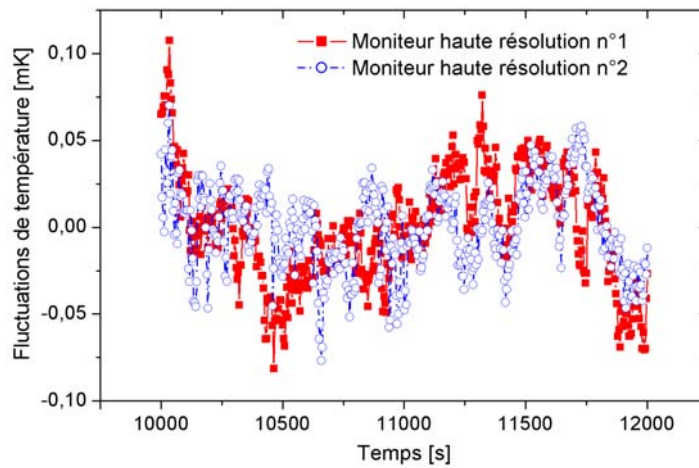


FIG. 4.7 – Fluctuations de température des deux moniteurs haute résolution au voisinage de $273\ \text{K}$

4.2.3 Comparaison avec la littérature

Les mesures obtenues à $300\ \text{K}$, avec ce cryostat très élémentaire, étaient donc très encourageantes. Après suppression numérique de la dérive thermique du système de lecture et de la dérive thermique lente du cryostat fonctionnant en boucle ouverte, des résolutions de quelques dizaines de μK sont en effet démontrées.

Le tableau 4.1 regroupe, à ma connaissance, les résultats remarquables de la littérature sur des systèmes de régulation de température à température ambiante. On note dans ce tableau que des stabilités thermiques remarquables ont été démontrées et ce sur des longs temps de mesure [Dratler, 1974, Sarid and Cannell, 1974, Grubic and Wurz, 1978]. Ces résultats ont été le plus fréquemment obtenus avec des thermistances car ces thermomètres ont une grande sensibilité en température (cf. section 1.5.1 page 18) [MadhavanUnni et al., 2003]. L'utilisation d'une thermistance, dans le système de lecture précédemment décrit (cf. section 3.2 page 106), pourrait peut être permettre d'atteindre de plus grandes résolutions à condition que le bruit excédentaire de ce thermomètre ne soit pas prépondérant. Un système de régulation de température devra également être utilisé pour s'affranchir des problèmes de dérive thermique rencontrés dans le banc de mesures à $300\ \text{K}$. La méthodologie présentée dans la section 3.6 pourrait faciliter cette caractérisation.

Référence	T [K]	$\frac{\delta T}{T}$	stabilité obtenue	durée	thermométrie utilisée	technique utilisée	commentaires
[MadhavanUnni et al., 2003]	293	2×10^{-7}	$\pm 30 - 45 \mu\text{K}$	1h30	thermistance	Wheatstone DC compensation en T	PID maison 3 étages
	293	4×10^{-7}	$\pm 60 - 90 \mu\text{K}$	7h à 14h			
	376	4×10^{-7}	$\pm 75 \mu\text{K}$	7h20			
[Bonetti and Calmettes, 1997]	293	$1,7 \times 10^{-6}$	$\pm 0,25 \text{ mK}$	20h	thermistance	4 fils DC	PID commercial + logiciel 2 étages
	293	$3,4 \times 10^{-6}$	$\pm 0,5 \text{ mK}$	50h			
	348	3×10^{-7}	$\pm 0,5 \text{ mK}$	10h			
[Handschy, 1980]			$100 \mu\text{K}$			Wheatstone DC	
[Dratler, 1974]	303	$6,6 \times 10^{-8}$	$\pm 10 \mu\text{K}$	plusieurs jours	thermistance	pont diviseur DC	
[Esman and Rode, 1983]	~ 300	$4,7 \times 10^{-7}$	$\pm 70 \mu\text{K}$	15 minutes	<i>current source</i> $1 \mu\text{A} \cdot \text{K}^{-1}$ (AD590)		
		$6,7 \times 10^{-7}$	$\pm 100 \mu\text{K}$	15h			
[Lee et al., 1990]	296	4×10^{-7}	$\pm 60 \mu\text{K}$	27h	idem	<i>error signal modulation</i> 1 kHz triangle 25 mV	$1,4 \times 10^{-7} \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$ 2 étages
[Sarid and Cannell, 1974]	333	9×10^{-8}	$\pm 15 \mu\text{K}$	40h	thermistance	Wheatstone AC forte impédance	2 étages 1 Wheatstone AC avec transf.
[Grubic and Wurcz, 1978]	280 à 320	3×10^{-8}	$\pm 5 \mu\text{K}$ $\pm 40 \mu\text{K}$	1h 1 semaine	thermistance	Wheatstone AC	
[Larsen, 1968], [Harvey, 1968]	291 à 301	$1,7 \times 10^{-7}$	$\pm 25 \mu\text{K}$	24h	résistance Pt	Pont AC avec transf.	
[Hocken and Moldover, 1976], [Sengers et al., 1977]	290 à 319		$\pm 20 \mu\text{K}$	plusieurs jours	thermistance	pont ???	7 étages dont 2 actifs
[Guillet et al., 2003c]	273	9×10^{-8}	$\pm 25 - 30 \mu\text{K}$	3h	IPRT		Boucle ouverte

TAB. 4.1 – Comparaison des différents résultats sur des systèmes de régulation de température à température ambiante

4.3 Mesures aux températures de l'azote liquide (90 K)

Pour réduire les problèmes de dérive thermique liés au cryostat et améliorer la sensibilité du moniteur haute résolution, un second banc de mesures a été utilisé. Ce système fonctionne avec un bain thermique à l'azote liquide (77 K). Une description complète est présentée dans la section suivante. Un système de régulation de température a été réalisé et utilisé pour diminuer très notablement les problèmes de dérive [Guillet et al., 2003b, Robbes et al., 2003].

4.3.1 Le banc de mesures à 90 K

Le cryostat et le porte-échantillon ont été précédemment décrit (cf. section 3.5.2 page 119) et sont conçus pour des longs temps de mesures (≥ 1000 s).

La figure 4.8 indique le banc de mesures pour étudier et caractériser le système de régulation. La configuration est assez similaire au banc de mesures à température ambiante : il comporte trois voies de mesures de température. La différence essentielle est que ce système fonctionne en boucle fermée. L'une des voies de mesure de la température est, en effet, utilisée afin de réguler la température du porte-échantillon à l'aide de la résistance de chauffage R_{ch1} . La seconde résistance de chauffage R_{ch2} permet d'utiliser la méthode de perturbation de chaleur (cf. section 3.6 page 120). Les deux autres voies de mesure de la température (moniteurs n°2 et n°3) sont des thermomètres observateurs.

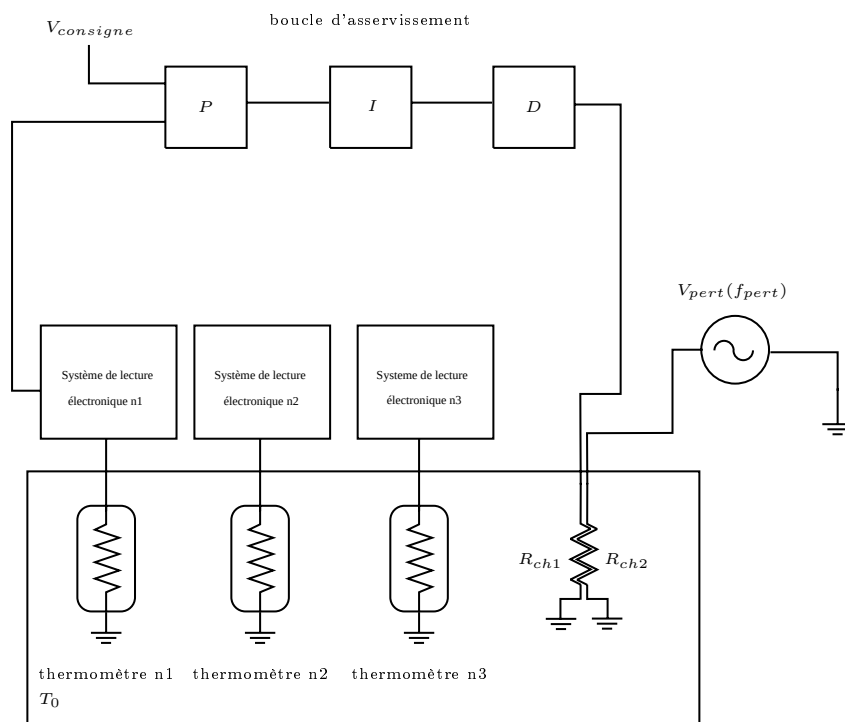


FIG. 4.8 – Le banc de mesures pour les mesures aux températures cryogéniques : la boucle d'asservissement est schématisée par les trois schémas blocs P (proportionnel), I (intégration) et D (dérivée), le moniteur de température n°1 permet de réguler la température alors que les deux autres moniteurs sont des thermomètres observateurs.

Des thermomètres IPRT et des thermomètres supraconducteurs YBCO (cf. sections 3.2.2.1 et 3.2.2.2 page 108) ont été utilisés pour caractériser le banc de mesures. Ils sont collés sur le porte-échantillon avec de la laque argent. La photographie 4.9 représente le porte-échantillon contenant un thermomètre IPRT et un film YBCO gravé pour obtenir plusieurs thermomètres. Les thermomètres à transition de phases ont été généralement privilégiés car ils ont de bien meilleures sensibilités relatives α à 90 K.

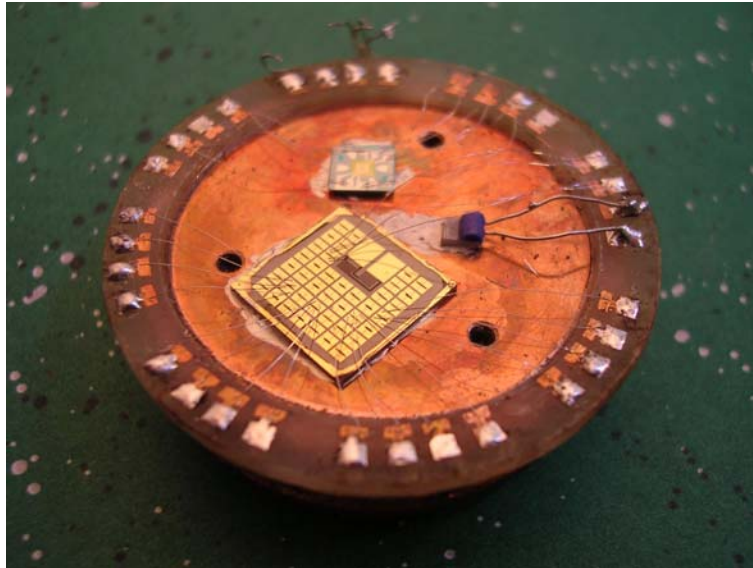


FIG. 4.9 – Photographie du porte-échantillon contenant un film YBCO gravé (premier plan), un thermomètre IPRT (second plan) et une structure sur membrane (arrière plan)

La figure 4.10 montre un exemple de la méthode de perturbation de chaleur avec une forte tension appliquée sur la résistance de chauffage R_{ch2} . Le doublement de la fréquence de l'oscillation de température s'explique parfaitement par l'effet Joule (cf. section 3.6 page 120). L'asservissement de la température est clairement démontré : les deux tensions de chauffage appliquées respectivement sur R_{ch1} et R_{ch2} sont en opposition de phase. A partir de ces données, il est facile d'extraire le taux de réjection de la boucle d'asservissement. En continu, le taux de réjection est d'environ 400. En boucle fermée, la stabilité en température du porte-échantillon doit donc être améliorée par un facteur 400. En boucle ouverte, la dérive de température est de l'ordre de $70 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$ (cf. Fig. 4.11 page suivante). Avec le système de régulation, la dérive de température devrait être alors inférieure ou voisine de $0,175 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$.

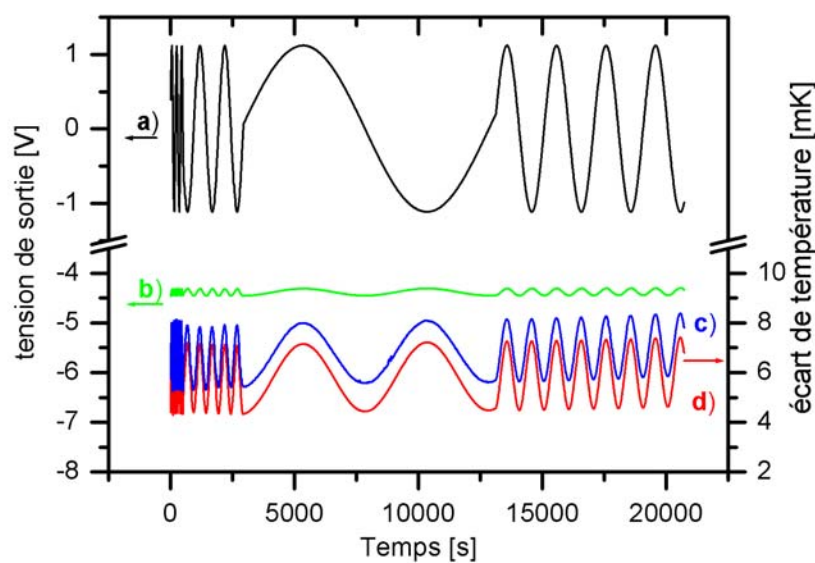


FIG. 4.10 – Exemple de la méthode de perturbation de chaleur avec une forte tension appliquée sur la résistance de chauffage R_{ch2} et pour différentes fréquences f_{pert} : a) la tension de la perturbation appliquée à R_{ch2} de type sinusoïdal et de fréquence variable, b) la tension issue de l'asservissement et appliquée à R_{ch1} , c) et d) les évolutions de la température mesurées par les deux moniteurs de température haute résolution observateurs

Cette valeur de dérive thermique en boucle ouverte est compatible avec la valeur attendue. Le puits thermique d'azote liquide est en effet à pression atmosphérique. Les fluctuations et les dérives de température sont donc corrélées aux fluctuations et dérives de la pression atmosphérique, celle-ci est d'environ $1 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$, les jours venteux et pluvieux³ [LamChokSing et al., 1997]. La relation de Clapeyron permet de ramener cette variation de pression en terme de variation de température. On obtient ainsi un coefficient de conversion de l'ordre de $83 \mu\text{K}\cdot\text{Pa}^{-1}$ [White, 1968]. Finalement, la mesure est très proche de cette rapide estimation ($\sim 80 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$).

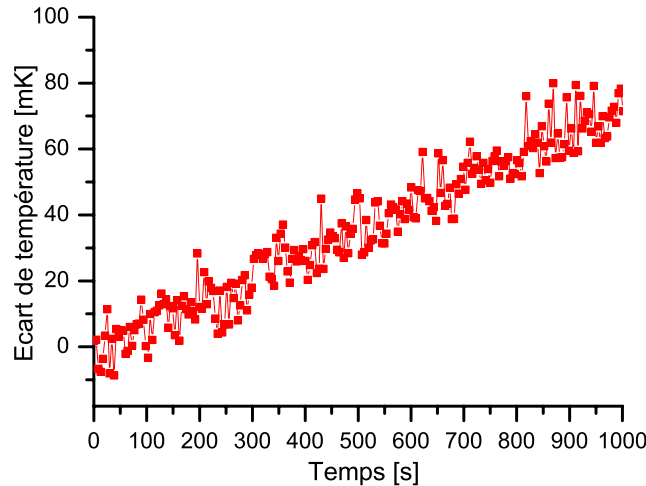


FIG. 4.11 – Exemple d'une mesure de la température au voisinage de 90 K avec un moniteur haute résolution en boucle ouverte : la dérive thermique est d'environ $70 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$.

Les thermomètres YBCO ont une meilleure sensibilité en température que les thermomètres IPRT. Pour un courant de 0,83 mA, la sensibilité est égale à environ $42 \text{ mV}\cdot\text{K}^{-1}$ alors qu'elle est seulement de $320 \mu\text{V}\cdot\text{K}^{-1}$ pour les thermomètres à résistance de platine. L'influence de la dérive thermique du système de lecture électronique est alors fortement réduite, environ un facteur 200 (cf. section 3.4.2 page 116).

4.3.2 Mesure d'une dérive thermique lente à 90 K

La figure 4.12 montre l'enregistrement de la température par les deux moniteurs haute résolution observateurs n°2 et n°3 pendant 400 s. Les mesures sont clairement corrélées et montrent une dérive thermique moyenne de $87 \text{ nK}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette valeur est en parfait accord avec la valeur estimée précédemment ($0,175 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$ avec un facteur de réjection de 400).

La différence entre les deux moniteurs haute résolution observateurs est également représentée sur la figure 4.12. La résolution efficace en température peut donc être déduite en supposant que les deux observateurs sont indépendants. Pour une mesure de 400 s, un écart type de $2,8 \mu\text{K}$ a été obtenu. Cette valeur est très largement supérieure à la valeur théorique attendue en supposant uniquement la présence de bruit blanc de Johnson (cf. section 3.3.2 page 114). Dans la zone de transition normale - supraconductrice, le bruit des films minces YBCO est donc dominé par le bruit excédentaire basse fréquence de la résistance. Les densités spectrales en tension et en température sont représentées sur la figure 4.13. Cette représentation indique clairement une dépendance en $1/f$.

Afin d'améliorer les mesures, une étude du bruit en $1/f$ a dû être envisagée. L'analyse de ce bruit excédentaire dans la transition de phase sera présentée dans la section 4.5.4, page 149.

³Cette indication est tout à fait indiquée pour des mesures réalisées en Normandie!
Site internet : <http://www.phd.nl/aviation/wx> (LFRK Caen/Carpiguet)

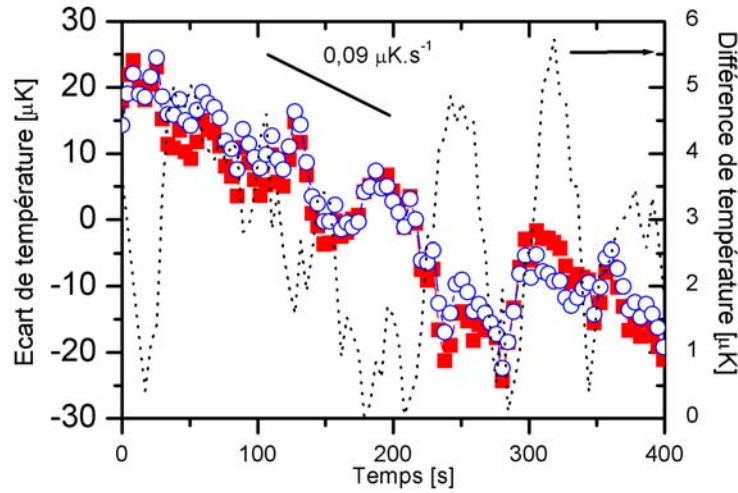


FIG. 4.12 – Exemple d'une mesure de la température avec deux moniteurs haute résolution en boucle fermée à 90 K : la dérive thermique est d'environ $0,09 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$, la différence de température est également indiquée en pointillés et présente un écart type de $2,8 \mu\text{K}$

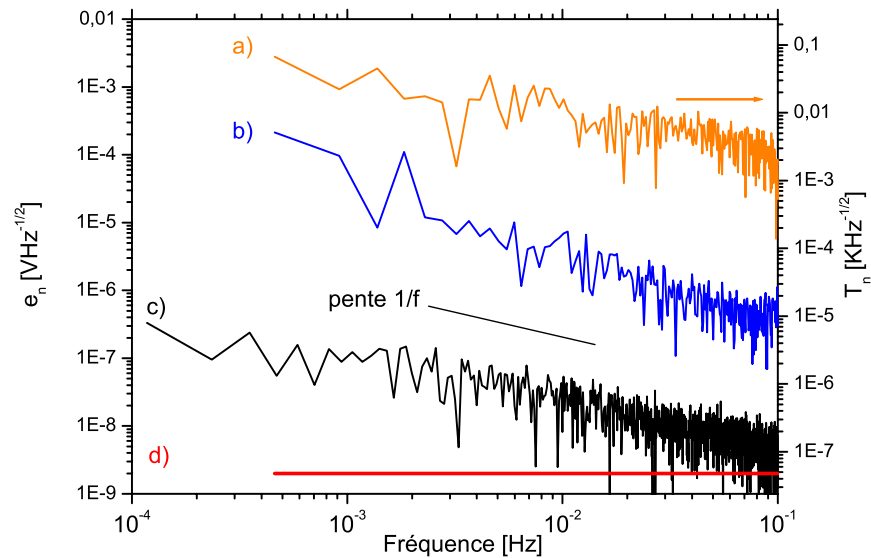


FIG. 4.13 – Densités spectrales de bruit en tension $e_n [\text{V}\cdot\text{Hz}^{-1/2}]$ et en température $T_n [\text{K}\cdot\text{Hz}^{-1/2}]$ d'un moniteur haute résolution à thermomètre YBCO b) - Le bruit blanc théorique d), le bruit expérimental du système de lecture électronique c) et la densité spectrale du thermomètre IPRT de référence a) sont également présentés. Les courbes b), c) et d) se rapportent aux deux axes y alors que la courbe a) se rapporte seulement à l'axe de droite.

4.3.3 Les oscillations de températures à 90 K

L'utilisation de la seconde résistance de chauffage R_{ch2} permet de perturber le système thermique avec des oscillations parfaitement calibrées de puissance de chauffage. La présence des deux moniteurs haute résolution observateurs n°2 et n°3 permet d'utiliser la technique de corrélation (cf. section 3.6 page 120). L'association de ces deux méthodes constitue la clé essentielle de ce travail de thèse.

La constante de temps de réponse du porte-échantillon (~ 50 mHz) limite la fréquence de l'oscillation de chaleur et donc de température (cf. section 3.6 page 120). Mais cette fréquence ne doit pas être trop faible pour ne pas augmenter exagérément et inutilement les temps de mesures. Une fréquence de 5 mHz pour la tension sinusoïdale appliquée à la résistance de chauffage R_{ch2} est donc un bon compromis. L'oscillation de température est alors à 10 mHz, et se trouve juste avant le rebond du filtrage thermique (cf. Fig. 3.36 page 121). La figure 4.14 indique une oscillation de température provoquée par une tension d'amplitude de 95 mV. L'oscillation de température est de l'ordre de $30 \mu K_p$. La dérive thermique est toujours présente et du même ordre de grandeur que pour la mesure sans perturbations thermiques ($\sim 0,1 \mu K \cdot s^{-1}$). Les sens opposés de la dérive thermique sont probablement liés à la thermalisation du doigt froid (contrôleur analogique de température lié à une mesure relative).

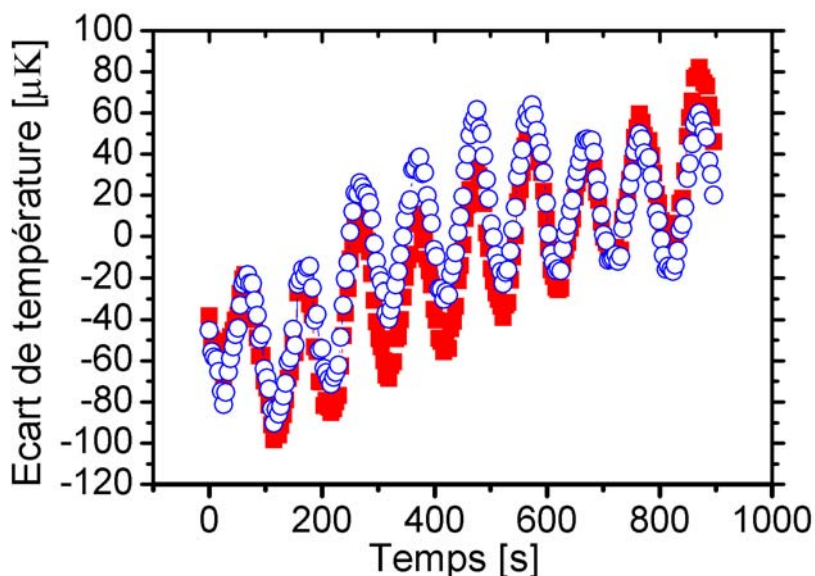


FIG. 4.14 – Exemple d'oscillations de température mesurées avec deux moniteurs haute résolution observateurs à 90 K : l'oscillation de température est à 10 mHz provoquée par une tension de perturbation d'amplitude 95 mV ; l'oscillation de température est de l'ordre de $30 \mu K_p$ et la dérive thermique est d'environ $0,1 \mu K \cdot s^{-1}$.

La différence des deux moniteurs de température haute résolution observateurs permet d'examiner le niveau de corrélation entre les deux voies de mesures haute résolution (cf. Fig. 4.15). Pour une mesure de 900 s, un écart type de l'ordre de $14,8 \mu K$ a été obtenue.

Les densités spectrales en tension et en température sont représentées sur la figure 4.16. La fréquence fondamentale de l'oscillation de température est clairement identifiable avec ce spectre fréquentiel.

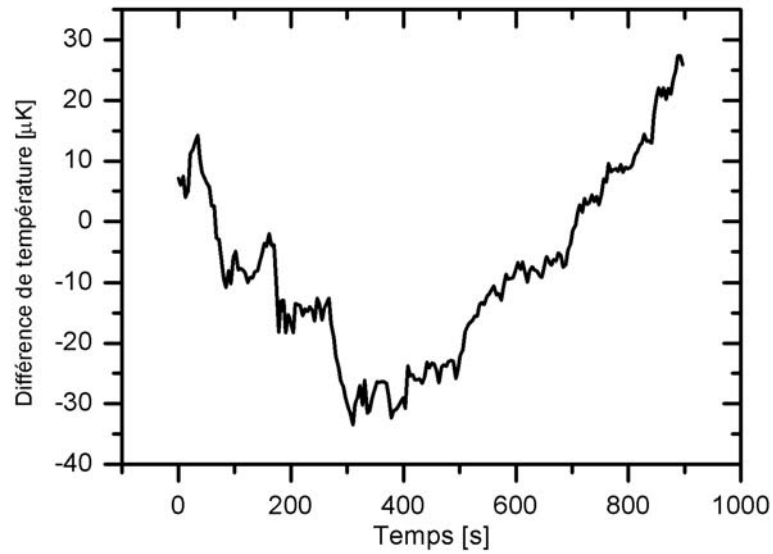


FIG. 4.15 – Différence de mesure de température quand le système thermique subit une perturbation sinusoïdale à 10 mHz et $30 \mu\text{K}_p$ alors que le système est asservi en température (température de consigne à 90 K) : un écart type d'environ $14,8 \mu\text{K}$ a été obtenu.

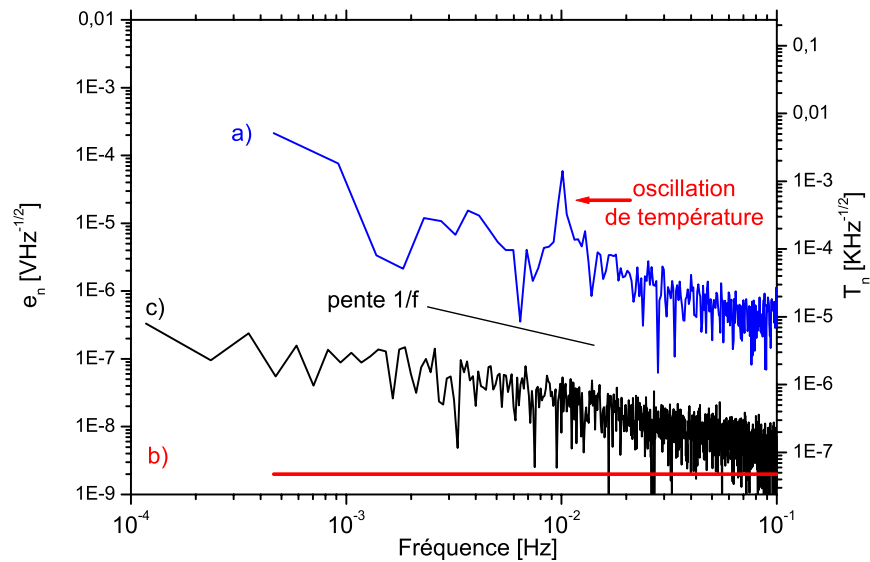


FIG. 4.16 – Densités spectrales de bruit en tension et en température d'un moniteur haute résolution à thermomètre YBCO à 90 K mesurant une oscillation de température de $30 \mu\text{K}_p$ à 10 mHz provoquée par une perturbation de chaleur connue (courbe a) - Le bruit blanc théorique (courbe b) et le bruit expérimental du système de lecture électronique (courbe c) sont également présentés.

4.4 Conclusions sur les mesures de température

Le banc de mesures de température démontre clairement que les fluctuations de température sont fortement réduite grâce au porte-échantillon et à la régulation en température. L'analyse de la corrélation de ces fluctuations entre les deux moniteurs de température haute résolution observateurs a permis d'extraire des fluctuations corrélées et des fluctuations non corrélées. Ces dernières sont liées aux fluctuations de résistance des films minces supraconducteurs. L'étude de ces fluctuations en fonction de la température et du courant de polarisation est présentée dans la section suivante et permettra d'améliorer les performances du moniteur de température haute résolution.

Examinons, l'écart de température entre le thermomètre et le porte-échantillon. Le collage par la laque argent de l'échantillon sur la plaque de cuivre est supposé idéal : le lien thermique est, en effet, très important. La fuite thermique est alors limitée par la conduction thermique d'interface entre le matériau supraconducteur et son substrat. La conductivité thermique d'interface YBCO/STO est d'environ $10^3 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ vers 100 K [Langlois, 1993, Chéenne, 2000]. La puissance électrique étant évacuée par la surface du thermomètre, environ $2,6 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$, il y a par conséquent un écart constant entre la température du porte-échantillon et le thermomètre. On calcule effectivement un écart de température d'environ 2 mK, ce qui correspond à une puissance électrique dissipée dans le thermomètre de l'ordre de 8 mW.

La fréquence de coupure du système YBCO/STO intervient à plus haute fréquence. Une estimation qui tient compte à la fois de la conductance thermique d'interface et de la diffusion thermique dans le substrat montre que cette fréquence de coupure est bien supérieure à 1 Hz qui est la limite supérieure de notre étude.

4.5 Mesures de bruit en $1/f$ de supraconducteurs SHTC

Le bruit excédentaire basse fréquence des films minces supraconducteurs peut être un facteur limitant pour les applications à basses fréquences. C'est en effet la source de bruit dominante lorsque le système de lecture électronique à faible bruit est correctement conçu. On obtient alors le rapport signal sur bruit ultime des capteurs bolométriques ou magnétométriques.

En général, le bruit excédentaire basse fréquence d'une résistance est facilement étudiable et mesurable à température ambiante. La variation relative de la résistance en fonction de la température est effectivement faible. Il en est de même pour un film YBCO dans la zone normale (cf. section 3.2.2.2 page 108). Celui-ci présentera une variation de $100 \mu\Omega$ pour une variation de température de $100 \mu\text{K}$. Si l'impédance est de l'ordre de 300Ω , la variation relative est de l'ordre de 3×10^{-7} .

Des mesures de bruit en $1/f$ dans une zone de transition résistive telles que les transitions métal - isolant ou les transitions normal - supraconducteur sont beaucoup plus contraignantes [Kiss and Svedlindh, 1994, Hall and Chen, 1994]. La résistance est très sensible à la température dans une étendue de mesures réduite (cf. section 3.2.2.2 page 108). Des coefficients de l'ordre de 10 à plusieurs centaines $\Omega\cdot\text{K}^{-1}$ sont fréquemment rapportés dans la littérature pour des films minces supraconducteurs à la transition. Les fluctuations de température, provoquées par exemple par des instabilités de puissance de chauffage, vont alors induire d'importantes fluctuations de résistance. Le système de régulation de température présenté dans la section 3.6 permet d'étudier le bruit excédentaire intrinsèque des films YBCO dans la transition de phase normale supraconductrice (cf. section 4.5.4.2 page 151). En effet, dans l'intervalle de mesure $[10^{-4} \text{ Hz} ; 10^{-1} \text{ Hz}]$, la densité spectrale de température T_n est du type $8 \times 10^{-7} f^{-0,9} \text{ K}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Pour un coefficient de température de l'ordre de $50 \Omega\cdot\text{K}^{-1}$, les fluctuations de résistance seront donc de $40 \times 10^{-6} f^{-0,9} \Omega\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Avec un courant de 1 mA, la densité spectrale en tension sera de $40 \times f^{-0,9} \text{ nV}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$.

Après une présentation des différents modèles (classiques ou non) de bruit en $1/f$, l'état de l'art des mesures de bruit dans les supraconducteurs à haute température critique à température ambiante puis dans la zone de transition sera présenté. Les mesures de bruit en $1/f$ réalisées avec le système de régulation de température seront ensuite décrites et analysées. Cette étude s'inspire essentiellement de l'article de revue de I.A. Khrebtov très complet sur les mesures de bruit dans les supraconducteurs à haute température critique [Khrebtov, 2002].

4.5.1 Les modèles de bruit en $1/f$

La littérature actuelle fait état de différents modèles pour tenter d'expliquer le bruit en $1/f$. Au cours de cette section, les principaux modèles seront explicités. Les modèles classiques de fluctuations du nombre de porteurs de charges et de fluctuations de mobilité des charges ainsi que les modèles théoriques seront rapidement présentés. Deux modèles seront plus particulièrement détaillés : le modèle de fluctuations de température et le modèle de percolation.

4.5.1.1 les modèles classiques

Dans un système électronique, les fluctuations des impuretés et des défauts sont vues par les électrons comme des fluctuations du désordre. Les fluctuations de résistance traduisent donc la réponse du système électronique à ces fluctuations de désordre. Les variations spontanées du désordre dans le temps, par activation thermique ou par effet tunnel, conduit donc dans ce cas aux fluctuations temporelles de la résistance [Leturcq, 2002].

Selon le **modèle de Hooge**, le bruit en $1/f$ est un effet de volume dû aux fluctuations de la mobilité μ_{res} liée au réseau cristallin (*lattice scattering*). Dans le cas d'échantillons faiblement dopés, la mobilité des porteurs n'est liée qu'au réseau cristallin. Dans le cas d'échantillons fortement dopés, la dégradation de la mobilité due aux dopants est à prendre en compte et la loi de Matthiessen permet d'écrire :

$$\mu_{mes}^{-1} = \mu_{res}^{-1} + \mu_{imp}^{-1} \quad (4.11)$$

La mobilité liée aux impuretés de dopage est notée μ_{imp} . La densité spectrale des fluctuations de la mobilité mesurée μ_{mes} due aux fluctuations de la mobilité s'écrit avec l'équation (2.83, page 76) et le paramètre de Hooge mesuré α_{mes} alors selon :

$$\frac{S_{\mu_{mes}}^{1/f}(f)}{\mu_{mes}^2} = \frac{\alpha_{mes}}{N_p f} \quad (4.12)$$

avec

$$\alpha_{mes} = \left(\frac{\mu_{mes}}{\mu_{res}} \right)^2 \alpha_{res} \quad (4.13)$$

Les fluctuations des impuretés ou des défauts du système induisent des fluctuations de la mobilité des porteurs de charge. Dans un système métallique, la formule de Drude (cf. Eq. 2.21 page 52) conduit à une résistivité proportionnelle à la mobilité, et les fluctuations de mobilité induisent donc des fluctuations de résistance. Ce mécanisme dépend en priorité du type de diffusion qui domine dans le système, et peut conduire à divers modèles. Cette source de fluctuations de résistance a été envisagée par Hooge pour expliquer sa formule empirique [Mercha, 2000].

Le bruit excédentaire décrit par le **modèle de Mc Worther** est expliqué par les fluctuations du nombre de porteurs au cours de mécanismes de piégeage-dépiégeage. Dans le cas d'un métal, la formule de Drude montre que la conductivité est proportionnelle à la densité de porteurs de charge. Ainsi, des fluctuations du nombre de porteurs dans un système conduisent à des fluctuations de la résistance. Différents mécanismes ont été envisagés pour interpréter ces éventuelles fluctuations du nombre de porteurs.

Dutta, Dimon et Horn se sont intéressés au lien entre la forme du spectre de bruit et sa dépendance en température. Suivant leurs hypothèses, ils ont établi la relation suivante, connue sous le nom de **relation Dutta-Horn** :

$$-\frac{\partial \ln S(f, T)}{\partial \ln f} = 1 + \frac{1}{\ln(f_0/f)} \left[\frac{\partial \ln S(f, T)}{\partial \ln f} - 1 \right] \quad (4.14)$$

où $S(f, T) = S_R^{1/f}(f, T)/R^2$. Cette relation relie donc la dépendance en fréquence du bruit en fonction de sa dépendance en température. Pour un bruit purement en $1/f$, ce modèle conduit à $S(f, T) = S_R^{1/f}/R^2 \propto T$. Mais en général, le couplage entre les impuretés et la résistivité dépendent de la température, ce qui peut modifier de manière notable cette dépendance. Mais si on suppose que les mécanismes ont des énergies caractéristiques petites devant $k_B T$, la contribution par activation sera alors dominante. Par conséquent, on aura une augmentation de S_R/R^2 quand la température augmente.

4.5.1.2 le modèle de Voss et Clarke : les fluctuations de température

Dans ce modèle, le bruit en $1/f$ est lié aux fluctuations de température [Voss and Clarke, 1976]. Les thermomètres résistifs ultra sensibles présentent de fortes variations de résistance en fonction de la température. A ce titre, on peut supposer que ce modèle s'applique bien à ces capteurs. Les fluctuations de température induisent, en effet, des fluctuations de résistance via la sensibilité en température du matériau. La densité spectrale de température $S_T^{1/f}(f)$ suit alors les relations suivantes :

$$S_T^{1/f}(f) \propto \begin{cases} \text{constante} & f \ll f_1 \\ \ln\left(\frac{1}{f}\right) & f_1 \ll f \ll f_2 \\ \frac{1}{f^{1/2}} & f_2 \ll f \ll f_3 \\ \frac{1}{f^{3/2}} & f_3 \ll f \end{cases}$$

Les fréquences f_i ($i = 1, 2, 3$) sont définies, avec les longueurs L_1 , L_2 et L_3 respectivement la longueur, la largeur et l'épaisseur du matériau, par l'équation suivante :

$$f_i = \frac{D}{\pi L_i^2} \quad (4.15)$$

Cette formule dépend de D le coefficient de diffusion thermique. Le bruit en tension d'un matériau polarisé à courant constant est donné par :

$$S_V^{1/f}(f) = V^2 \alpha^2 S_T^{1/f}(f) \quad (4.16)$$

D'après ce modèle, les fluctuations sont corrélées sur une distance L_c [m], notée longueur de corrélation, et définie par :

$$L_c = \sqrt{\frac{D}{\pi f}} \quad (4.17)$$

Les fluctuations de température à l'équilibre sont gouvernées par les mécanismes de diffusion. La mesure de la cohérence spatiale à basse fréquence est donc une observable intéressante pour le modèle de fluctuations de température de Voss et Clarke.

$$C(f) = \frac{\left(S_{VC}^{1/f}(f)\right)^2}{S_{V1}^{1/f}(f) \times S_{V2}^{1/f}(f)} \quad (4.18)$$

Connaissant le coefficient de diffusivité thermique (pour les films minces YBCO, $D \sim 2 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ à 90 K) et la distance séparant deux échantillons mesurés simultanément, on peut calculer la limite fréquentielle de la cohérence (cf. Fig. 4.17). Clarke et Hsiang, Jiang *et al.* ont mesuré des cohérences compatibles avec ce modèle [Clarke and Hsiang, 1975, Jiang et al., 1994].

$$\frac{S_V^{1/f}}{V^2} = \frac{\alpha^2 k_B T^2}{C_V \Omega f \left[3 + \ln \left(\frac{f_2}{f_1} \right) \right]} \quad (4.19)$$

avec C_V capacité calorifique à volume constant.

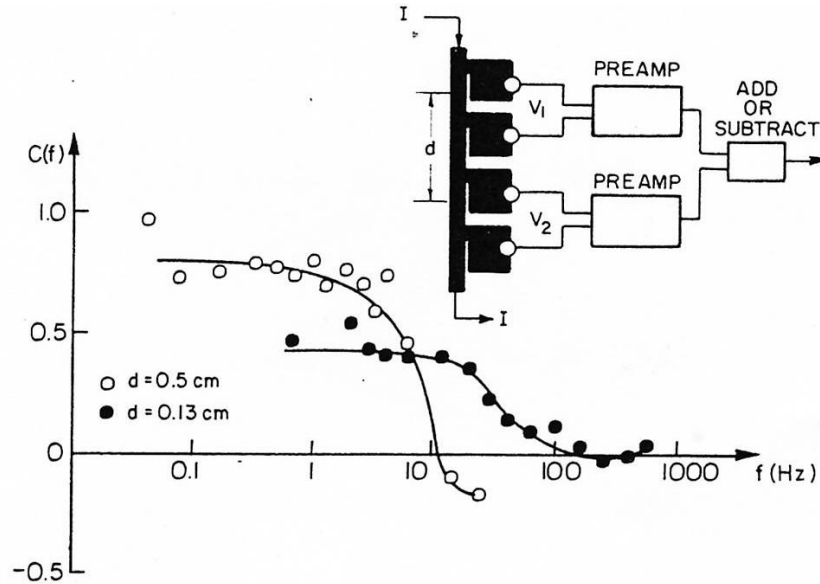


FIG. 4.17 – Mesure de la cohérence spatiale $C(f)$ à basse fréquence pour deux distances séparant deux échantillons mesurés simultanément à l'aide de la configuration expérimentale présentée en insert [Clarke and Hsiang, 1975]

4.5.1.3 les modèles de percolation

Dans les modèles classiques précédents, les origines physiques des fluctuations de résistances observées dans les conducteurs électriques ont été abordées. Ces fluctuations résultent de la réponse du système à des fluctuations extérieures (impuretés, défauts, température...). Quid de l'évolution de ces fluctuations lorsque le système subit une transition de phase et que ses propriétés subissent une modification fondamentale? Deux causes peuvent conduire à un comportement particulier des fluctuations de résistance. Dans une transition de phase du second ordre, les fluctuations du paramètre d'ordre et sa longueur de corrélation divergent à la transition, conduisant à des lois d'échelles. Une divergence du bruit à la transition, et des lois d'échelle sur ce bruit sont donc attendues. Plus généralement, on peut envisager que ce changement soit visible sur les mesures de bruit puisque le système subit un changement d'état à la transition [Leturcq, 2002].

Pour appréhender le processus de percolation, commençons par analyser la transition métal-isolant. Cette transition a en effet été beaucoup étudiée à l'aide de modèles de percolation. Cette présentation s'est fortement inspirée de la thèse de R. Leturcq.

La théorie de percolation permet de décrire des systèmes fortement désordonnés et de calculer leurs conductivités électriques. En effet, cette théorie prédit que le système passe brusquement d'un état qui ne conduit pas le courant à un état qui conduit le courant. Lorsque l'on augmente le paramètre de la percolation (la probabilité d'occupation x détaillée un peu plus loin), ce changement d'état se produit à une valeur finie du paramètre x .

Lorsque $x = 0$ tous les liens sont coupés et la conductance du système est nulle. Si on ajoute des liens de manière aléatoire (ce qui revient à augmenter la probabilité d'occupation x), la théorie de percolation montre que la conductance reste nulle jusqu'à une valeur critique x_p , au dessus de laquelle le système commence à conduire le courant électrique et la conductance est non nulle (ce raisonnement est valable lorsque la taille du système tend vers l'infini). Au dessus du seuil de percolation, la conductance électrique augmente progressivement. Le système passe donc d'un état isolant ($x < x_p$), à un état métallique ($x > x_p$) ce qui rend l'étude de la percolation intéressante dans le cadre d'une transition métal-isolant.

Les fluctuations de résistances d'un système percolant peuvent être calculées en supposant qu'elles sont dues aux fluctuations de résistance des liens formant le réseau percolant. La résistance R du système, ainsi que son inverse la conductance électrique, sont évaluées en égalisant la puissance Joule dissipée dans tout le système et la somme des puissances dissipées par les liens de résistances. Dans une transition de percolation, la conductance électrique s'annule à la transition (ou la résistance diverge) suivant une loi d'échelle [Kogan, 1996] :

$$\frac{1}{R} \propto (x - x_p)^{c_c} \quad (4.20)$$

où c_c est l'exposant critique de la conductivité.

Lorsque x s'approche de la valeur critique de percolation x_p (avec $x > x_p$), le spectre des fluctuations de résistance diverge suivant la loi [Rammal et al., 1985] :

$$\frac{S_R^{1/f}}{R^2} \propto (x - x_p)^{-n_c} \quad (4.21)$$

où n_c est l'exposant critique des fluctuations de résistance.

Cette divergence à la transition de percolation peut être expliquée de façon quantitative. Supposons que les éléments du réseau de percolation fluctuent de manière identique, et que ces fluctuations soient indépendantes. Loin de la transition ($x \gg x_p$), un grand nombre de chemins participent à la conduction. Alors les fluctuations individuelles des éléments vont se moyennner, et donner lieu à un faible bruit. Quand on s'approche de la transition de phase (x se rapproche de x_p), le nombre de chemins participant à la conduction électrique diminue, et la moyenne se fait donc sur un nombre plus faible de chemins. Une augmentation du bruit en résulte. Le cas limite est atteint à $x \sim x_p$ quand la conduction est gouvernée par un nombre limité de liens critiques qui, s'ils sont supprimés, coupent le réseau percolant et annulent la conductance. La fluctuation d'un lien critique, d'un état passant à un état bloqué conduit à une résistance totale fluctuant entre une valeur finie et l'infini, et donc à une divergence des fluctuations.

En général, on utilise l'équation suivante qui relie les fluctuations de résistance et la résistance :

$$\frac{S_R^{1/f}}{R^2} \propto R^{\frac{n_c}{c_c}} \quad (4.22)$$

Il existe de nombreux travaux pour expliquer les phénomènes de percolation dans les matériaux à la transition métal-isolant⁴ ou dans les polymères [François and Planès, 2003]. Suivant le modèle de conduction (*2D lattice percolation, random void model...*), différentes valeurs d'exposants sont proposées. Ce processus de percolation a également été appliqué aux matériaux supraconducteurs [Kozub, 1993, Bobyl et al., 1995, Kiss et al., 1993a]

⁴On pourra par exemple regarder l'imposante bibliographie décrite dans [Leturcq, 2002]

Le modèle proposé par L.B. Kiss et P. Svedlindh sera présenté à titre d'exemple et servira à interpréter les données expérimentales [Kiss et al., 1993a, Kiss and Svedlindh, 1994]. Les modèles ne sont, en effet, pas d'accord sur les valeurs des exposants critiques. Dans le **modèle de Kiss**, souvent noté *p-noise model*, un paramètre de Hooge apparent (ou bruit normalisé en tension $S_V^{1/f}/V^2$) est comparé avec la valeur de la résistance R du matériau. Le bruit en $1/f$ est alors décrit par une relation en puissance de R :

$$\alpha_H^{app}(T) \propto R^k \quad (4.23)$$

Le coefficient k est caractéristique des mécanismes de transport mis en jeu. Le schéma de la figure 4.18 montre les différents mécanismes et les différentes valeurs de ce facteur k . Ce paramètre permet de différencier deux régimes de conduction : le régime de conduction en volume ou '*Bulk*' *Temperature Regime* ($k \geq 0$) et le régime de percolation ou '*Percolation*' *Temperature Regime* ($k \leq -0,6$).

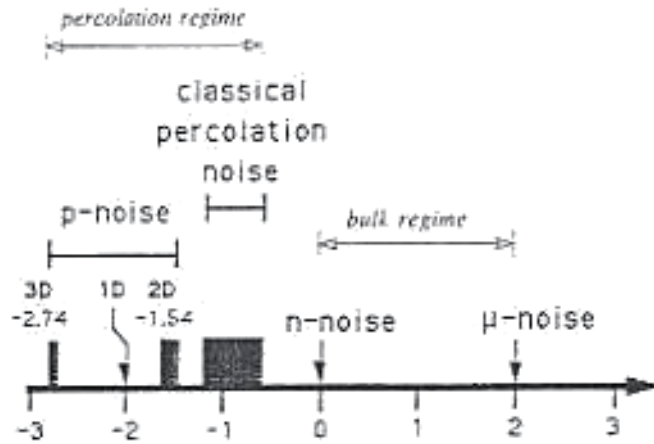


FIG. 4.18 – Les différents mécanismes de transport et les différentes valeurs du facteur k proposés par le modèle de percolation *p-noise* [Kiss et al., 1993a] : le régime de conduction en volume ou '*Bulk*' *Temperature Regime* ($k \geq 0$) et le régime de percolation ou '*Percolation*' *Temperature Regime* ($k \leq -0,6$)

Dans la partie supérieure de la transition de phase, le paramètre apparent de Hooge est constant ou diminue quand la température décroît : on parle alors de régime de conduction en volume. Dans ce régime, la densité de courant microscopique est spatialement homogène dans le matériau (à l'instar des conducteurs massifs ou *bulk*), ou au moins sa distribution est indépendante de la température.

A contrario, dans le régime de percolation quand la température diminue, le bruit normalisé peut augmenter de plusieurs ordres de grandeur. Dans ce régime, la densité de courant microscopique est inhomogène dans le matériau. La distribution varie aléatoirement quand la température fluctue. La distribution de la densité de courant suit la répartition aléatoire des zones supraconductrices et normales dans le matériau. La figure 4.19 montre un exemple du comportement d'un film mince YBCO en fonction de la température. Il faut noter que la majorité des articles de la littérature indique des régimes de percolation et rarement de conduction en volume [Kiss et al., 1993b, Kiss et al., 1995]

Le tableau 4.2 récapitule les différentes valeurs de k dans ce modèle *p-noise*. Classiquement, la percolation est décrite par un réseau aléatoire de résistance et de court circuits. Ces derniers représentent les zones supraconductrices. Dans le nouveau modèle, certains court circuits sont remplacés par des interrupteurs (*switches*) qui correspondent aux fluctuations du volume supraconducteur induit par des piégeages de porteurs, des défauts ou les vortex...

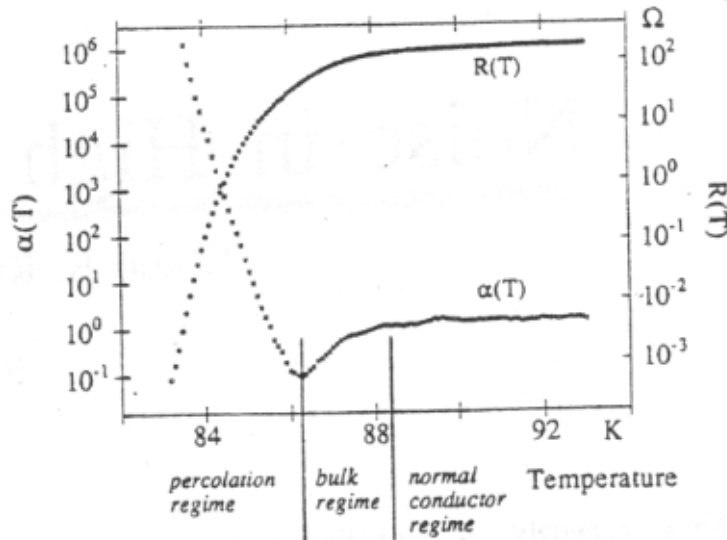


FIG. 4.19 – Evolution de la résistance et du bruit normalisé $\alpha_{app}(30\text{Hz})$ en fonction de la température : R a été mesurée avec une densité de courant de $10^9 \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$ pour un film mince YBCO in situ (orientation axe c) [Kiss and Svedlindh, 1993]

<i>p-noise model</i>		interprétation
1 D	-2	
2 D	$-1,54 \pm 0,09$	la taille de l'îlot supraconducteur est égale à l'épaisseur du matériau
3 D	$-2,74 \pm 0,04$	la taille de l'îlot supraconducteur est inférieure à celle du matériau

TAB. 4.2 – Valeurs de l'exposant de percolation k et interprétations dans la cadre du modèle de percolation *p-noise* [Kiss et al., 1993a]

Suivant la taille moyenne des zones supraconductrices, on parlera de mode de percolation 2 D si celle-ci est égale à l'épaisseur du film supraconducteur. Si la dimension de l'îlot supraconducteur devient inférieure, le mécanisme de percolation sera en volume, on parlera alors de percolation *p-noise* 3 D. A priori, le paramètre sera d'abord positif ou nul dans la zone normale, puis deviendra logiquement égale à $-2,74$ puis $-1,54$ et enfin -2 . La figure 4.20 donne un exemple de variation du paramètre k pour un film mince YBCO épitaxié, recuit in situ, sur un substrat LaAlO_3 (dépôt par co-évaporation).

Dans la zone de transition, un supraconducteur a différents types de porteurs : les électrons, les superélectrons et les quasiparticules. La percolation dans ce type de matériau est généralement expliquée par la diffusion d'îlots (zones) supraconducteurs dans la zone normale. Au cours de la transition de phase, quand la température diminue, la taille des îlots supraconducteurs augmente. Dès que le matériau est totalement supraconducteur, le bruit de résistance du matériau est alors quasi nul... le modèle n'est alors plus applicable.

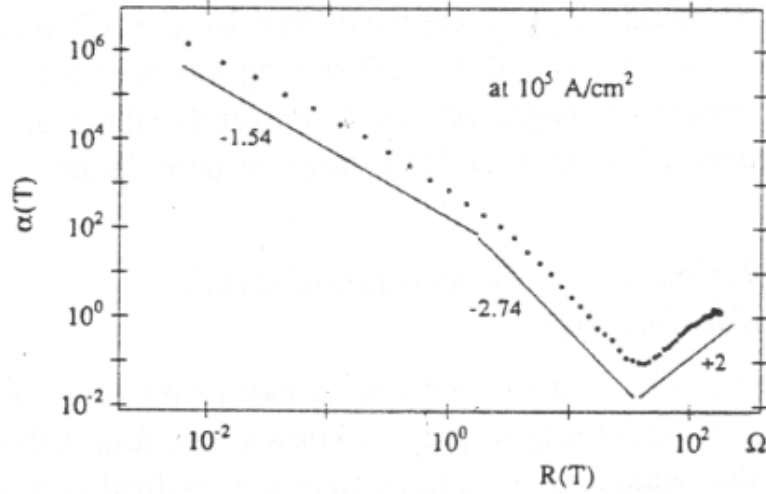


FIG. 4.20 – Evolution du bruit normalisé en fonction de la résistance (les pentes indiquent les valeurs de k du modèle p -noise) - Exemple de représentation du modèle de Kiss pour un film mince épitaxié, recuit in situ, sur un substrat LaAlO_3 (dépôt par co-évaporation) [Kiss et al., 1993a]

4.5.2 Les mesures de bruit excédentaire dans la zone normale

Il est assez facile de mesurer le bruit de Johnson d'un thermomètre résistif. Pour cela, il suffit d'étudier le bruit thermique 'à haute fréquence', *i.e.* dans la gamme de fréquence où le bruit excédentaire devient négligeable par rapport au bruit blanc. Les contraintes sur la régulation de température sont alors moindres à basse fréquence. L'évolution du bruit de Johnson en $4k_BTR$ en fonction de la température suit celle de la résistance [Leroy, 2002]. Mais aucune information sur la qualité du matériau peut en être déduite contrairement à la mesure du bruit en $1/f$.

Le bruit en $1/f$ a tendance à diminuer juste avant la transition de phase (cf. Tab. 4.3 page suivante). Logiquement, la mesure du bruit en tension à différentes températures permet d'estimer de manière approximative la température de transition. Mais cette technique est plus difficile à mettre en œuvre qu'une mesure classique de résistance.

En général, pour estimer un paramètre de Hooe apparent α_{app} dans les supraconducteurs à haute température critique, on utilise généralement une concentration de porteurs n_p , valeur plus ou moins constante de 100 K à 300 K [Stormer et al., 1988], égale à 10^{27} m^{-3} [Kiss and Svedlindh, 1994, Khrebtov, 2002]. Cette valeur est déterminée par mesure de Hall. Pour utiliser une telle normalisation dès le démarrage de la supraconductivité, il faut alors prendre en compte l'évolution de cette concentration en fonction de la température et du courant de polarisation. Mais cette évolution en température n'est pas simple à réaliser et est à priori non publiée pour un film mince d'YBCO dans la transition résistive.

Le bruit en $1/f$ a parfois une forte contribution dans le bruit total d'un bolomètre résistif à supraconducteur à haute température critique. Il pourrait être utile de l'étudier dans la zone normale. Le tableau 4.3 rassemble les résultats de la littérature sur les paramètres et les niveaux de bruit de différents films supraconducteurs gravés par photolithographie déposés sur différents substrats. Plus $\Delta\omega$, correspondant à la moitié de la largeur à mi-hauteur du pic (005) du balayage en oméga (ou *rocking curve*), est faible, plus le film supraconducteur fabriqué est épitaxié. Cet effet est particulièrement important pour des substrats présentant des paramètres de maille adaptés à la maille de l'YBCO dans le plan (a,b) (cas du SrTiO_3 et du NdGaO_3). Une largeur à mi-hauteur $\Delta\omega$ de $0,3^\circ$ permet de considérer la qualité du substrat comme parfaite. Un plus grand désaccord de maille entre YBCO et substrat est obtenu dans le cas où $\Delta\omega > 0,5^\circ$ (c'est le cas des substrats MgO , Al_2O_3 , YSZ, STO de mauvaise qualité, YSZ/Si).

Les mesures de bruit excédentaire dans la zone normale confirment les études cristallines. La valeur du paramètre de Hooe est en effet un bon indicateur de la qualité du film supraconducteur. Les plus faibles valeurs de α_{app}^N ont été obtenues pour des substrats de SrTiO_3 et de NdGaO_3 . I.A. Khrebtov souligne aussi dans son article que le paramètre de Hooe diminue juste avant la transition résistive ($\alpha_{app}^N < \alpha_{app}^{300}$) [Khrebtov, 2002].

Référence	Substrat	Technique de fabrication	$l \times w \times t$ en mm	R_N [Ω]	$\Delta\omega$ [°]	α [K ⁻¹]	α_{app}^{300}	α_{app}^N
[Khrebtov et al., 1998]	SrTiO ₃	L	0,31 × 0,02 × 0,2	55	0,3	0,7	8 × 10 ⁻⁴	3 × 10 ⁻⁴
[Khrebtov et al., 1998]	NdGaO ₃	L	0,33 × 0,01 × 0,2	86	0,2	1,5	5 × 10 ⁻³	2 × 10 ⁻⁴
[Khrebtov et al., 1998]	MgO	L	0,51 × 0,047 × 0,2	21	0,6	0,7		0,014
[Khrebtov et al., 1998]	YSZ	L	0,52 × 0,014 × 0,2	103	0,6	1,8	0,3	0,4
[Khrebtov et al., 1998]	Al ₂ O ₃	L	0,52 × 0,037 × 0,2	64	1,7	0,7	0,6	0,09
[Khrebtov et al., 2000]	SrTiO ₃	L	0,5 × 0,045 × 0,2	79	0,17	2,6	2 × 10 ⁻²	10 ⁻³
[Khrebtov et al., 1998]	SrTiO ₃	L	0,5 × 0,006 × 0,2	252	0,1	5,8	7 × 10 ⁻⁴	2 × 10 ⁻⁶
[Johnson et al., 1994]	YSZ / Si	L	1,4 × 0,003 × 0,07	16000		0,6		3,6
[Vergnese et al., 1992]	YSZ / Si	L	1 × 3 × 0,04	7		2,6		1,1
[Brasunas and Lakew, 1994]	CeO ₂ / Al ₂ O ₃	L	1 × 1 × 0,17	6		0,5		4,2
[Khrebtov et al., 1993]	ZrO ₂ / Si	M	0,5 × 0,035 × 0,2	570		0,5	1,4	0,06
[Karmanenko et al., 2000]	LaAlO ₃	M	0,001 × 0,0007 × 0,2	35		1,0	10 ⁻²	1,4 × 10 ⁻⁴
[Neff et al., 1998]	* YSZ / Si	M	10 × 0,05 × 0,05	9700		0,6	1,4 × 10 ³	0,01
[DeNivelle et al., 1997]	* YSZ / Si / SiN	M	17 × 0,025 × 0,06	2000		5,8		1

TAB. 4.3 – Comparaison des niveaux de bruit mesuré pour différents films minces (le symbole * indique un film de GdBa₂Cu₃O_{7- δ} sinon il s'agit de film d'YBa₂Cu₃O_{7- δ}) déposés sur différents substrats : L et M correspondent respectivement à un dépôt par ablation laser et par pulvérisation par cathode magnétron ; m et p correspondent respectivement à un méandre et à un pont ; R_N correspond à la résistance dans la zone normale au voisinage de la transition [52] ; $\Delta\omega$ correspond à la moitié de la largeur à mi hauteur du pic (005) du balayage en oméga (ou *rocking curve*) ; α_{app}^{300} correspond au paramètre de Hooge apparent à 300 K et α_{app}^N correspond au paramètre de Hooge apparent dans la zone normale au voisinage de la transition [Khrebtov, 2002]

4.5.3 Les mesures de bruit excédentaire dans la zone de transition de phase

Il est souvent difficile de mesurer l'évolution des caractéristiques de matériau supraconducteur dans la transition de phase normale - supraconductrice. Les phénomènes de conduction électrique et thermique varient fortement dans cette gamme de température. L'analyse du bruit excédentaire en tension est par conséquent très délicate. Dans la littérature, il existe de nombreux mécanismes pour expliquer les différents résultats expérimentaux.

Le bruit de phonons (cf. section 2.6.4.3 page 74) peut fortement influencer la caractéristique en bruit du supraconducteur [Khrebtov, 2002]. Le bruit phononique (cf. Eq. 2.77 page 74) ramené en tension (par la sensibilité en tension S_V , cf. Eq. 2.49 page 68) est en effet proportionnel à $\frac{dR}{dT}$ contrairement au bruit de Johnson.

La figure 4.21 a) montre l'évolution de la résistance et du bruit en tension à 100 kHz pour un microbolomètre YBCO/NdGaO₃. La conductance thermique utilisée pour estimer le bruit de phonons est due à la résistance thermique d'interface entre le film supraconducteur et le substrat.

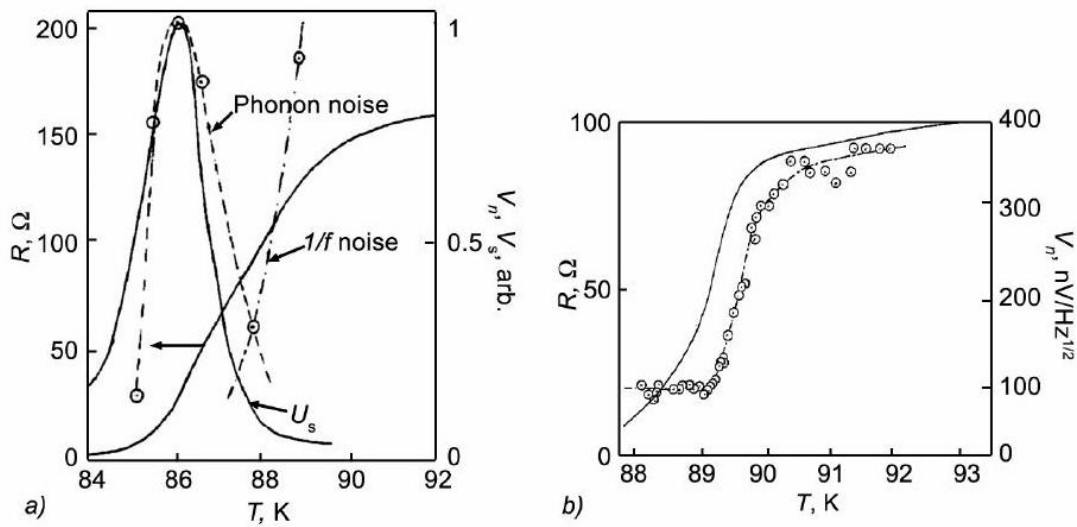


FIG. 4.21 – a) Evolutions de la résistance et du bruit en tension à 100 kHz pour un microbolomètre YBCO/NdGaO₃. La conductance thermique utilisée pour estimer le bruit de phonons est due à la résistance thermique d'interface entre le film supraconducteur et le substrat. b) Evolutions de la résistance (ligne) et du bruit en tension à 10 Hz (symboles) pour un microbolomètre similaire [Khrebtov, 2002]

La présence de pics de bruit en tension est aussi parfois expliquée par la présence d'un champ magnétique dans le supraconducteur. Ce phénomène est représenté sur la figure 4.22 a). A champ nul, des pics de bruit sont présents à différentes températures, même à des températures où le matériau est supraconducteur. On peut également noter la présence d'un pic dans la zone où la pente $\frac{dR}{dT}$ est maximum. La densité spectrale en tension de bruit dépend de la température (cf. Fig. 4.22 page suivante b)). Si le champ magnétique augmente, le bruit excédentaire deviendra plus important et les pics de fluctuations de tension deviendront de plus en plus prépondérants.

Il est intéressant d'examiner la dépendance en température du courant critique j_c de différents films YBCO déposés sur divers substrats. Les films sur NdGaO₃ et SrTiO₃ présentent des caractéristiques $j_c(T)$ abruptes ainsi que des fortes valeurs de j_c , telles que $j_c = (0,8 - 4) \times 10^{10} \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$ à 80 K (cf. fig. 4.23 page suivante). L'utilisation de substrats Al₂O₃, YSZ et MgO ne permettent pas d'obtenir de tels résultats car leur qualité cristalline est moins bonne (cf. Tab. 4.3 page précédente).

Il est donc clair que plus la structure cristalline du substrat est adaptée, plus la valeur du courant critique j_c est élevée (cf. Fig. 4.23 page suivante). Les défauts structuraux sont donc des sources de bruit dans la phase normale et aussi dans la phase supraconductrice.

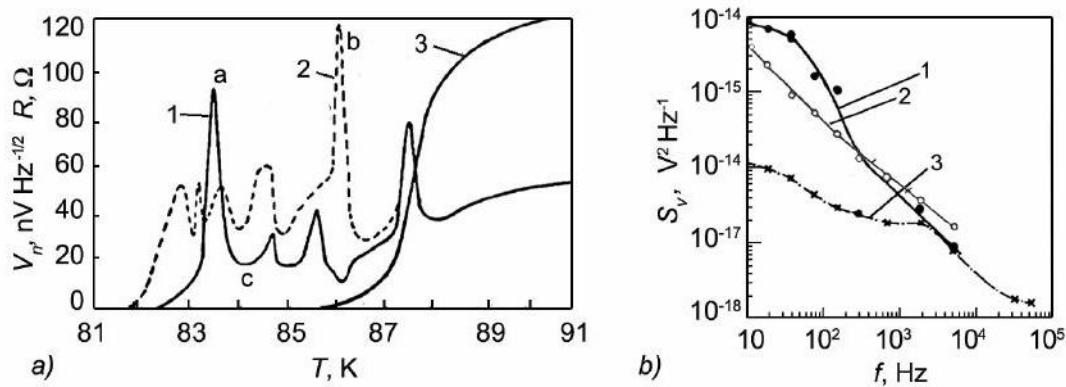


FIG. 4.22 – Mesures de bruit pour un micropont YBCO ($3 \times 35 \times 0,15 \mu\text{m}^3$) sur un substrat YSZ [Khrebtov et al., 1999] : a) Evolutions du bruit en tension à 10 Hz et $I_p = 0,98$ mA (courbes 1 et 2) pour différentes valeurs de champs magnétiques : 1- $B = 0$ T ; 2- $B(\perp) = 8$ mT ainsi que la caractéristique $R(T)$ (courbe 3) ; b) Evolution de la densité spectrale en tension de bruit à 10 Hz et à champ magnétique nul pour différentes températures : 1- $T = 83,5$ K ; 2- $T = 87,6$ K ($\frac{dR}{dT}_{max}$) ; 3- $T = 84,1$ K

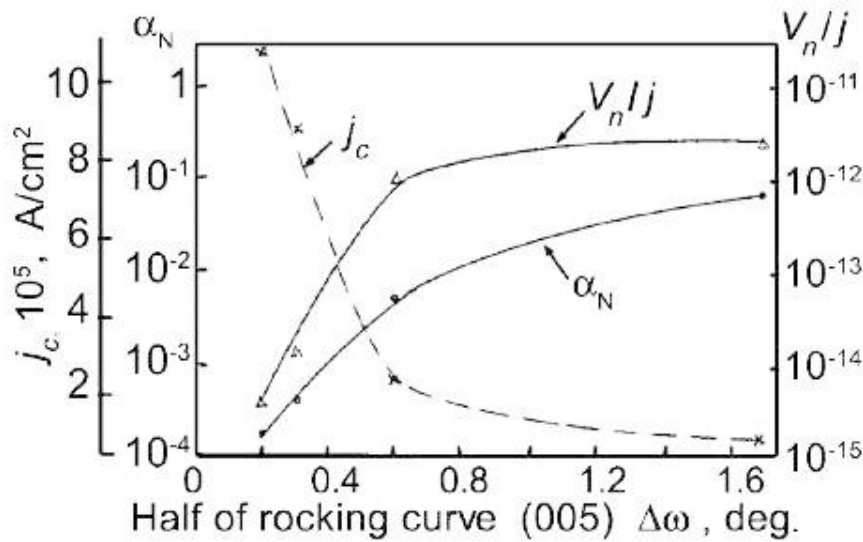


FIG. 4.23 – Dépendance du courant critique j_c , du paramètre apparent de Hooge α_{app}^N dans la zone normale et du rapport $S_v^{1/f}/j_c$ en fonction de la qualité cristalline (selon l'axe c) des films YBCO déposés sur différents substrats (cf. Tab. 4.3 page 146) [Khrebtov, 2002]

4.5.4 Les mesures réalisées

Les mesures présentées dans ce manuscrit ont d'abord été réalisées dans la zone de transition pour améliorer la résolution en température du thermomètre YBCO (cf. section 4.3 page 132) [Guillet et al., 2003c]. Une analyse du bruit en $1/f$ dans la zone normale a été envisagée mais malheureusement les films minces ont été détériorés lors d'une nième remontée en température.

Ces mesures auraient permis de comparer les résultats avec ceux de Khrebtov [Khrebtov, 2002]. Ce dernier a en effet montré l'importance de la qualité cristalline des échantillons pour obtenir un faible bruit. Il faut rappeler que le film d'YBCO étudié ici présente une très bonne qualité (cf. section 3.2.2.2 page 108). De plus, la figure 4.24 indique un spectre de diffraction X en configuration $\theta - 2\theta$ pour le film YBCO étudié avant gravure. Le spectre indique la croissance épitaxiale du film avec une orientation axe c perpendiculaire au substrat et l'absence de phase parasite. La largeur à mi-hauteur de la raie (005) en configuration en balayage en ω est de $0,26^\circ$, et montre la bonne qualité structurale des échantillons testés.

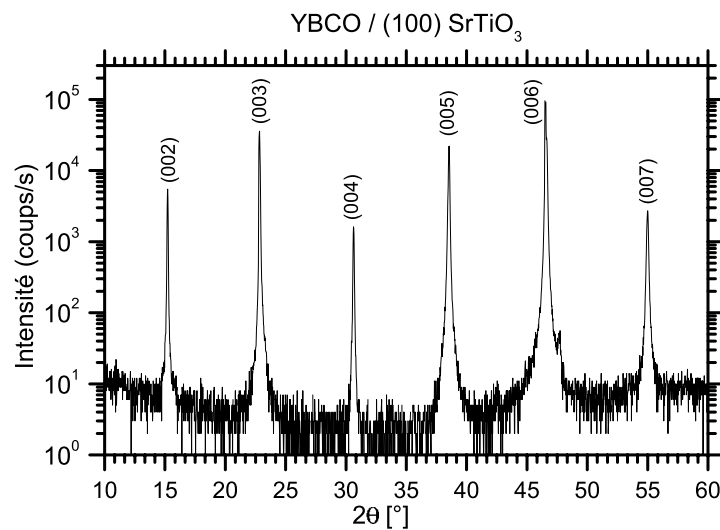


FIG. 4.24 – Spectre de diffraction X en configuration $\theta - 2\theta$ du film YBCO déposé sur un substrat STO avant gravure

Mesurer le bruit en tension d'un matériau résistif est une expérience assez facile à réaliser (quoique semée d'embûches...). Réaliser une bonne mesure et surtout une mesure univoque est une question de savoir faire expérimental et d'analyse indéniables. Le matériau doit être étudié en statique et ce dans les mêmes conditions d'expériences pour déterminer la présence de tel ou tel phénomène. Les mesures de bruit doivent être ensuite confrontées à la relation empirique de Hooge et à ses contraintes d'utilisation. Cette analyse est obligatoire pour toute étude de bruit quel que soit le composant étudié. L'examen de matériau (ou système) exotique rend la tâche un peu plus ardue...

4.5.4.1 influence du courant de polarisation dans les mesures statiques

La caractéristique $R(T)$ évolue en fonction du courant continu de polarisation I_p . La température est mesurée par un thermomètre IPRT. Le contrôleur analogique de température associé permet alors de réguler finement la température du porte-échantillon. La figure 4.25 indique cette évolution pour des valeurs de courant entre 0,25 mA et 7,25 mA. La densité de courant circulant dans le film supraconducteur dans la zone de transition modifie la caractéristique résistance - température. A forte valeur de courant de polarisation, cette dernière exhibe une plus basse température critique ainsi qu'une plus grande largeur de transition. La figure 4.26 indique l'évolution de la dérivée de la résistance en fonction de la température pour différentes valeurs de courant de polarisation. On peut noter la bonne reproductibilité de ces mesures.

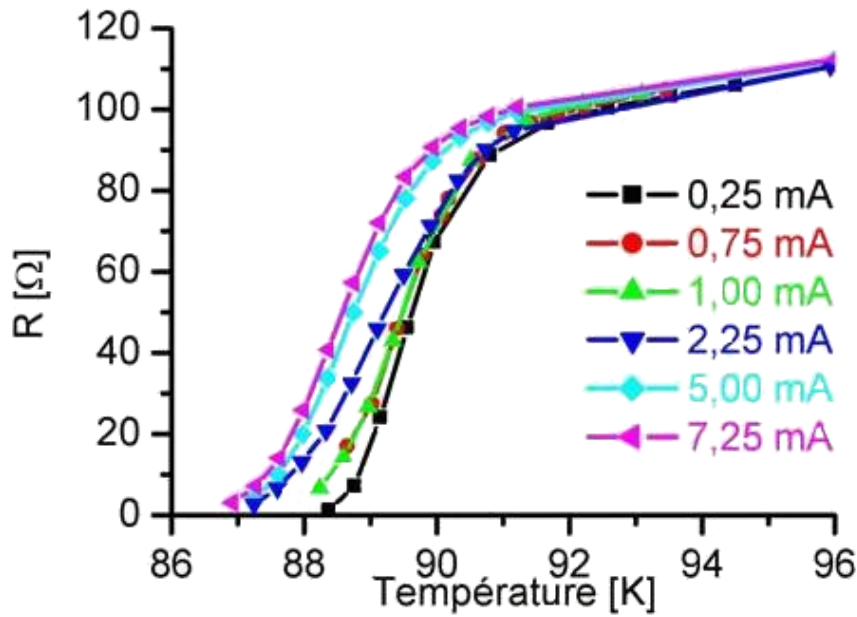


FIG. 4.25 – Evolution de la caractéristique $R(T)$ en fonction du courant de polarisation I_p

Pour un courant de polarisation fixé, la dérivée de la résistance en fonction de la température présente un maximum au voisinage du milieu de la transition. Soit $T_{mt}(I_p)$ cette température qui permet d'optimiser la sensibilité du thermomètre pour un courant donné, c'est-à-dire pour avoir $\frac{dR}{dT}_{max}$.

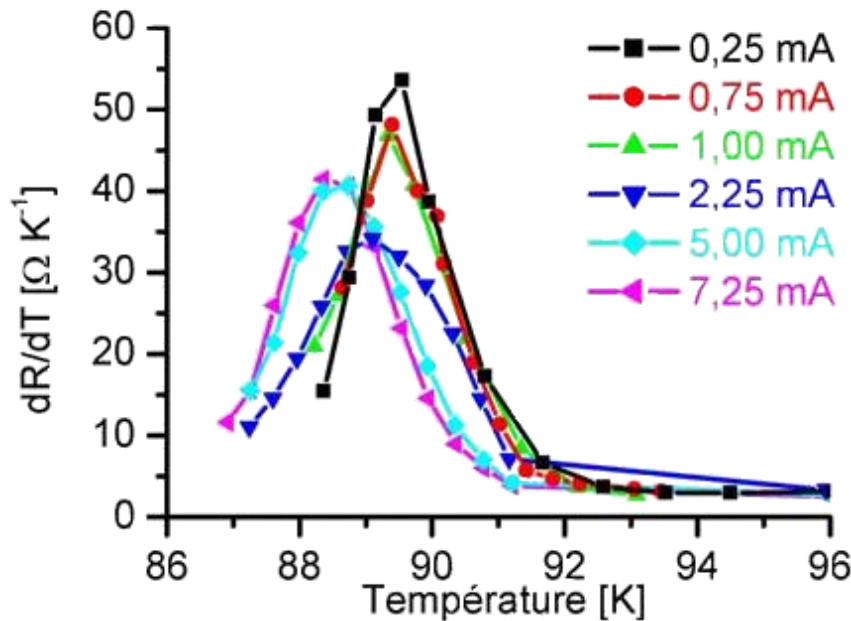


FIG. 4.26 – Evolution de la caractéristique $\frac{dR}{dT}$ en fonction du courant de polarisation I_p

La température T_{mt} diminue si le courant de polarisation I_p augmente. Dès à présent, il est intéressant de noter qu'à la température de 89,25 K, la valeur du $\frac{dR}{dT}$ est quasi égale ($\sim 35 - 40 \Omega \cdot K^{-1}$) pour toutes les valeurs de I_p .

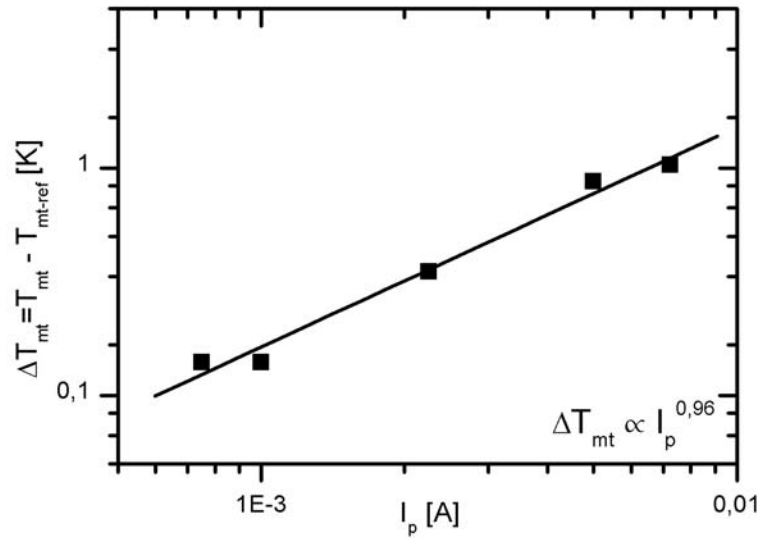


FIG. 4.27 – Evolution de la position de la température T_{mt} correspondant au maximum de la dérivée $\frac{dR}{dT}_{max}$ en fonction du courant de polarisation I_p

L'étude de la position du $\frac{dR}{dT}_{max}$ en fonction du courant de polarisation permet d'aborder les processus physiques impliqués dans la transition. Il se peut, en effet, que le matériau subisse un phénomène d'autoéchauffement ou des phénomènes électromagnétiques [Fardmanesh et al., 1998]. Pour en décider, il faut représenter l'évolution de $T_{mt}(I_p)$ en fonction du courant I_p . La caractéristique $R(T)$ mesurée à 0,25 mA sera prise comme point de référence : la température qui présentera le maximum du $\frac{dR}{dT}$ sera notée T_{mt-ref} . Pour chaque valeur de courant, la différence entre cette température référence T_{mt-ref} et $T_{mt}(I_p)$ est calculée. Cette valeur est alors comparée avec la valeur du courant de polarisation (cf. Fig. 4.27). L'évolution indique une relation linéaire en courant et non quadratique. Le phénomène d'autoéchauffement n'est donc pas prépondérant. La densité de courant circulant dans le matériau varie de $31 \times 10^7 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ (0,25 mA) à $6,2 \times 10^8 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ (5,00 mA). Le champ magnétique généré par le passage de ce courant de polarisation est proportionnel au carré de la densité de courant. Cependant, une étude plus approfondie des phénomènes électromagnétiques est nécessaire pour bien comprendre ces mécanismes.

4.5.4.2 le banc de mesures de bruit excédentaire

Le banc de mesures utilisé pour mesurer le bruit en $1/f$ est assez similaire au banc de mesures de température. Un moniteur de température haute résolution à thermomètre YBCO permet de régler finement la température ($\sim 3 \mu\text{K}$). Un second thermomètre YBCO est connecté dans un second système de lecture électronique. Le niveau de régulation de température obtenu avec la configuration initiale réduit très efficacement les fluctuations de température du porte-échantillon (cf. section 4.3 page 132).

Le second thermomètre peut alors être étudié en terme de densité spectrale de bruit. A l'aide du contrôle fin de la température, le bruit excédentaire a été mesuré pour différentes températures et pour différentes valeurs de courant de polarisation. Le courant de polarisation est en effet modifiable en changeant les valeurs des impédances des résistances de polarisation R_{p1} et R_{p2} (cf. section 3.2.4 page 110). Les courants circulants dans les deux pont diviseurs résistifs sont ainsi du même ordre de grandeur pour ne pas déséquilibrer l'amplificateur du premier étage. Malheureusement, l'impédance du thermomètre et le phénomène d'autoéchauffement limitent la gamme de courant de polarisation envisageable. La valeur du courant de polarisation sera située entre 0,25 mA et 5 mA.

De nombreuses mesures de bruit ont été réalisées mais la plupart n'ont pas pu être exploitées. Il faut, en effet, être capable de déterminer exactement la valeur de la température du porte-échantillon (étalonnage du système de mesure de la température).

Un thermomètre IPRT de référence mesuré par une méthode «4 fils» permet normalement de déterminer la température. Mais le nombre de cyclages thermiques détériore l'adhérence du thermomètre sur le porte-échantillon. La lecture de la température peut être alors complètement faussée. . . Des erreurs de 0,1 K à plusieurs kelvins ont parfois été mesurées.

L'étude du bilan énergétique du système permet également de déterminer la température. Il faut alors correctement estimer les puissances apportées au système. Il arrive parfois que des glaçons se forment au niveau du doigt froid ou niveau du cylindre de remplissage lors du transfert d'azote liquide dans le cryostat. La température du doigt froid n'est alors plus égale à la température de l'azote liquide 77 K. Il faut alors chauffer le porte-échantillon suffisamment longtemps avec l'une des résistances de chauffage pour faire fondre la glace. Toutefois, cette technique n'est pas toujours très efficace. Il faut alors vider le cryostat et répéter l'opération de remplissage après l'avoir complètement séché. Les mesures présentées ici ont été réalisées lorsque que les deux déterminations de la température coïncidaient.

4.5.4.3 le bruit excédentaire à température constante

La section 4.5.4.1, page 149, a montré que l'écart de température critique de l'échantillon est proportionnel au courant de polarisation. A température fixe, la valeur de la pente de la résistance en fonction de la température est donc différente en fonction de I_p .

La relation semi-empirique de Hooge est elle applicable dans la zone de transition de phase ? Pour répondre à cette question, il faut tout d'abord regarder si le bruit excédentaire en tension est proportionnel à I_p^2 ou si le bruit normalisé en tension $S_V^{1/f}/V^2$ est constant quel que soit le courant de polarisation. Les relations de géométrie seront éventuellement étudiées par la suite (cf. Eq. 2.84 page 76).

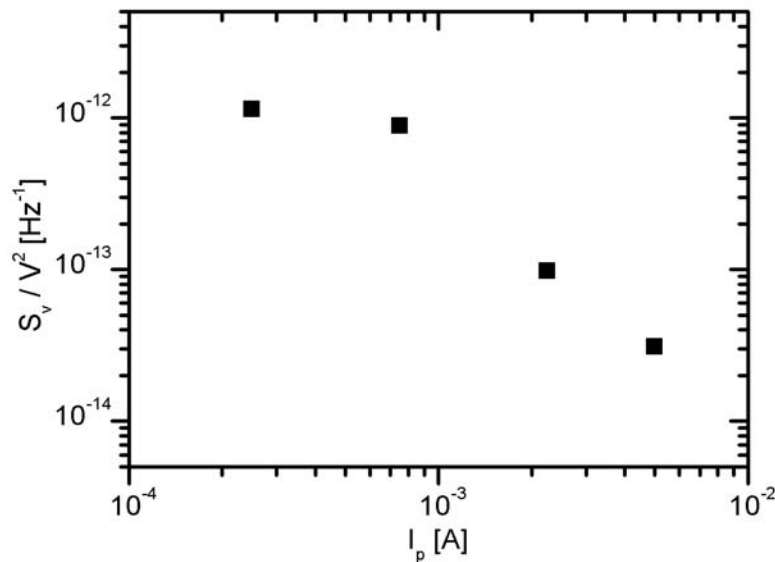


FIG. 4.28 – Evolution du bruit normalisé en tension $S_V^{1/f}/V^2$ à 1 Hz en fonction du courant de polarisation I_p pour une température constante $T = 89,25$ K et des valeurs de $\frac{dR}{dT}$ similaires ($\sim 40 \Omega \cdot K^{-1}$)

Pour minimiser les difficultés d'analyse, le graphe 4.28 représente l'évolution du bruit normalisé en tension à 1 Hz pour différents courants mais pour une température constante et $\frac{dR}{dT}$ similaires. La température choisie a donc été fixée à 89,25 K (cf. section 4.5.4.1 page 149). A faible valeur de courant, le bruit normalisé en tension est plus ou moins constant. Dès que la densité de courant circulant dans le film devient importante (aux environs de 1 mA), le bruit normalisé en tension diminue rapidement : deux ordres de grandeur par décade. La relation de Hooge n'est donc pas applicable dans la zone transition de phase. La répartition en nombre des porteurs de charges (électrons, super électrons, quasiparticules) varie effectivement fortement dans cette zone de température. On peut supposer que l'augmentation du courant provoque la transition de quelques îlots supraconducteurs. Dans le volume apparent, le nombre d'électrons augmente alors et induit une diminution du bruit excédentaire (relation de Hooge). On reviendra sur cette analyse dans la section suivante.

4.5.4.4 étude approfondie du bruit excédentaire

A présent, examinons l'évolution du bruit excédentaire normalisé en tension $S_V^{1/f}/V^2$ à 1 Hz en fonction de la température pour différentes valeurs de courant. La figure 4.29 représente cette évolution pour un courant de polarisation de 0,75 mA et de 5,00 mA. On peut rappeler ici que polariser à plus fort courant entraînerait un emballement thermique (cf. section 2.6.3.3 page 69).

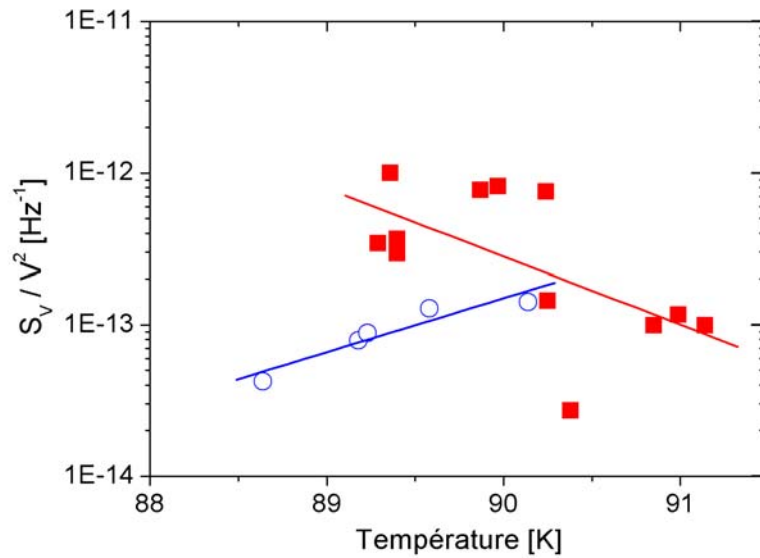


FIG. 4.29 – Evolution du bruit excédentaire normalisé en tension $S_V^{1/f}/V^2$ à 1 Hz en fonction de la température pour un courant de polarisation de 0,75 mA (carrés) et de 5,00 mA (cercles) : à faible courant, le film est probablement dans un régime de percolation ($S_V^{1/f}/V^2$ augmente quand la température décroît) alors qu'à fort courant le matériau est dans le régime de 'bulk' ($S_V^{1/f}/V^2$ constant ou croît quand la température augmente). Les droites ne sont qu'à titre indicatif et facilitent l'interprétation des courbes.

A faible courant de polarisation, le film présente un pic de fluctuations de tension au voisinage de T_{mt} (cf. Fig. 4.30). Le film présente probablement un processus de percolation. La figure 4.31 représente une mesure de tension en fonction du temps. L.B. Kiss et P. Svedlindh ont également rapporté ce type de mesure [Kiss and Svedlindh, 1994]. Ce comportement est similaire aux processus de génération recombinaison [Machlup, 1954]. Mais ici le système n'a pas uniquement deux états d'équilibre (cas du RTS - *Random Telegraph Signal*) mais une multitude d'états possibles. Dans ce cas, la superposition de lorentziennes induit un spectre en $1/f$ [Mercha, 2000]. Le bruit excédentaire ayant été mesuré à très basse fréquence, la mesure a généralement présenté un spectre en $1/f$.

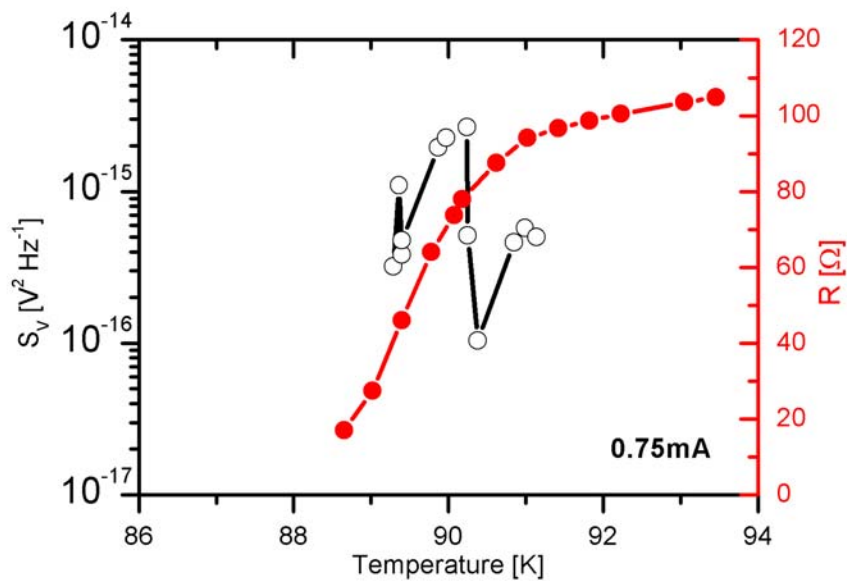


FIG. 4.30 – Evolution en fonction de la température du bruit excédentaire en tension $S_V^{1/f}$ à 1 Hz (symboles vides) et de la résistance (symboles pleins) pour un courant de 0,75 mA

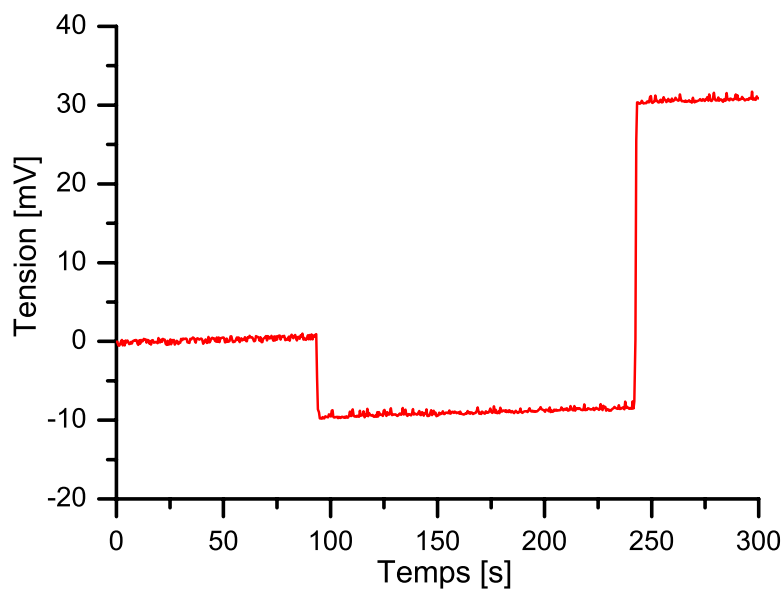


FIG. 4.31 – Exemple d'évolution de la tension mesurée en fonction du temps pour un thermomètre YBCO avec un courant de polarisation de 0,75 mA au voisinage de 90 K : la mesure indique clairement un comportement en «créneaux».

Aux fortes valeurs de courant ($I_p > 1$ mA), le comportement de conduction électrique est différent (sans doute à comparer avec la figure 4.28). Au niveau de la transition de phase, le bruit excédentaire ne présente pas de pic (cf. Fig. 4.32). De plus, la mesure de la tension en fonction du temps n'a pas démontré un comportement en créneaux. A 88 K, la mesure de bruit n'a pas révélé la présence de bruit en $1/f$. Quid du comportement à plus basse température? Le bruit excédentaire est donc clairement réduit à fort courant. Le film supraconducteur est probablement dans le régime de 'bulk'. Le courant de polarisation est tellement important qu'une partie des îlots supraconducteurs, existant normalement à ces températures, ont transités. Le phénomène de percolation est donc réduit : la densité de courant est donc plus homogène

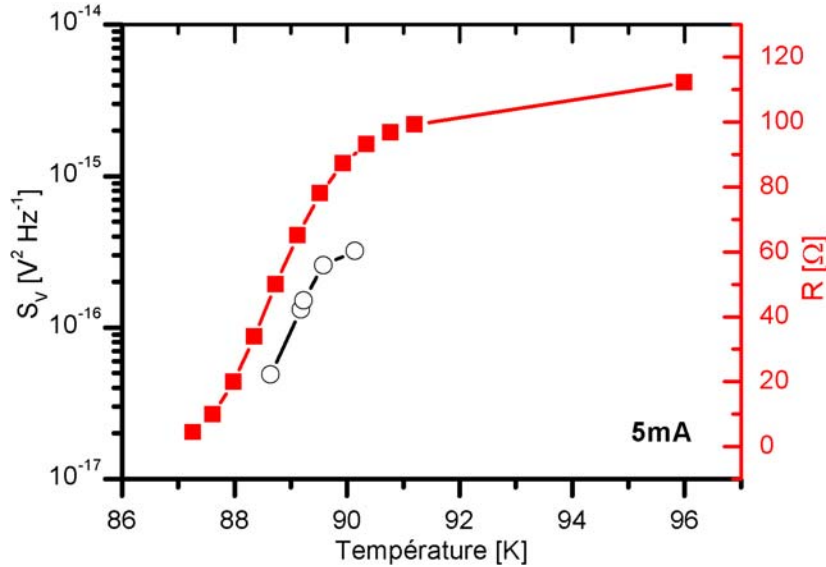


FIG. 4.32 – Evolution en fonction de la température du bruit excédentaire en tension à 1 Hz (symboles vides) et de la résistance (symboles pleins) pour un courant de 5,00 mA

4.5.4.5 NET et bruit excédentaire

Dans le cadre de cette thèse, les films minces supraconducteurs sont utilisés en tant que thermomètre résistif. Il semble donc intéressant d'examiner l'évolution de la résolution en température $NET(f)$ en fonction du courant de polarisation.

Pour une valeur de courant de polarisation, la sensibilité du thermomètre (produit $I_p \times \frac{dR}{dT}$) est maximale à la température T_{mt} à laquelle la dérivée de la résistance en fonction de la température est maximale. Bien que la valeur du $\frac{dR}{dT}_{max}$ diminue à fort courant (cf. Fig. 4.26 page 150), la sensibilité de mesure (cf. Eq. 1.7 page 10) sera toutefois améliorée. Un point optimum doit cependant exister même si dans la gamme de courant utilisée, la présence d'un tel point n'a pas été décelée lors des campagnes de mesures.

Comme décrit précédemment, le bruit excédentaire en tension diminue quand le courant de polarisation augmente. L'effet simultané de la diminution du bruit excédentaire en tension et l'augmentation de la sensibilité du thermomètre améliore la résolution en température $NET(f)$ (cf. Eq. 3.6 page 93). La figure 4.33 montre l'évolution du $NET(f)$ à 1 Hz pour les points optimums ($T, \frac{dR}{dT}_{max}$) pour chaque courant I_p . La valeur de $NET(1 \text{ Hz})$ initialement obtenue et la résolution en température ultime $NET_J(f)$ (sans présence de bruit excédentaire) sont également indiquées sur le graphique. La présence de bruit excédentaire détériore la résolution en température quel que soit le courant de polarisation. La résolution ultime en température n'est jamais démontrée. Le bruit excédentaire devient moins prépondérant aux fortes valeurs de I_p . La valeur du $NET(f)$ expérimental rejoint

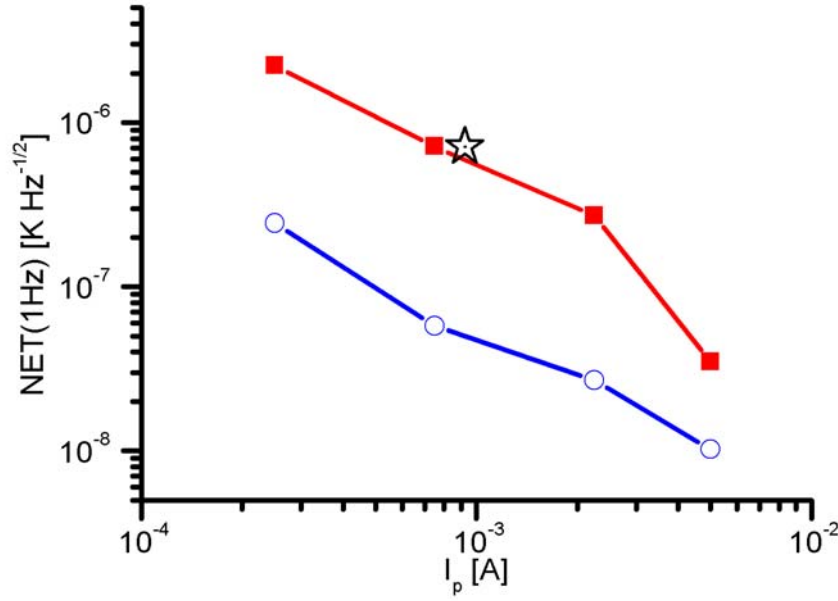


FIG. 4.33 – Evolution du $NET(1\text{Hz})$ pour les points optimaux $(T, \frac{dR}{dT}_{max})$ pour chaque courant I_p (symboles carrés pleins) : la valeur de $NET(1\text{ Hz})$ initialement obtenue et la résolution en température ultime $NET_J(f)$ (sans présence de bruit excédentaire) sont également indiquées respectivement par un symbole étoile et des symboles vides.

sans doute l'évolution théorique $NET_J(f)$ vers 10 mA. Cette mesure n'a pas été réalisée de peur de détériorer l'échantillon (risque d'emballement thermique - cf. section 2.6.3.3 page 69). A 5,00 mA, une résolution en température à 1 Hz de $3 \times 10^{-8} \text{ K} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ a été obtenue. Pour une bande passante de 1 Hz, la résolution efficace en température est égale à 38 nK. Comparons ce résultat avec la mesure initiale de 2,8 μK [Guillet et al., 2003a]. La régulation de température se trouverait améliorer d'un facteur 700 pour seulement une augmentation d'un facteur 5 en courant. Il faut toutefois tempérer cet enthousiasme car l'augmentation de la puissance électrique accroît obligatoirement l'écart de température entre le thermomètre et le porte-échantillon (mesure invasive). Pour 5,00 mA, la puissance électrique dissipée dans le thermomètre est voisine de la valeur limite par le cahier des charges (1 mW). Evidemment la limite de puissance électrique dissipée est déterminée par la valeur de puissance pouvant être évacuée par le lien thermique (cf. Tab. 2.4 page 69).

Les résultats obtenus au cours de cette étude sont tout à fait comparables aux valeurs rencontrées dans la littérature pour des films YBCO épitaxiés [McDonald et al., 1997, McDonald et al., 1999, Neff et al., 1998, Rosenthal et al., 1989, Verghese et al., 1992, Brasunas and Lakew, 1994].

Les films ont malheureusement été dégradés avant la démonstration de ce 'record' en régulation de température. L'utilisation d'un échantillon similaire comportant au minimum trois thermomètres identiques devrait permettre d'atteindre ce niveau de résolution en température. Mais une nouvelle étude détaillée en statique et en bruit excédentaire est nécessaire. La comparaison des densités spectrales de deux thermomètres identiques et observateurs pourrait également permettre l'étude des corrélations des fluctuations de température (cf. section 4.5.1.2 page 140).

4.6 Conclusions sur les mesures de température et de bruit réalisées

Les potentialités du moniteur de température ont tout d'abord été évaluées au voisinage de la température de la glace fondante à pression atmosphérique avec des thermomètres à résistance de platine (IPRT). Des résolutions de quelques microkelvins ont en effet été obtenues dans une configuration en boucle ouverte.

Le banc de mesure à basse température (90 K) utilisant un thermomètre YBCO a présenté en boucle fermée une dérive thermique d'environ $0,1 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$. Deux techniques ont été utilisées pour caractériser le système thermique (cf. section 3.6 page 120). Par une méthode de corrélation sur deux moniteurs de température haute résolution observateurs, un écart type de $2,8 \mu\text{K}$ pour 400 s et un courant de polarisation de 0,83 mA a été démontré. La méthode de perturbation calibrée de chaleur a aussi permis de mesurer de très faibles oscillations de température jusqu'à des amplitudes de quelques dizaines de μkelvin . Ces mesures présentent des fluctuations corrélées et des fluctuations non corrélées. Ces dernières sont liées aux fluctuations de résistance des films minces supraconducteurs.

Une étude du bruit excédentaire de ces films dans la transition résistive a donc été entreprise. L'augmentation du courant de polarisation améliore la résolution en température. A 5,00 mA et à 1 Hz, le NET vaut $3 \times 10^{-8} \text{ K}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Pour une bande passante de 1 Hz, la résolution efficace en température est alors égale à 38 nK, ce qui représente une amélioration d'un facteur 700 comparée à la valeur initiale à 0,83 mA. D'un point de vue fondamental, il serait intéressant de poursuivre cette étude de bruit excédentaire dans la transition car elle renseigne sur les mécanismes de conduction. D'un point de vue pratique, elle est également nécessaire afin d'utiliser les capteurs dans les conditions optimales.

Chapitre 5

Vers la radiométrie à substitution électrique

La mesure absolue de la puissance transportée par les rayonnements optiques est complexe à réaliser. Les découvertes et les avancées des détecteurs thermiques ont permis la réalisation de radiomètres à substitution électrique RSE (*ESR : Electrical Substitution Radiometer*) à la fin du XIX^{ième} Siècle par Kurlbaum [Kurlbaum, 1892] et Angstrom [Angstrom, 1893]. Son principe, énoncé par Kurlbaum dans ses notes, a été traduit de la manière suivante dans [Touayar et al., 1999] : *«L'élévation de température du bolomètre, qui est produite par le rayonnement incident, peut aussi être produite au moyen d'un courant électrique. En conséquence, le rayonnement peut être comparé à un courant électrique. Les grandeurs qui caractérisent le courant sont mesurables de manière absolue et on est alors capable d'exprimer le rayonnement en mesure absolue.»*

La connaissance des caractéristiques thermiques des matériaux et l'essor de la cryogénie ont fortement contribué à réduire les incertitudes de mesures mais le principe de base de la mesure n'a guère évolué. Actuellement, les incertitudes de mesures des puissances lumineuses sont de l'ordre de 10^{-4} alors que par exemple pour les mesures de température, les incertitudes ont été réduites de plusieurs ordres de grandeurs dans le même laps de temps.

La première partie de ce chapitre, consacré à la radiométrie à substitution électrique, décrit le principe de fonctionnement, les principales sources d'erreurs ainsi que l'apport de la cryogénie. La section 5.2 présente le design du système optique, de l'absorbant et du maintien de la température en utilisant les exemples du radiomètre du BNM-INM (fonctionnant à 4,2 K) et celui du NIST (fonctionnant au voisinage de 77 K). Un exemple de bilan d'incertitudes est ensuite analysé. Une estimation des performances en radiométrie à substitution électrique, basée sur le principe de fonctionnement du radiomètre du NIST, conclura ce dernier chapitre (cf. section 5.4 page 168). Un modèle électrothermique est en effet présenté et appliqué à un radiomètre cryogénique à 90 K.

5.1 La radiométrie à substitution électrique

Les radiomètres à substitution électrique sont utilisés pour mesurer par exemple la constante de Stefan Boltzmann σ_{SB} [Quinn and Martin, 1985, Parr, 1996] et le rayonnement solaire [Rice and Johnson, 1998, Willson, 1979]. Mais ils sont principalement utilisés dans les laboratoires de métrologie pour mesurer la puissance du rayonnement électromagnétique dans le domaine du rayonnement optique (de l'ultraviolet au infrarouge proche) [Fox, 2000, Hoyt and Foukal, 1991]. Des mesures de flux de neutrons [Chowdhuri et al., 2003] et de radiations X issues de rayonnement synchrotron de 80 à 3000 eV [Khrebtov et al., 2002, Rabus et al., 2002] sont également envisagées.

5.1.1 Le principe du radiomètre à substitution électrique

Le principe de fonctionnement de ce radiomètre est représenté sur la figure 5.1. C'est un exemple de détecteur thermique (cf. chapitre 2). Le radiomètre à substitution électrique est constitué de deux parties correspondant respectivement à la détection du rayonnement (système optique et absorption) et à la mesure de l'élévation et au maintien de la température (le thermomètre et l'environnement associé).

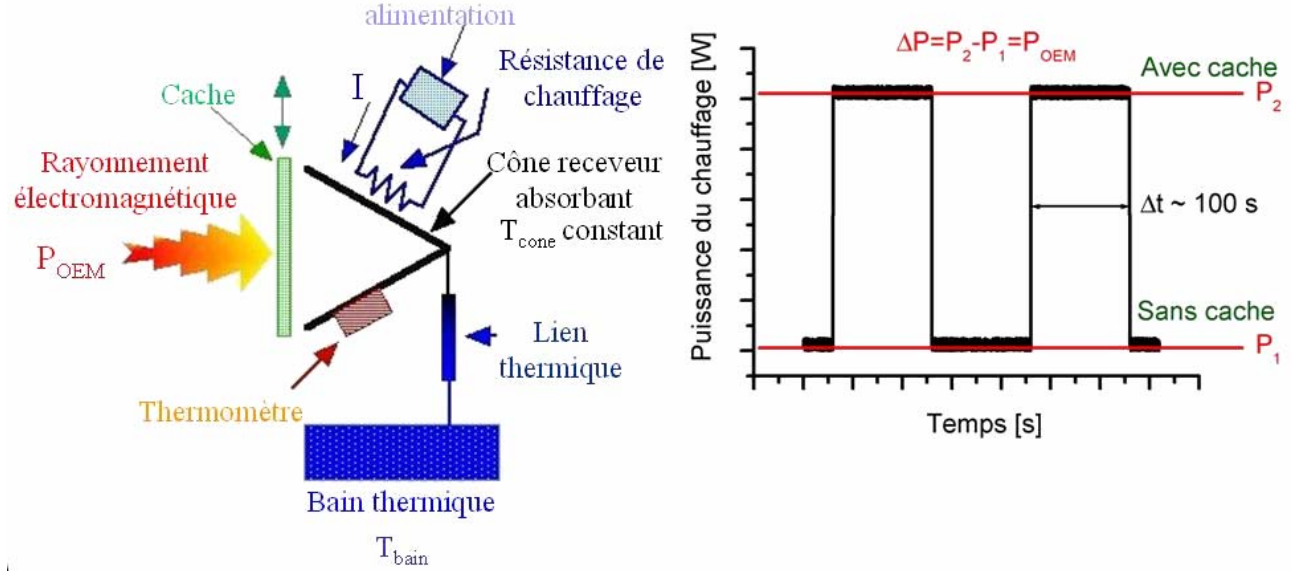


FIG. 5.1 – Le principe de fonctionnement d'un radiomètre à substitution électrique : représentation schématique des divers éléments constituant le RSE et sa réponse temporelle avec ou sans obturateur (d'après [Parr, 1996])

L'absorbant transforme le rayonnement incident en chaleur (cf. section 2.4 page 49). La mesure de l'élévation de température, inhérente à ce processus de couplage thermique entre le rayonnement incident et la zone de détection, est réalisée par un thermomètre adéquat (cf. section 2.5 page 52). La température de l'absorbant T_{RSE} [K] est liée à la température de puits thermique T_0 [K] par la conductance thermique G_{RSE} [$W \cdot K^{-1}$] (cf. section 2.3.3 page 46). Après avoir atteint l'équilibre thermique, il est possible de remplacer le rayonnement optique par un chauffage électrique fourni par une résistance de chauffage. Au premier ordre, si la température reste constante, le flux incident est égal à la puissance électrique dissipée P_{el} dans la résistance de chauffage. Il faut cependant faire des corrections car il n'y a pas une stricte équivalence entre les deux puissances électrique et optique (cf. section 5.1.2).

En pratique, l'obturateur est placé devant le radiomètre pendant un temps t_{off} [s]. La température de l'élément absorbant est maintenue à une valeur fixe T_{RSE} à l'aide d'une puissance électrique dissipée P_{el1} dans la (ou les) résistance(s) de chauffage R_{ch} [Ω] et d'un asservissement de la température. Il existe alors un écart de température 'constant' entre le puits thermique et l'élément absorbant. Cette différence doit évidemment prendre en compte les restrictions présentées dans le chapitre 3 dans le cadre du design d'un porte-échantillon. En pratique, P_{el1} correspond généralement au double de la puissance du rayonnement incident P_{rayt} [W] à mesurer. L'obturateur est ensuite déplacé pour permettre la mesure du rayonnement incident pendant un temps de mesure t_{on} [s]. La nouvelle puissance électrique P_{el2} à appliquer pour maintenir la température à T_{RSE} est alors appliquée au radiomètre RSE. Les puissances P_{el1} , P_{el2} et P_{rayt} sont alors du même ordre de grandeur et donc plus facilement comparables.

Le cycle de mesure est fonction de la réponse temporelle du radiomètre RSE en mode asservi. Typiquement, il est choisi d'opérer à une fréquence de hachage (ou de «chopper») supérieure à la fréquence de recouvrement des bruits blancs et excédentaires de l'électronique de détection d'erreur de la température et/ou de lecture de la puissance dissipée dans la (ou les) résistance(s) de chauffage. L'ordre de grandeur typique est de la dizaine de hertz. Un moyennage sur un grand nombre de périodes du hachage permet de réduire la valeur efficace de bruit sur la mesure. La durée du cycle complet est de quelques centaines de secondes.

5.1.2 Les principales causes d'erreurs du radiomètre à substitution électrique

Il existe de nombreuses causes d'erreurs lors d'une mesure en radiométrie [Martin et al., 1985, Bastie, 1987, Parr, 1996]. Les principales sources d'erreurs sont :

– **L'absorption incomplète du rayonnement incident :**

La plus évidente des causes d'erreurs est liée à l'absorption incomplète du rayonnement par la zone de détection. Il faut en effet maximiser l'absorption du rayonnement dans le domaine de longueur d'onde considéré sans toutefois augmenter trop considérablement la constante de temps de réponse τ_{RSE} ¹ (cf. section 2.2.2 page 40). Il faut donc veiller à garder une faible capacité calorifique C_{RSE} [J·K⁻¹].

– **La non-équivalence entre les deux modes de chauffage :**

Le chauffage radiatif et le chauffage électrique ne sont pas strictement équivalents car ils sont appliqués à des endroits différents [Martin et al., 1985]. L'absorption du rayonnement incident a en effet lieu à la surface de l'absorbant alors que l'échauffement électrique se produit dans la résistance de chauffage. Les matériaux utilisés n'étant pas parfait, la conduction thermique finie implique alors des différences de gradients thermiques. Par ailleurs, la résistance thermique de l'absorbant peut aussi introduire une erreur. Notons également que la fuite thermique des fils d'amenées peut contribuer au bilan énergétique global du radiomètre.

– **La non uniformité spatiale :**

Suivant la conception du radiomètre, le chauffage électrique s'effectue souvent sur l'ensemble de la surface de la partie absorbante alors que l'absorption optique est plus réduite et délimitée par les diaphragmes. Il faut donc examiner la différence des réponses moyennes liées aux deux modes de chauffage [Coutin et al., 1999].

– **Les pertes optiques :**

L'utilisation de cryostat engendre des erreurs liées au système optique du radiomètre. Le rayonnement incident au cours de son parcours optique interagit avec différents objets. Il faut donc prendre en compte la transmission du hublot, la présence de diaphragmes et la stabilisation de la source optique (cf. section 5.2.1 page 163). Pour une mesure de flux, la connaissance de la surface du diaphragme est nécessaire car il peut intercepter une partie du rayonnement incident [Datla et al., 1992, Fowler et al., 2000]. La surface extérieure du diaphragme doit avoir un facteur de réflexion élevé pour diminuer l'influence de ce rayonnement parasite.

– **Les puissances électriques parasites :**

Les fils électriques utilisés lors du chauffage électrique ont une résistance non nulle. Ils s'échauffent et pourraient consommer une quantité de chaleur parasite à déduire de la puissance électrique dissipée dans la résistance de chauffage. La méthode des six fils permet de déterminer cet apport de chaleur parasite (cas du radiomètre à température ambiante) [Bastie, 1987].

¹La constante de temps de réponse τ_{RSE} est définie comme le rapport entre la conductance thermique G_{RSE} et la capacité thermique C_{RSE}

– **L'erreur de stabilisation en température :**

A ces erreurs s'ajoutent l'erreur sur la mesure et sur le contrôle de la température du puits thermique et du RSE [Rice and Zhang, 1996]. Il faut maintenir constante la température du puits thermique T_0 pour avoir une température de référence fixe et stable. La stabilisation de cette température est nécessaire lors de la mesure pour ne pas avoir des problèmes de dérive lors de l'extraction de la puissance du rayonnement. Le puits thermique est donc réalisé avec des points triples (cf. section 1.2 page 7) ou avec des systèmes de régulation de température quand cela est nécessaire (cas des thermomètres fonctionnant à des températures intermédiaires). La température du RSE est également maintenue à température constante pendant la totalité de la mesure. Ces mesures de température sont accomplies par deux moniteurs de température haute résolution indépendants généralement à base de thermomètres résistifs tels que le thermomètre à résistance de silicium ou de germanium [Coutin et al., 1999, Eppeldauer et al., 1993] et les thermomètres supraconducteurs à bord de transition (Mo/Cu à 0,45 K, YBCO à 90 K) [Rice et al., 1998, Reintsema et al., 1998, Libonate and Foukal, 2000, Chervenak et al., 2001]. Des résolutions en température de l'ordre de quelques microkelvins ont été rapportées pour des thermomètres métalliques à très basse température ainsi qu'avec des films minces d'YBCO à 90 K. L'utilisation d'autres types de thermomètre a été également mentionné. Citons par exemple l'utilisation d'un thermomètre supraconducteur à inductance cinétique [Zhang et al., 1994] et de jonctions Josephson [Monticone et al., 1998].

5.1.3 L'apport de la cryogénie

Certains matériaux tel que le cuivre présentent des propriétés thermiques (chaleur spécifique et conductivité thermique) intéressantes aux basses températures. De plus, la propagation de la chaleur réduit fortement l'influence des lieux d'applications du chauffage [Touayar et al., 1999]. Cette caractéristique permet aussi d'augmenter sensiblement la taille et la masse de l'absorbant sans toutefois modifier la constante de temps de réponse. L'utilisation d'une cavité absorbante (tube ou structure conique) améliore le piégeage de la quasi totalité du rayonnement par différentes réflexions sur les parois. Les radiomètres cryogéniques fonctionnant à très basse température utilisent aussi des fils supraconducteurs pour supprimer l'apport de puissances parasites de chaleur (avec des amenées en NbTi par exemple). Il faut également noter que les thermomètres sont également plus sensibles aux températures cryogéniques (cf. section 2.5.1.1 page 52).

La partie sensible du radiomètre est entourée par des écrans thermiques et des diaphragmes (cf. Fig. 5.2 page ci-contre et Fig. 5.3 page suivante) : la puissance de fond est alors fortement diminuée (cf. section 2.3.5 page 47). Suivant les thermomètres utilisés, le puits thermique est généralement constitué d'un réservoir d'azote liquide et/ou d'un réservoir d'hélium liquide. Pour minimiser les pertes thermiques, le système est alors placé sous vide secondaire, vers 10^{-6} Pa. Le blindage thermique ainsi achevé et le volume des réservoirs déterminent le temps de fonctionnement. Typiquement celui-ci est de l'ordre de plusieurs heures offrant un temps suffisant pour réaliser de nombreuses mesures.

5.2 Le design d'un RSE

Il existe de plus en plus de radiomètres à substitution électrique dans les laboratoires nationaux de métrologie. La description présentée ici détaillera en particulier les radiomètres du NIST² et du BNM-INM³. La figure 5.2 indique la configuration du radiomètre cryogénique à substitution électrique à cavité active (*ACR : Active Cavity Radiometer*) développé par l'équipe de J. Rice [Rice et al., 1998]. Cet instrument utilise un thermomètre YBCO et fonctionne à 90 K. Le radiomètre cryogénique, commercialisé par *Cambridge Research Instrumentation* (CRI) [Hoyt and Foukal, 1991], adapté et installé au BNM-INM par J. Bastie et son équipe, fonctionne quant à lui à

²NIST : *National Institute of Standards and Technology* USA

³BNM : Bureau National de Métrologie ; INM : Institut National de Métrologie

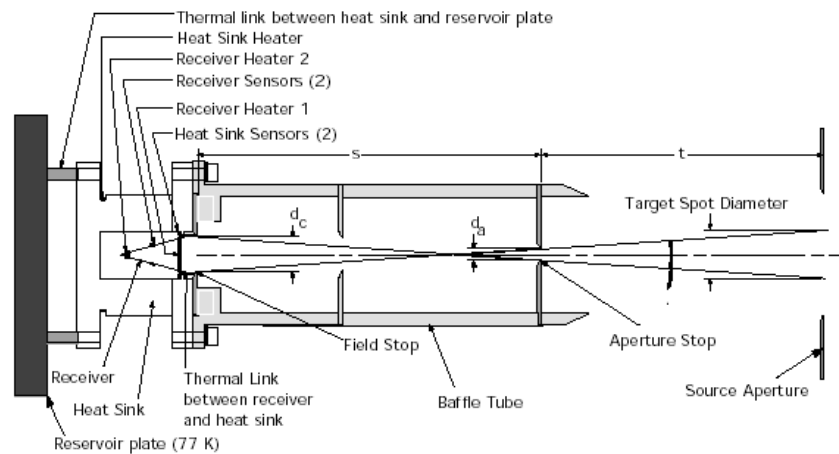


FIG. 5.2 – Principe de fonctionnement du radiomètre à substitution électrique à cavité active développé au NIST [Rice et al., 1998]

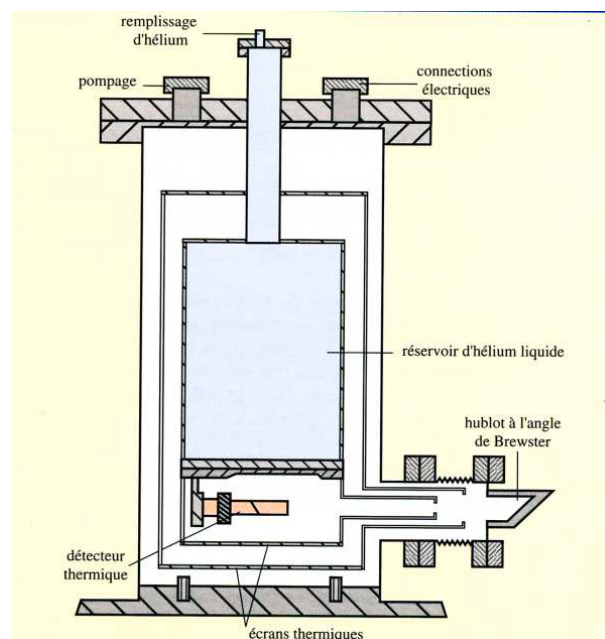


FIG. 5.3 – Principe de fonctionnement du radiomètre à substitution électrique développé au BNM-INM [Chambon et al., 1997]

très basse température (cf. Fig. 5.3). Des thermomètres à résistance de germanium sont utilisés pour maintenir constante la température du puits thermique et celle du récepteur.

5.2.1 Le système optique et l'absorption du rayonnement

Pour maximiser l'absorption du rayonnement incident, il faut favoriser le nombre de réflexions sur l'élément absorbant. Le radiomètre cryogénique du BNM-INM utilise un tube cylindrique en cuivre, fermé à l'arrière par un plan incliné faisant un angle de 30° avec l'axe du cylindre [Martin et al., 1985, Touayar et al., 1999] (cf. Fig. 5.4 page suivante). Une peinture noire à réflexion spéculaire est déposée à l'intérieur de cette cavité. Le radiomètre du NIST utilise quant à lui une cavité conique en feuille de cuivre d'épaisseur $50 \mu\text{m}$ avec un revêtement absorbant (cf. Fig. 5.2 de la présente page).

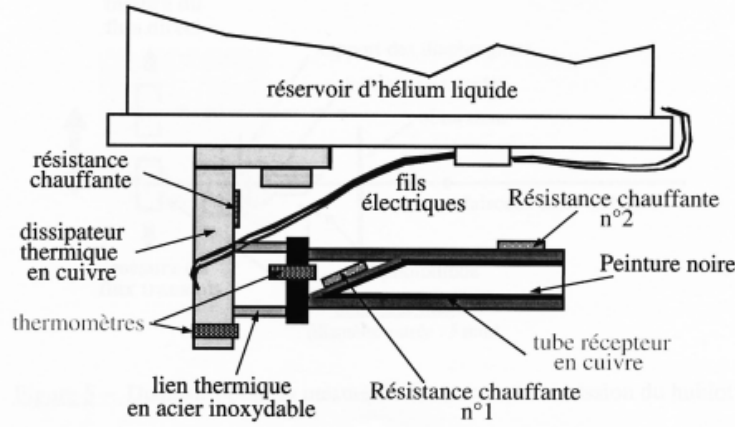


FIG. 5.4 – Détail de la cavité absorbante du radiomètre à substitution électrique du BNM-INM [Touayar et al., 1999]

Pour fonctionner, le radiomètre est obligatoirement ouvert vers l'extérieur pour mesurer le rayonnement incident (cf. section 2.3.5 page 47). Il faut alors étudier les caractéristiques du hublot et optimiser son utilisation. La succession de diaphragmes avant d'atteindre l'absorbant et la structure de celui-ci impliquent l'usage de faisceaux dirigés. Les lasers sont donc tout à fait appropriés et peuvent fournir des flux conséquents. La stabilisation de la source est également importante pour ne pas influencer la mesure de la puissance optique. À l'aide d'une contre réaction et d'un asservissement du courant du pompage du laser, une stabilisation de la puissance inférieure à 10^{-4} est possible [Martin et al., 1985].

Le hublot est placé sous incidence de Brewster pour minimiser les pertes par réflexion⁴. De plus, pour optimiser la transmission du rayonnement, le faisceau doit être polarisé. Un dispositif de mise en forme du faisceau laser doit être également mis en œuvre pour obtenir un profil gaussien et minimiser l'influence des diaphragmes dans le chemin optique (échauffement par exemple). Une mesure du facteur de transmission de l'optique doit être réalisée pour déterminer son incidence dans l'incertitude sur la mesure de la puissance de rayonnement. Il suffit d'étudier les réponses d'un détecteur piège (*silicon trap*) placé alternativement devant le faisceau laser puis placé derrière le hublot. La fraction du rayonnement qui ressort de l'élément absorbant sous forme de rayonnement diffus est mesurée avec une sphère intégratrice. Cette mesure ne peut se faire qu'après un démontage complet du radiomètre à substitution électrique.

5.2.2 La détection de l'élévation et de l'asservissement de la température

La détection de l'élévation et de l'asservissement de la température sont également deux facteurs clés dans l'utilisation du radiomètre à substitution électrique. La problématique et la réalisation d'un moniteur de température haute résolution est donc en parfaite adéquation pour optimiser un RSE.

Le circuit de chauffage électrique est constitué d'un générateur de courant électrique continu $\overline{i_{ch}}$ connecté en série avec une résistance de référence et une (ou plusieurs) résistance(s) de chauffage R_{ch} . La résistance de référence R_{ref} , de haute stabilité et connue avec exactitude, permet de déterminer le courant $\overline{i_{ch}}$ débité dans les résistances de chauffage, à l'aide de la mesure de la tension développée V_{ich} aux bornes de R_{ref} . Il faut ensuite mesurer la tension V_{ch} aux bornes de la résistance de chauffage pour connaître la puissance électrique dissipée P_{el} dans R_{ch} . Finalement, on obtient l'équation suivante :

$$P_{el} = \frac{V_{ich} V_{ch}}{R_{ref}} \quad (5.1)$$

⁴Le rayon réfléchi est totalement éteint pour une incidence particulière, appelée incidence de Brewster. On montre que l'incidence de Brewster vérifie $\tan(i_B) = \frac{n_1}{n_2}$, avec n_i les incidences des milieux considérés et i_B l'angle de Brewster. À l'incidence de Brewster, les rayons réfléchis et transmis sont perpendiculaires entre eux (on parle d'équerre optique).

L'utilisation de plusieurs résistances de chauffage placées à divers endroits de la zone de détection permet d'étudier la non-équivalence de chauffage liée à la propagation de la chaleur. En chauffant alternativement par l'une ou l'autre des résistances de chauffage, il est alors facile d'étudier l'effet de la position de l'échauffement thermique [Touayar et al., 1999]. Le radiomètre à substitution électrique étant un instrument primaire, il faut l'étalonner régulièrement de façon électrique car il est par définition totalement autonome, ainsi la pérennité des résultats est assurée.

5.2.3 Le bilan des incertitudes

L'incertitude totale sur la mesure de la puissance effectuée par le radiomètre est donnée par la somme quadratique des incertitudes précédemment énumérés car considérées comme indépendantes. A titre d'exemple, le tableau 5.1 indique les facteurs de correction et le budget de incertitudes du radiomètre cryogénique du BNM-INM pour la longueur d'onde 514 nm [Touayar et al., 1999]. Le radiomètre du BNM présente un écart relatif entre la valeur mesurée et la valeur supposée exacte de $2,9 \times 10^{-4}$, et une incertitude globale estimée à 4×10^{-5} .

Source d'erreur	Correction	Incrtitude type (1σ)
Absorption de la cavité	0,99987	1×10^{-5}
Transmission du hublot	0,99984	2×10^{-5}
Non-équivalence chauffage	1,00000	12×10^{-5}
Etalonnage électrique	1,00000	3×10^{-5}
Correction globale	0,99971	4×10^{-5}

TAB. 5.1 – Facteurs de correction et le budget des incertitudes du radiomètre cryogénique du BNM-INM pour la longueur d'onde 514 nm [Touayar et al., 1999]

Des campagnes de comparaison directe ou indirecte des radiomètres équipant les laboratoires nationaux de métrologie sont organisées régulièrement par le Bureau International des Poids et des Mesures BIPM. Lors de la campagne de comparaison indirecte de 1996 à 1999 regroupant dix-neuf laboratoires, les résultats ont confirmé la faible dispersion des mesures, environ 3×10^{-5} [Goebel et al., 2000].

5.3 Conception et réalisation d'un radiomètre à substitution électrique sur structure membranaire

Deux approches technologiques peuvent être envisagées pour améliorer notablement les performances du radiomètre du NIST opérant au voisinage de 77 K. La première consiste à réaliser un radiomètre non absolu ayant une grande sensibilité et une grande résolution. Elle utiliserait les technologies de micro-usinage développées pour les microsystèmes (MEMS⁵) pour réaliser une structure membranaire à partir de substrat silicium [Méchin et al., 1997, Estève and Simonne, 2002, Danel, 1998, Méchin et al., 1998]. Une demi sphère hautement réfléchissante (sphère intégrante) permettrait de maximiser l'absorption du rayonnement incident. Une technologie à quatre niveaux de masquage a été conçue pour fonctionner à température ambiante (avec des thermomètres en platine) et à 90 K (avec des thermomètres YBCO) (cf. Annexe C).

A ce jour, les premiers dispositifs complets sur membrane $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ ont été fabriqués (cf. Fig. C.8 page 223, Fig. C.9 page 224 et Fig. C.10 page 225). Ils comprennent deux résistances de chauffage entrelassées en couche mince de NiCr et des thermomètres en couche mince de Pt/Ti. Une coupe schématique est présentée sur la figure 5.5. Ils comprennent deux résistances de chauffage entrelassées en couche mince de NiCr (masque n°3) et des thermomètres en couche mince de Pt/Ti (masque n°4). Leur étude électrothermique est en cours. La réalisation à base de couches minces d'YBCO est plus délicate [Méchin, 1996]. A plus long terme, la seconde approche mettrait en œuvre une structure absorbante pyramidale ultra légère, utilisant les technologies d'intégration et de micro-usinage du silicium.

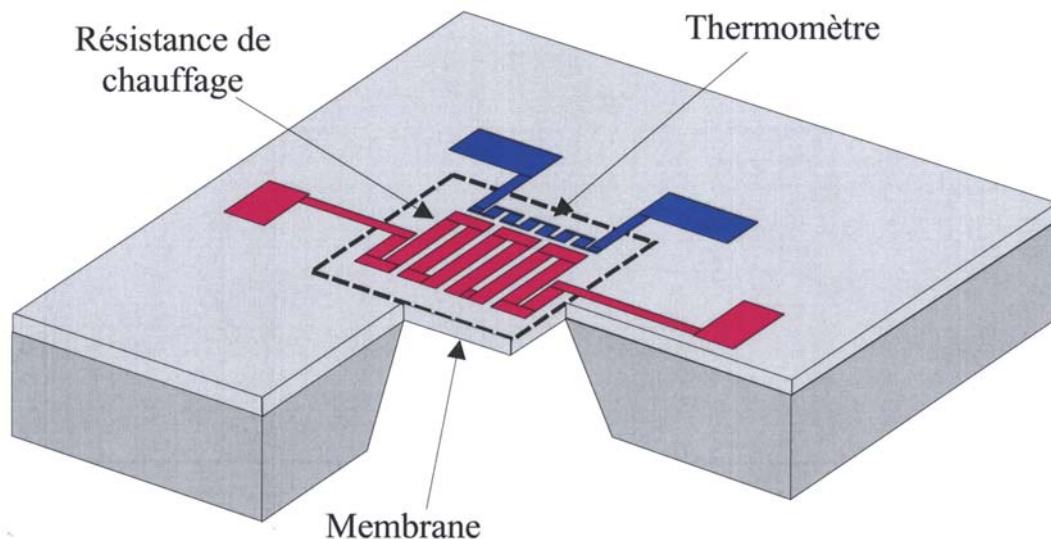


FIG. 5.5 – Coupe schématique du radiomètre sur membrane

Les différents masques ont une largeur de 5 mm et une longueur de 1 cm (cf. Fig. C.1 page 216 à Fig. C.7 page 222). Le tableau 5.2 précise les dimensions des géométries. Différents motifs sont utilisés pour aligner parfaitement les différents niveaux entre eux. Les résistances de chauffage sont situées au centre afin d'obtenir une température assez homogène sur la membrane. L'une des résistances servira à contrôler la température alors que l'autre permettra l'utilisation de la méthode de perturbation de chaleur calibrée. Les différents thermomètres sont situés

⁵MEMS : *MicroElectro Mechanical System*

sur la même couronne afin de mesurer la même température et d'éviter les effets de gradient. Trois types de méandres sont disponibles sur le prototype ainsi réalisé. Il est donc possible d'avoir sur le même niveau de masquage (*i.e.* avec le même matériau) trois valeurs d'impédance. Les épaisseurs des différents matériaux sont bien évidemment ajustable en fonction des valeurs de résistances ou des résistivités désirées et ne sont donc pas explicitées dans le tableau page suivante. Les différentes étapes de la réalisation d'un radiomètre sont indiquées sur la figure 5.6. Pour réaliser les structures membranaires, la **gravure humide du substrat de silicium (100)** est réalisée à l'aide d'une solution de KOH (concentration 30% - 75 °C). Cette technique permet de réaliser la gravure du silicium à une vitesse proche de 1 $\mu\text{m}/\text{min}$ dans la direction (100). La vitesse de gravure dans la direction (111) est proche de 0, ce qui conduit à des gravures de formes pyramidales [Seidel et al., 1990]. Une photographie optique du radiomètre complet illustre également ces propos (cf. Fig. C.8 page 223).

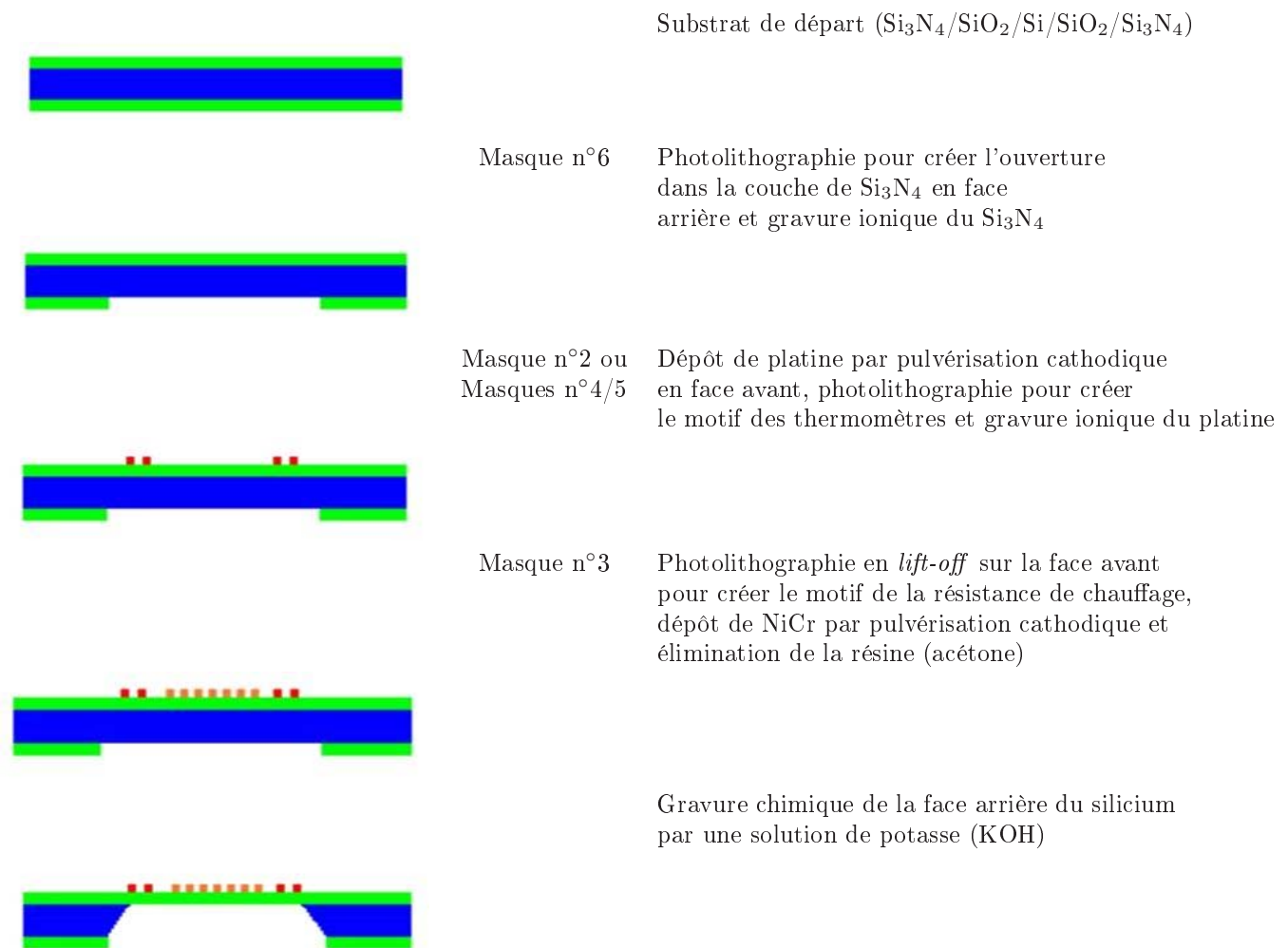


FIG. 5.6 – Les différentes étapes de la réalisation du radiomètre Pt/Ti (dans le cas de thermomètres YBCO, le Si_3N_4 est remplacé par une couche epitaxiale de CeO_2/YSZ)

description	matériau	plots	commentaire
résistances de chauffage	NiCr	9-15 / 12-18	2 méandres espacés de 10 μm et de largeur 40 μm
thermomètre faible impédance	Pt ou YBCO	3-4 / 7-8	méandre espacé de 36,5 μm et de largeur 36,5 μm
thermomètre moyenne impédance	Pt ou YBCO	1-2 / 5-6 / 21-22 10-11 / 16-17	méandre espacé de 7,5 μm et de largeur 7,5 μm
thermomètre forte impédance	Pt ou YBCO	13-14 / 19-20	bandes en parallèle de largeur 20 μm et espacées de 5 μm
amenées	Pt (Or + YBCO)		lignes de 100 μm de large

TAB. 5.2: Description des différents niveaux de masquage représentés en figure 5.6, page précédente, utilisés pour réaliser le radiomètre à substitution électrique sur structure membranaire

5.4 Estimation des performances radiométriques

Les différents éléments nécessaires à la réalisation d’un radiomètre ont été abordés au cours de ce travail de thèse. A partir des modèles et résultats expérimentaux décrit dans les chapitres 2, 3 et 4, il est intéressant d’estimer les performances radiométriques.

5.4.1 Le modèle du radiomètre à substitution électrique

Le prototype réalisé au NIST [Rice et al., 1998] a été pris comme référence (cf. section 5.2 page 163) pour déterminer le modèle du radiomètre à substitution électrique suivant. Un moniteur de température à haute résolution, à base de thermomètre résistif YBCO, est utilisé dans ce modèle pour stabiliser la température du porte-échantillon (rôle de puits thermique) et la température de la partie absorbante du radiomètre cryogénique ACR (cf. Fig. 5.7).

Ce radiomètre doit mesurer des flux entre le microwatt et le milliwatt pour la gamme de longueur d’onde [1 μm ; 20 μm]. Le porte-échantillon décrit dans la section 3.5.2, page 119, supportera la zone de détection du radiomètre. Compte tenu de sa faible masse, environ 20 g, et de son rôle de puits thermique, la masse de la partie absorbante doit être voisine de 20 mg. Le design du porte-échantillon permet d’avoir un temps de retard de 0,4 s entre la production de la puissance électrique de chauffage et l’élévation de la température du support en cuivre. La liste des principaux paramètres a déjà été rapportée dans le tableau 3.10, page 118. On suppose également que la puissance incidente est hachée à 10 Hz⁶. Pour maintenir la température de la partie absorbante constante, il faut utiliser un asservissement adéquat. Le principe de la contre réaction externe EEf a été décrite

⁶Choix plus ou moins arbitraire

dans la section 2.7.3, page 81. Les résultats de l'asservissement mis en œuvre (cf. section 4.3 page 132) sont aussi utilisés.

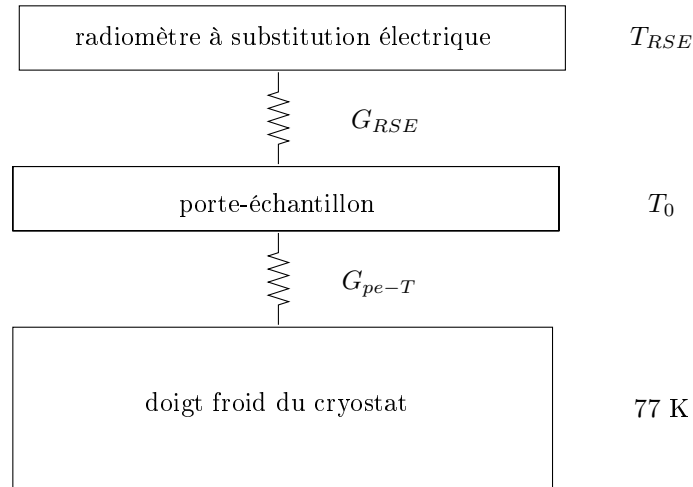


FIG. 5.7 – Radiomètre à substitution électrique utilisant deux asservissements en température pour stabiliser la température du porte-échantillon (rôle de puits thermique) et la température de la partie absorbante du radiomètre aux températures de consigne T_0 et T_{RSE}

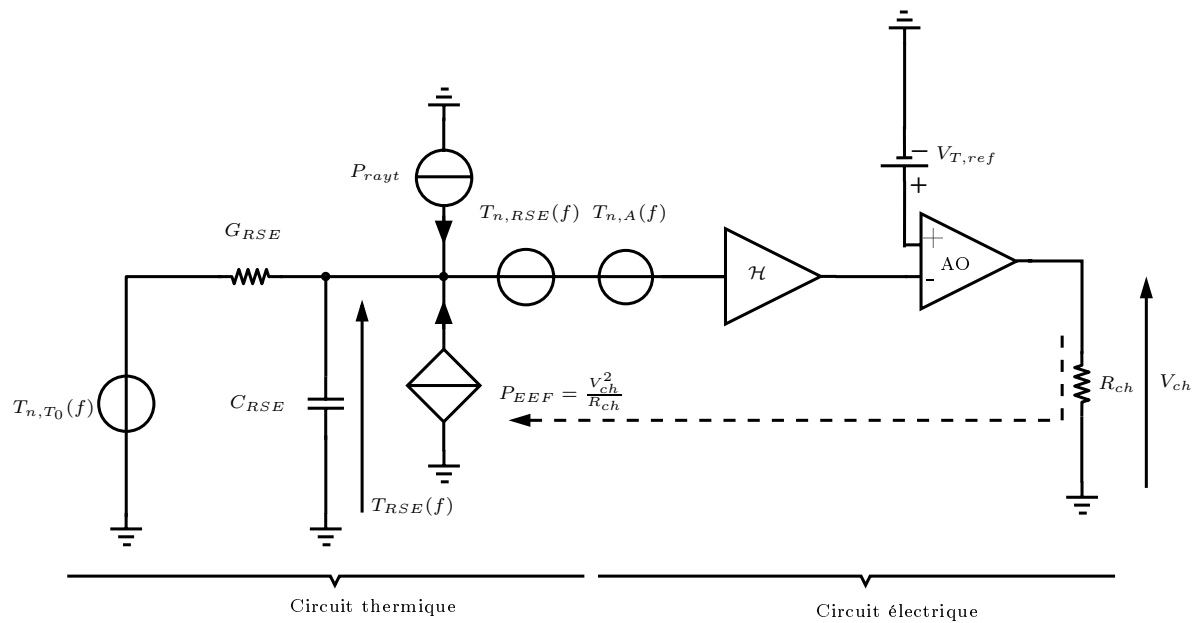


FIG. 5.8 – Le circuit électrothermique d'un radiomètre à substitution électrique

La figure 5.8 représente le circuit électrothermique d'un radiomètre à substitution électrique (une représentation en schémas blocs est également possible) [Guillet et al., 2003d]. Il existe en effet une analogie entre les principales grandeurs et les lois des systèmes électrique et thermique : une température peut être comparée à une tension, une puissance à un courant, une capacité calorifique à une capacité électrique, et une résistance thermique à une résistance électrique. Les différentes sources de bruit peuvent être ajoutées à cette représentation. On peut ainsi utiliser les lois de l'électronique analogique pour décrire le système thermique (analyse en petits signaux).

Le radiomètre est schématisé par une conductance thermique G_{RSE} [$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}$] et par une capacité thermique C_{RSE} [$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$], et par conséquent par une constante de temps de réponse τ_{RSE} [s]. La puissance du rayonnement incident P_{rayt} est alors décrit par un générateur de courant. La puissance électrique P_{EEF} liée à la contre réaction externe est équivalente à une source de courant commutée.

Les différentes sources de bruit ramenées en fluctuations de température et introduites dans ce modèle sont à présent exposées ci dessous.

- $T_{n,T_0}(f)$ est **la densité spectrale des fluctuations de température du puits thermique** à la température T_0 asservi par un moniteur de température haute résolution. La densité spectrale $T_{n,T_0}(f)$ est représentée sur la figure 4.13, page 135. A partir de 0,1 Hz, l'asservissement n'est plus efficace (cf. Fig. 3.36 page 121). Cependant, il est possible d'estimer la valeur de $T_{n,T_0}(f)$ à 10 Hz en extrapolant la quasi dépendance en $1/f^2$. Pour une polarisation en courant de 0,83 mA, l'équation suivante est obtenue :

$$T_{n,T_0}(f) = 8 \times 10^{-7} f^{-0,9} \quad (5.2)$$

On obtient finalement $T_{n,T_0}(10 \text{ Hz}) = 100 \text{ nK}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ pour 0,83 mA. Pour une polarisation à 5 mA, on trouve $T_{n,T_0}(10 \text{ Hz}) = 9,5 \text{ nK}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$, valeur légèrement supérieure à la valeur⁷ du $NET_{idéal}(10 \text{ Hz}) = 5 \text{ nK}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$.

- $T_{n,RSE}(f)$ est **la densité spectrale des fluctuations de température du moniteur de température haute résolution** utilisé pour stabiliser la température de la partie absorbante à une valeur constante. Ces fluctuations agiront comme des erreurs dans la boucle d'asservissement. On suppose ici que les thermomètres présentent le même bruit excédentaire même si les températures de fonctionnement sont légèrement différentes (quelques kelvins) et par conséquent sans doute des caractéristiques statiques et en bruit différentes. A basse fréquence, cette densité spectrale sera égale à $T_{n,T_0}(f)$ avant d'atteindre le bruit limite du système de lecture électronique $NET_{elec}(f)$, qui est égal à $NET_{idéal}(f)$ vers 100 Hz. La mesure de température à 300 K avec un thermomètre IPRT et avec une bande passante de 300 Hz confirme cette analyse.

On obtient :

$$T_{n,RSE}(f) = \begin{cases} T_{n,T_0}(f) & \text{pour } f \leq 100 \text{ Hz} \\ NET_{idéal}(f) & \text{pour } f \geq 100 \text{ Hz} \end{cases}$$

- $T_{n,A}(f)$ est **la densité spectrale des fluctuations de température associées aux fluctuations en tension du système de lecture électronique**. A basse fréquence, cette densité spectrale, ainsi que la résolution en température associée $NET_{elec}(f)$, montrent une dépendance en $1/f^2$ (cf. section 3.4.1 page 115). Au voisinage de 1 Hz, $T_{n,A}(f)$ atteint le $NET_{idéal}(f)$.

$$T_{n,A}(f) = \begin{cases} NET_{elec}(f) & \text{pour } f \leq 1 \text{ Hz} \\ NET_{idéal}(f) & \text{pour } f \geq 1 \text{ Hz} \end{cases}$$

A l'aide des équations précédentes, on trouve que $T_{n,A}(10 \text{ Hz})$ est égale à $NET_{idéal}(10 \text{ Hz})$, *i.e.* respectivement pour 0,83 mA et 5,00 mA, $100 \text{ nK}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ et $9,5 \text{ nK}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$.

⁷A l'aide du tableau 3.6, on obtient le niveau de bruit blanc en température ramené en entrée pour le système de lecture électronique

Le tableau 5.3, regroupe toutes les valeurs des fluctuations de température utilisées pour le modèle proposé. Ces estimations supposent que les thermomètres fonctionnent à la température $T_{mt}(I_p)$ avec un $\left(\frac{dR}{dT}\right)_{max}$ de l'ordre de $50 \Omega \cdot K^{-1}$.

I_p	$T_{n,T_0}(10 \text{ Hz}) = T_{n,RSE}(10 \text{ Hz})$	$T_{n,A}(10 \text{ Hz}) = NET_{idéal}(10 \text{ Hz})$
0,83 mA	100 nK·Hz ^{-1/2}	29 nK·Hz ^{-1/2}
5,00 mA	9,5 nK·Hz ^{-1/2}	5 nK·Hz ^{-1/2}

TAB. 5.3 – Les valeurs à 10 Hz des fluctuations de température utilisées pour le modèle proposé : ces estimations supposent que les thermomètres fonctionnent à la température $T_{mt}(I_p)$ offrant un $\left(\frac{dR}{dT}\right)_{max}$ de l'ordre de $50 \Omega \cdot K^{-1}$.

Le paramètre $\mathcal{H}$ correspond à la fonction de transfert globale en continue du système de lecture électronique associé à un thermomètre YBCO. On supposera que celui-ci est égal à la sensibilité de mesure du thermomètre polarisé par un courant I_p multipliée par un gain de chaîne de mesures de 2000, valeur typique du montage. Finalement, on parvient à la formule suivante :

$$\mathcal{H} = 2000 I_p \left(\frac{dR}{dT} \right)_{max} \quad (5.3)$$

La boucle d'asservissement est matérialisée par un amplificateur opérationnel AO et une résistance de chauffage R_{ch} . Une mesure en différentielle permet de stabiliser la température à la valeur désirée. Celle-ci est fixée à partir d'une tension de référence $V_{T,ref}$ imposée sur l'entrée non-inverseuse de l'amplificateur. La température de consigne est alors égale à $\frac{V_{T,ref}}{\mathcal{H}}$. En supposant que l'amplificateur est idéal, l'entrée inverseuse vaut aussi $V_{T,ref}$. L'analyse du circuit donne, en négligeant la conductance thermique entre le thermomètre et le radiomètre RSE, l'égalité suivante :

$$T_{RSE}(f) = \frac{T_{n,T_0}(f) G_{RSE} + P_{rayt} + P_{EEF}}{G_{RSE} + j\omega C_{ESR}} \quad (5.4)$$

A l'aide de la loi de Kirchhoff appliquée au circuit électrothermique, on trouve :

$$T_{RSE}(f) + T_{n,RSE}(f) + T_{n,A}(f) = \frac{V_{T,ref}}{\mathcal{H}} \quad (5.5)$$

La puissance électrique dissipée dans la résistance de chauffage utilisée dans la boucle d'asservissement est alors décomposée en deux termes : P_{EEF} qui correspond à la puissance électrique idéale (*i.e.* sans présence de bruit dans la contre réaction), et $P_{EEF,n}$ qui correspond à la partie bruitée. La partie idéale est donc déduite à partir de la formule ci-dessous :

$$P_{EEF} + P_{rayt} = (G_{RSE} + j\omega C_{RSE}) \frac{V_{T,ref}}{\mathcal{H}} \quad (5.6)$$

Une analyse petits signaux de l'équation 5.5, permet de déterminer la partie bruyante présente dans la boucle d'asservissement. Il faut alors annuler le membre de droite de l'équation 5.5 et considérer que P_{rayt} est nulle. Finalement, la partie bruitée équivaut à :

$$P_{EEF,n} = -G_{RSE} [T_{n,T_0}(f) + (T_{n,RSE}(f) + T_{n,A}(f)) \times (1 + j\omega \tau_{RSE})] \quad (5.7)$$

Dans la bande passante du radiomètre à substitution électrique, une modification de la puissance incidente P_{rayt} entraîne automatiquement une modification de l'asservissement. Celui-ci implique une correction de P_{EEF} qui induit alors une variation de la tension de sortie. Le signe négatif de l'équation 5.7, indique que la contribution de la partie bruyante de l'asservissement contrebalance en partie les autres sources de bruit. Si on suppose enfin que les sources de bruit sont non corrélées, on peut alors estimer $|P_{EEF,n}|$ par :

$$|P_{EEF,n}| = G_{RSE} \sqrt{T_{n,T_0}^2(f) - \frac{T_{n,RSE}^2(f) + T_{n,A}^2(f)}{1 + \omega^2 \tau_{RSE}^2}} \quad (5.8)$$

Examinons à présent l'influence de $T_{n,ref}^2(f)$ puis de $(T_{n,RSE}^2(f) + T_{n,A}^2(f))$ dans les performances du radiomètre à substitution électrique.

Il faut tout d'abord estimer la valeur de la fuite thermique G_{RSE} . Cette valeur est déterminée en fonction de la puissance incidente maximale $P_{rayt,Max}$ utilisée (cf. section 3.5.1 page 117). Fixons cette valeur maximale à 1 mW. La conductance thermique est alors définie par :

$$G_{RSE} = \frac{\mathcal{H} P_{rayt,Max}}{V_{T,ref}} \quad (5.9)$$

La tension référence $V_{T,ref}$ sera au maximum égale à 10 V (*i.e.* légèrement inférieure à la tension de saturation de l'amplificateur égale à 12 V). Pour un courant I_p de 0,83 mA (*i.e.* $\mathcal{H} \sim 80 \text{ V}\cdot\text{K}^{-1}$), on trouve finalement une conductance thermique d'environ $8 \text{ mW}\cdot\text{K}^{-1}$. A plus fort courant, $I_p = 5 \text{ mA}$, cette estimation sur la fuite thermique est plus contraignante, $G_{RSE} = 50 \text{ mW}\cdot\text{K}^{-1}$. Néanmoins, de telles valeurs sont facilement réalisables à 90 K en utilisant éventuellement des techniques de micro-usinage du silicium [Méchin et al., 1997, Neff et al., 1998].

Les fluctuations de température du puits thermique ramenées sur la partie absorbante correspondent au produit $G_{RSE} \times T_{n,T_0}(f)$. Il est alors possible d'estimer un écart type efficace pour le temps de mesure considéré. Pour apprécier les fluctuations de température associées à la lecture de la température de la partie absorbante, il faut connaître la constante de temps de réponse τ_{RSE} . Celle-ci dépend de la dimension du récepteur et du matériau utilisé. Le tableau 5.4 regroupe les différents paramètres du radiomètre RSE pour les deux valeurs de courant 0,83 mA et 5,00 mA.

5.4.2 Bilan des performances radiométriques

A présent comparons les estimations précédentes avec les résultats d'autres travaux utilisant des thermomètres supraconducteurs YBCO à bord de transition.

Dans le cas n°1 (0,83 mA), une résolution en puissance de 10 pW est attendue pour 1 mW. D'après les mesures de bruit excédentaire réalisées sur les films d'YBCO (cf. section 4.5.4 page 149), un courant de polarisation de 5,00 mA permet d'obtenir un NET du thermomètre de $9,5 \text{ nK}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ à 10 Hz. Le NET obtenu à 0,83 mA était d'environ $100 \text{ nK}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ à 10 Hz (cf. section 4.3 page 132). On remarque alors qu'en tenant compte de l'équation 5.8, une amélioration d'un ordre de grandeur sur le NET du thermomètre entraîne une amélioration de 1,7 sur la résolution en puissance du radiomètre RSE. Pour une puissance incidente maximale de 10 mW, l'amélioration est d'environ un ordre de grandeur comparée aux performances publiées du radiomètre du NIST [Rice et al., 1998]. Par ailleurs, Libonate et Foukal ont rapporté une résolution en puissance de 1,6 nW pour 30 s et pour $P_{rayt,max} = 2 \text{ mW}$ [Libonate and Foukal, 2000]. Cette valeur est équivalente aux résultats attendus avec le radiomètre RSE présenté ici pour une puissance incidente maximale de 10 mW et une polarisation en courant de 0,83 mA. L'estimation résumée dans le tableau 5.4 pour $P_{rayt,Max} = 1 \text{ mW}$ est donc plus performant.

paramètre	unité	cas n°1 ($I_p = 0,83$ mA)	cas n°2 ($I_p = 5,00$ mA)
$\mathcal{H}$	[V·K ⁻¹]	83	500
$P_{rayt,Max}$	[mW]	1	1
$V_{T,ref}$	[V]	10	10
G_{RSE}	[W·K ⁻¹]	8×10^{-3}	50×10^{-3}
$T_{n,T_0}(10 \text{ Hz}) = T_{n,RSE}(10 \text{ Hz})$	[K·Hz ^{-1/2}]	100×10^{-9}	$9,5 \times 10^{-9}$
$G_{RSE}T_{n,T_0}(10 \text{ Hz})$ si $t_{off} + t_{on} = 250$ s	[W·Hz ^{-1/2}]	8×10^{-10} 63 pW	$4,75 \times 10^{-10}$ 38 pW
$\frac{G_{RSE}}{2\pi}T_{n,RSE}(10 \text{ Hz})$ si $t_{off} + t_{on} = 250$ s	[W·K ⁻¹]	127×10^{-12} 10 pW	75×10^{-12} 6 pW

TAB. 5.4 – Comparaison des différents paramètres du radiomètre RSE pour deux valeurs de courant de polarisation 0,83 mA et 5,00 mA

Conclusion générale

Ce travail de thèse a été consacré à la conception d'un radiomètre à substitution électrique secondaire. La lecture faible bruit et le contrôle de température du puits thermique et du radiomètre ont constitué la principale partie de cette étude. Néanmoins, elle ne s'est pas limitée à cet aspect de contrôle de température. Divers aspects associés à cet instrument dédié à la métrologie ont été décrits : la bolométrie résistive, la mesure de bruit excédentaire d'un film mince d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. . . Le manuscrit associé a donc été séparé en cinq parties distinctes pour présenter de façon globale le fonctionnement électrothermique d'un radiomètre à substitution électrique.

Après un premier chapitre bibliographique consacré à la thermométrie, le principe de la bolométrie, thème transverse à ce travail, a été présenté dans le chapitre 2. Le bolomètre résistif, ou plus précisément le bolomètre à transition résistive (cas d'un supraconducteur à haute température critique $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$), a été analysé et discuté dans le cadre d'un modèle «unifié» basé sur le bilan énergétique. Dans le cadre d'un modèle électrothermique, le formalisme de l'automatique linéaire a été également décrit. Cette représentation semble en effet tout à fait indiquée pour simuler et optimiser les performances d'un bolomètre résistif. Les principes de la contre réaction électrothermique ETF et de la contre réaction externe EEF ont alors été abordés. Le contrôle analogique de température utilise en effet cette analyse.

A la suite d'une présentation générale des systèmes de lecture généralement utilisés en thermométrie résistive dans le chapitre 3, le système électronique faible bruit développé au cours de cette thèse a été détaillé et caractérisé. Le système de mesures est autonome et permet une mesure de la température avec une grande sensibilité pour des faibles écarts de température. Il s'agit d'un système de lecture «universel» basé sur la mesure de faibles variations de résistance de faible valeur. Cette instrumentation ne se restreint donc pas à la thermométrie résistive de faible impédance.

La mise en œuvre d'un porte-échantillon optimisé a permis la réalisation d'un système de contrôle de température performant et répondant au cahier des charges d'un radiomètre à substitution électrique fonctionnant à basse température (~ 77 K). La qualité de la réjection des fluctuations étant liée au retard τ_d quasi-inhérent entre la production de chaleur dans la résistance de chauffage et la mesure de la température par le système, il a fallu optimiser la distribution de la production de la chaleur juste sous la partie utile du porte-échantillon en cuivre. Pour optimiser les performances du porte-échantillon, deux résistances de chauffage R_{ch1} et R_{ch2} en constantan ont été insérées et entrelassées dans des gorges en forme de spirale usinées dans le cuivre. Le retard entre la production de chaleur dans ces résistances et l'élévation de température à la surface du porte-échantillon est alors minimisé. La première résistance R_{ch1} permet alors de chauffer le porte-échantillon jusqu'à la température de consigne alors que la seconde R_{ch2} est utilisée pour caractériser le porte-échantillon (en boucle fermée) avec des perturbations calibrées de chaleur. Cette technique permet de déterminer les trois paramètres importants du système thermique. Une conductance thermique G_{pe-T} entre le porte-échantillon et le puits thermique a été alors déterminée et vaut $77 \text{ mW} \cdot \text{K}^{-1}$. La constante de temps de réponse du porte-échantillon τ_{pe} a été également mesurée et est égale à environ 100 s. Le retard τ_d associé à l'asservissement en température est égale à 0,4 s. A l'aide de ces valeurs thermiques et les caractéristiques du système de lecture électronique

de la température, un modèle SPICE⁸ permet, grâce à l'analogie entre les principales grandeurs et les lois des systèmes électriques et thermiques, d'établir les paramètres d'un contrôleur analogique PID (Proportionnelle, Intégrale, Dérivée). En continu, un taux de réjection d'environ 400 a été obtenu.

Le contrôle analogique de température du système, précédemment décrit, est basé sur le principe classique de la régulation de température mais utilise deux particularités importantes. L'utilisation de la seconde résistance de chauffage R_{ch2} permet en effet de perturber le système thermique avec des oscillations parfaitement calibrées de puissance de chauffage. La présence des deux moniteurs haute résolution observateurs n°2 et n°3 permet également d'utiliser la technique de corrélation. L'association de ces deux méthodes constitue la clé essentielle de ce travail de thèse.

Dans le chapitre 4, des mesures préliminaires à température ambiante, au voisinage du point triple de l'eau (273,16 K), ont été ensuite réalisées avec un banc de mesure rudimentaire. Les potentialités du moniteur de température sont clairement démontrées avec des thermomètres à résistance de platine (IPRT) : des résolutions de quelques dizaines de microkelvins ont en effet été obtenues dans une configuration en boucle ouverte (estimation réalisée, après ajustement numérique pour supprimer les effets de dérive thermique, pour un temps de mesure de 2000 s environ).

Le moniteur de température associé à un thermomètre $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) et au banc de mesure à basse température (90 K) présente une très grande résolution en température. En boucle fermée, la dérive thermique est d'environ $0,1 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$. La technique de corrélation de deux moniteurs haute résolution observateurs mesurés pendant 400 s montre clairement une corrélation. La différence entre ces deux observateurs considérés indépendants permet d'estimer la résolution efficace en température. Pour une mesure de 400 s, une déviation standard de $2,8 \mu\text{K}$ a été obtenue avec un courant de polarisation dans le thermomètre de 0,83 mA. La méthode de perturbation calibrée de chaleur a aussi permis de mesurer de très faibles oscillations de température. Une mesure simultanée de température à l'aide des deux moniteurs haute résolution observateurs a montré une oscillation de température de $30 \mu\text{K}_p$. L'analyse de la corrélation de ces fluctuations entre les deux moniteurs de température haute résolution observateurs a permis d'extraire des fluctuations corrélées et des fluctuations non corrélées. Ces dernières sont liées aux fluctuations de résistance des films minces supraconducteurs.

L'étude de ces fluctuations en fonction de la température et du courant de polarisation a alors été entreprise pour améliorer les performances du moniteur de température haute résolution. A faible courant de polarisation, le film présente un pic de fluctuations de tension au milieu de la transition résistive. Un processus de percolation a probablement lieu dans le film. Aux fortes valeurs de courant ($I_p > 1 \text{ mA}$), le comportement de conduction électrique est différent. Au niveau de la transition de phase, le bruit excédentaire ne présente pas de pic. Le bruit excédentaire est donc clairement réduit à fort courant. Le film supraconducteur est probablement dans le régime de 'bulk'. Dans le cadre de cette thèse, les films minces supraconducteurs sont utilisés en tant que thermomètre résistif. L'effet simultané de la diminution du bruit excédentaire en tension et l'augmentation de la sensibilité du thermomètre améliore la résolution en température $NET(f)$. La présence de bruit excédentaire nuit à la valeur de la résolution en température quel que soit le courant de polarisation. A 5,00 mA, une résolution en température à 1 Hz de $3 \times 10^{-8} \text{ K}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ a été obtenue. Pour une bande passante de 1 Hz, la résolution efficace en température est alors égale à 38 nK. Comparée à la mesure initiale de $2,8 \mu\text{K}$ réalisée avec un courant de 0,83 mA, la régulation de température se trouverait alors améliorée d'un gain 700 pour seulement une augmentation d'un facteur 5 en courant. D'un point de vue fondamental, il serait intéressant de poursuivre cette étude de bruit excédentaire dans la transition car elle renseigne sur les mécanismes de conduction. D'un point de vue pratique, elle est également nécessaire afin d'utiliser les capteurs dans les conditions optimales.

⁸Logiciel de simulation électronique

A l'issue de ce travail de thèse les différents éléments nécessaires à la réalisation d'un radiomètre à substitution électrique cryogénique sont réunis. L'estimation des performances, à partir du radiomètre cryogénique du NIST, décrites dans le dernier chapitre, conduit à une résolution en puissance de 6 pW pour une puissance incidente maximale de 1 mW, un courant de polarisation de 5,00 mA et un temps d'intégration de 250 s. La fabrication de radiomètres sur membrane, comportant deux résistances de chauffage de NiCr et des thermomètres en couches minces de platine ou d'YBCO ainsi que leur caractérisation électrothermique sont en cours.

Bibliographie

- [Alessandrello et al., 1997] Alessandrello, A., Brofferio, C., Bucci, C., Camin, D., Cremonesi, O., Giuliani, A., Nucciotti, A., Pavan, M., Pessina, G., Previtali, E., and Sablich, G. (1997). A low dc drift read-out system for a large mass bolometric detector. *IEEE Trans. Nucl. Science*, 44(3) :416–423.
- [Almasri et al., 2001] Almasri, M., Butler, D., and Celik-Butler, Z. (2001). Self-supporting uncooled infrared microbolometers with low-thermal mass. *IEEE Microelectromechan. Sys.*, 10(3) :469–476.
- [Ambrosini and Hamet, 2003] Ambrosini, A. and Hamet, J. (2003). $\text{Sm}_x\text{Nd}_{1-x}\text{NiO}_3$ thin-film solid solutions with tunable metal-insulator transition synthesized by alternate-target pulsed-laser deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 82(5) :727–729.
- [Angstrom, 1893] Angstrom, K. (1893). Eine elektrische Kompensationsmethode zur quantitativen Bestimmung strahlender Wärme. *Nova Acta Reg. Soc. Sci. Ups. Ser. III*, 1. Traduit en anglais dans Phys. Rev. 1, 365 (1893).
- [Asch, 1991] Asch, G. (1991). *Les capteurs en instrumentation industrielle*. Dunod.
- [Autran, 1985] Autran, J. (1985). Thermomètres à résistance métallique. In *Techniques de l'Ingénieur, traité Mesures et Contrôle, R2570*.
- [Baciocco et al., 1989] Baciocco, E., Boragno, C., and Valbusa, U. (1989). Computer controlled low temperature resistance measurements. *Cryogenics*, 29 :209–210.
- [Baker et al., 1961a] Baker, H., Ryder, E., and Baker, N. (1961a). *Temperature measurement in engineering*, volume 1. John Wiley and Sons.
- [Baker et al., 1961b] Baker, H., Ryder, E., and Baker, N. (1961b). *Temperature measurement in engineering*, volume 2. John Wiley and Sons.
- [Barry, 1999] Barry, M. (1999). Heat transfer issues in thin-film thermal radiation detectors. Master's thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University (USA).
- [Bastie, 1987] Bastie, J. (1987). Les références radiométriques à l'INM - Radiométrie à substitution électrique. *Bulletin du BNM*, (68) :7–12.
- [Bastie, 2003] Bastie, J. (2003). Communication personnelle.
- [Benoit, 1996] Benoit, A. (1996). Calcul de NEP pour optimiser un bolomètre. In *Ecole d'automne du CNRS*. Aussois.
- [Benoit, 1999] Benoit, A. (1999). Electronique de mesure pour les bolomètres. In *4ème Ecole d'automne : détection de rayonnements à très basse température*. Balaruc les Bains.
- [Blevin and Brown, 1966] Blevin, W. and Brown, W. (1966). Black coatings for absolute radiometers. *Metrologia*, 2(4) :139–143.
- [Bobył et al., 1995] Bobyl, A., Gaevski, M., Khrebtov, I., Konnikov, S., Shantsev, D., Solov'ev, V., Suris, R., and Tkachenko, A. (1995). Resistance flicker noise and current percolation in c-oriented $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films in the vicinity of T_c . *Physica C*, 247 :7–33.

- [Boltovets et al., 2001] Boltovets, N., Kholevchuk, V., Konakova, R., Mitin, V., and Venger, E. (2001). Ge-film resistance and Si-based diode temperature microsensors for cryogenic applications. *Sens. Actuat. A*, 92 :191–196.
- [Bonetti and Calmettes, 1997] Bonetti, M. and Calmettes, P. (1997). A very precisely regulated comact thermostat for small-angle neutron scattering. *Rev. Sci. Instrum.*, 68(11) :4163–4168.
- [Bonnier, 1998] Bonnier, G. (1998). *Compléments d'information à l'échelle internationale de température de 1990*. Bureau National de Métrologie.
- [Bonnier and Ronsin, 1985] Bonnier, G. and Ronsin, H. (1985). Thermistances CTN et autres thermomètres à semi-conducteurs. In *Techniques de l'ingénieur, traité Mesures et Contrôle, R2580*.
- [Boyle and Rogers, 1959] Boyle, W. and Rogers, K. (1959). Performance characteristics of a new low temperature bolometer. *J. Opt. Soc. Am.*, 49 :66.
- [Brandao et al., 2001] Brandao, G., DeAlmeida, L., Deep, G., Lima, A., and Neff, H. (2001). Stability conditions, nonlinear dynamics, and thermal runaway in microbolometers. *J. Appl. Phys.*, 90 :1999–2008.
- [Brasunas and Lakew, 1994] Brasunas, J. and Lakew, B. (1994). Transition edge sensor in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films before and after exposure to ionizing radiation. *J. Appl. Phys.*, 775 :7565–7566.
- [Camus, 1999] Camus, P. (1999). Principe des bolomètres. In *4ème Ecole d'automne : détection de rayonnements à très basse température*. Balaruc les Bains.
- [Carslaw and Jaeger, 1959] Carslaw, H. and Jaeger, J. (1959). *Conduction of heat in solids (2nde Edition)*. Oxford (Clarendon).
- [Chambon et al., 1997] Chambon, M., LeFrious, F., and Sigala, M. (1997). *Etalons et unité de mesure*. BNM (Bureau National de Métrologie).
- [Chang, 1988] Chang, C.-A. (1988). Reduced moisture-induced degradation of YBaCuO superconducting films by silver and high deposition temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, 53(12) :1113–1115.
- [Chen et al., 2001] Chen, C., Yi, X., Zhang, J., and Zhao, X. (2001). Linear uncooled microbolometer array based on VO_x thin films. *Inf. Phys. Technol.*, 42 :87–90.
- [Chervenak et al., 2001] Chervenak, J., Grossman, E., Reintsema, C., Irwin, K., Moseley, S., and Allen, C. (2001). Sub-picowatt precision radiometry using superconducting transition edge sensor bolometers. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 11(1) :593–596.
- [Childs et al., 2000] Childs, P., Greenwood, J., and Long, C. (2000). Review of temperature measurement. *Rev. Sci. Instrum.*, 71(8) :2959–2978.
- [Chouteau, 1998] Chouteau, G. (1998). *Cryophysique : les techniques de mesure aux basses températures*. DEA Méthodes Physiques Expérimentales - Université Joseph Fourier.
- [Chowdhuri et al., 2003] Chowdhuri, Z., Hansen, G., Jane, V., Keith, C., Lozowski, W., Snow, W., Dewey, M., Gilliam, D., Greene, G., Nico, J., and Thompson, A. (2003). A cryogenic radiometer for absolute neutron rate measurement. *Rev. Sci. Instrum.*, 74(10) :4280–4293.
- [Chu, 1997] Chu, C. (1997). High temperature superconducting materials : a decade of impressive advancement of Tc. *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, 7(2) :80–89.
- [Chéenne, 2000] Chéenne, N. (2000). *Synthèse de films minces de type superréseau pour la réalisation et l'étude de microbolomètres - Role des interfaces sur la transmission des phonons*. PhD thesis, Université de Caen.
- [Clarke and Hsiang, 1975] Clarke, J. and Hsiang, T. (1975). Low-frequency noise in thin films at the superconducting transition. *Phys. Rev. Lett.*, 34(19) :1217–1220.
- [Coutin et al., 1999] Coutin, J.-M., Touayar, O., and Bastie, J. (1999). The using conditions of the BNM-INM cryogenic radiometer as the basis for the French optical radiation measurement scales. In *Proc. of the 24th session of the CIE*, volume 1, pages 222–224, Varsovie.

- [Danel, 1998] Danel, J. (1998). Micro-usinage des matériaux monocristallins. In *Techniques de l'Ingénieur, traité Electronique, BM 7 292*.
- [Datla et al., 1992] Datla, R., Stock, K., Parr, A., Hoyt, C., Miller, P., and Foukal, P. (1992). Characterization of an absolute cryogenic radiometer as a standard detector for radiant-power measurements. *Appl. Opt.*, 31(34) :7219–7225.
- [DeLarminat, 1993] DeLarminat, P. (1993). *Automatique : commande des systèmes linéaires*. Traité des Nouvelles Technologies - Série Automatique (Hermès).
- [DeNivelle et al., 1997] DeNivelle, M., Bruijn, M., DeKorte, P., Sanchez, S., Elwenspoek, M., Heidenblut, T., Schwierzi, B., Michalke, W., and Steinbeiss, E. (1997). Low noise high- T_c superconducting bolometers on silicon nitride membranes for far-infrared detection. *J. Appl. Phys.*, 82(10) :4719–4722.
- [Desvignes, 1993] Desvignes, F. (1993). Détecteurs de rayonnement. In *Techniques de l'Ingénieur, E-320*.
- [Downey et al., 1984] Downey, P., Jeffries, A., Meyer, S., Weiss, R., Bachner, F., Donnelly, J., Lindley, W., Mountain, R., and Silversmith, D. (1984). Monolithic silicon bolometers. *Appl. Opt.*, 23(6) :910–914.
- [Dratler, 1974] Dratler, J. (1974). A proportional thermostat with 10 microdegree stability. *Rev. Sci. Instrum.*, 45(11) :1435–1444.
- [Dupuis and Eugène, 1993] Dupuis, P. and Eugène, C. (1993). A high resolution micropower acquisition system for passive sensors. In IMEKO TC-4, volume Intelligent instrumentation for remote and on-site measurements, pages 309–314. IBRA-BIRA.
- [Eppeldauer et al., 1993] Eppeldauer, G., Migdall, A., and Cromer, C. (1993). Characterization of a high sensitivity composite silicon bolometer. *Metrologia*, 30 :317–320.
- [Esman and Rode, 1983] Esman, R. and Rode, D. (1983). 100- μ K temperature controller. *Rev. Sci. Instrum.*, 54(10) :1368–1370.
- [Estève and Simonne, 2002] Estève, D. and Simonne, J. (2002). Microsystèmes. In *Techniques de l'Ingénieur, traité Electronique, E2 305*.
- [Fardmanesh et al., 1998] Fardmanesh, M., Scoles, K., and Rothwarf, A. (1998). DC characteristics of patterned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superconducting thin-film bolometers : artifacts related to Joule heating, ambient pressure, and microstructure. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 8(2) :69–77.
- [Ferrari and Sampietro, 2002] Ferrari, G. and Sampietro, M. (2002). Correlation spectrum analyzer for direct measurement of device current noise. *Rev. Sci. Instrum.*, 73(7) :2717–2723.
- [Figueroa, 2001] Figueroa, E. (2001). *Theory and development of positin-sensitive quantum calorimeters*. PhD thesis, Stanford University.
- [Flik et al., 1990] Flik, M., Phelan, P., and Tien, C. (1990). Thermal model for the bolometric response of high T_c superconducting films to optical pulses. *Cryogenics*, 30 :1118–1128. cf these phelan.
- [Fortune et al., 2000] Fortune, N., Gossett, G., Peabody, L., Lehe, K., Uji, S., and Aoki, H. (2000). High magnetic field corrections to resistance thermometers for low temperature calorimetry. *Rev. Sci. Instrum.*, 71(10) :3825–3830.
- [Fowler et al., 2000] Fowler, J., Saunders, R., and Parr, A. (2000). Summary of high-accuracy aperture-area measurement capabilities at the NIST. *Metrologia*.
- [Fox, 2000] Fox, N. (2000). Primary radiometric quantities and units. *Metrologia*, 37 :507–513.
- [François and Planès, 2003] François, A. and Planès, J. (2003). 1/f noise in conducting polymer blends. In *Proc. 17th International Conference on Noise and Fluctuations - ICNF17*, pages 157–160, Prague.
- [Gaertner, 1997] Gaertner, S. (1997). *Système de lecture des bolomètres optimisé pour la mission spatiale Planck Surveyor*. PhD thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse.

- [Galeazzi, 1998] Galeazzi, M. (1998). An external electronic feedback system applied to a cryogenic μ -calorimeter. *Rev. Sci. Instrum.*, 69(5) :2017–2023.
- [Galeazzi and McCammon, 2003] Galeazzi, M. and McCammon, D. (2003). Microcalorimeter and bolometer model. *J. Appl. Phys.*, 93(8) :4856–4869.
- [Gaugue, 1998] Gaugue, A. (1998). *Bolomètres supraconducteurs à haute T_c : étude des paramètres électromagnétiques, thermiques et électriques en infrarouge moyen et en ondes submillimétriques*. PhD thesis, Université Paris VI.
- [Gaussorgues, 1985] Gaussorgues, G. (1985). Détecteurs infrarouges. In *Techniques de l'Ingénieur, traité Electronique, E4060*.
- [Gaussorgues, 1999] Gaussorgues, G. (1999). *La thermographie infrarouge : Principes, technologie, applications (4ème Editions)- Ed. Technique et Documentation*. Lavoisier.
- [Glezer et al., 1992] Glezer, E., Lange, A., and Wilbanks, T. (1992). Bolometric detectors : optimization for differential radiometers. *Appl. Opt.*, 31 :7214–7218.
- [Godfrin, 2000] Godfrin, H. (2000). Thermométrie à un électron. In *Proc. Sixièmes Journées de Cryogénie et Supraconductivité*, pages 591–597, Aussois.
- [Goebel et al., 2000] Goebel, R., Stock, M., and Köhler, R. (2000). Report on the International Comparison of Cryogenic Radiometers based on transfer detectors. Technical report, BIPM Report.
- [Goodfellow, 2001] Goodfellow (2001). Catalogue. www.goodfellow.com.
- [Goodrich et al., 1998] Goodrich, R., Hall, D., Palm, E., and Murphy, T. (1998). Magnetoresistance below 1 K and temperature cycling of ruthenium oxide-bismuth ruthenate cryogenic thermometers. *Cryogenics*, 38(2) :221–225.
- [Goyal et al., 1997] Goyal, A., Rajeswari, M., Shreekala, R., Lofland, S., Bhagat, S., Boettcher, T., Kwon, C., Ramesh, R., and Venkatesan, T. (1997). Material characteristics of perovskite manganese oxide thin films for bolometric applications. *Appl. Phys. Lett.*, 71(17) :2535–2537.
- [Grevisse, 1997] Grevisse, M. (1997). *Le bon usage - Grammaire française (Le Grevisse)*. édition refondue par André Goosse, DeBoeck-Duculot, Paris - Louvain-la-Neuve, 13e édition.
- [Grubic and Wurz, 1978] Grubic, M. and Wurz, U. (1978). High-precision low-cost temperature controller. *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 11 :692–696.
- [Gruzdeva et al., 1997] Gruzdeva, A., Zerov, V., Konovalova, O., Kulikov, Y., Malyarov, V., Khrebtov, I., and Shaganov, I. (1997). Bolometric and noise properties of elements for uncooled IR arrays based on vanadium dioxide films. *J. Opt. Technol.*, 64(12) :1110–1113.
- [Guillet et al., 2003a] Guillet, B., Méchin, L., and Robbes, D. (2003a). High performance temperature controller : application to the excess noise measurements of YBCO thermometers in the transition region. In *Proc. 17th International Conference on Noise and Fluctuations - ICNF17*, pages 715–718, Prague.
- [Guillet et al., 2003b] Guillet, B., Méchin, L., Yang, F., Routoure, J., LeDem, G., Gunther, C., Chakalov, R., and Robbes, D. (2003b). NET of YBCO and LSMO thermometers for bolometric applications. In *Proc. NATO Advanced Research Workshop - Advanced Experimental Methods for Noise Research in Nanoscale Electronic Devices*, Brno.
- [Guillet and Robbes, 2001] Guillet, B. and Robbes, D. (2001). Thermométrie haute résolution à température ambiante. poster présenté à C2I (Colloque Instrumentation Interdisciplinarité et Innovation), CNAM - Paris.
- [Guillet et al., 2003c] Guillet, B., Robbes, D., and Méchin, L. (2003c). Low noise temperature control : Application to an active cavity radiometer. *Rev. Sci. Instrum.*, 74(1) :243–249.
- [Guillet et al., 2003d] Guillet, B., Robbes, D., and Méchin, L. (2003d). YBCO transition edge sensors used for very low noise thermal control. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 13(2) :657–660.

- [Hall and Chen, 1994] Hall, J. and Chen, T.-M. (1994). Electrical noise in YBaCuO thin-films with differing axes of orientation. *IEEE Trans. Electron Dev.*, 41(11) :2128–2132.
- [Hamet et al., 2003] Hamet, J., Ambrosini, A., and Retoux, R. (2003). Nd_{0.8}Y_{0.2}NiO₃ thin films with room-temperature metal-insulator transition deposited by pulsed laser ablation. *J. Appl. Phys.*, 93(9) :5136–5139.
- [Handschy, 1980] Handschy, M. (1980). A general purpose temperature controller. *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 13 :998–1001.
- [Harvey, 1968] Harvey, M. (1968). Precision temperature-controlled water bath. *Rev. Sci. Instrum.*, 39(1) :13–18.
- [Haschiguchi et al., 2003] Haschiguchi, S., Ohki, M., Tacano, M., and Sikula, J. (2003). Some considerations for the construction of low-noise amplifiers in very low frequency region. In *Proc. NATO Advanced Research Workshop - Advanced Experimental Methods for Noise Research in Nanoscale Electronic Devices*, Brno.
- [Heuberger et al., 2001] Heuberger, M., Vanicek, J., and Zach, M. (2001). The extended surface forces apparatus - II - Precision temperature control. *Rev. Sci. Instrum.*, 72(9) :3556–3560.
- [Hocken and Moldover, 1976] Hocken, R. and Moldover, M. (1976). Ising critical exponents in real fluids : an experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 37(1) :29–32.
- [Hoevers et al., 2000] Hoevers, H., Bento, A., Bruijn, M., Gottardi, L., Korevaar, M., Mels, W., and DeKorte, P. (2000). Performance of a microcalorimeter with a superconducting transition edge thermometer. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A*, 444 :192–195.
- [Horowitz and Hill, 1996] Horowitz, P. and Hill, W. (1996). *Traité de l'électronique analogique et numérique*. Publitronic/Elektor.
- [Hoyt and Foukal, 1991] Hoyt, C. and Foukal, P. (1991). Cryogenic radiometers and their application to metrology. *Metrologia*, 28 :163–167.
- [Hu and Richards, 1989] Hu, Q. and Richards, P. (1989). Design analysis of a high T_c superconducting microbolometer. *Appl. Phys. Lett.*, 55(23) :2444–2446.
- [Huot, 2004] Huot, G. (2004). *Etude de l'intégration monolithique de capteurs supraconducteurs et d'amplificateurs à semiconducteurs sur substrat de silicium*. PhD thesis, Université de Caen.
- [Hwang et al., 1979] Hwang, T.-L., Schwarz, S., and Rutledge, D. (1979). Microbolometers for infrared detection. *Appl. Phys. Lett.*, 34(11) :773–776.
- [Irwin, 1995] Irwin, K. (1995). An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection. *Appl. Phys. Lett.*, 66(15) :1998–2000.
- [Irwin et al., 1995] Irwin, K., Nam, S., Cabrera, B., Chugg, B., Park, G., Welty, R., and Martinis, J. (1995). A self-biasing cryogenic particle detector utilizing electrothermal feedback and a SQUID readout. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 5(2) :2690–2693.
- [Jahanzeb et al., 1997] Jahanzeb, A., Travers, C., Celik-Butler, Z., Butler, D., and Tan, S. (1997). A semiconductor YBaCuO microbolometer for room temperature IR imaging. *IEEE Trans. Elec. Devices*, 44(10) :1795–1801.
- [Jiang et al., 1994] Jiang, S., Hallemeier, P., Surya, C., and Phillips, J. (1994). Thermal fluctuations in Y-Ba-Cu-O thin films near the transition temperature. *IEEE Trans. Electron Devices*, 41(11) :2123–2127.
- [Johnson et al., 1994] Johnson, B., Foote, M., Marsh, H., and Hunt, B. (1994). Epitaxial YBa₂Cu₃O₇ superconducting infrared microbolometers on silicon. *Proc. SPIE*, 2267 :24–30.
- [Jones, 2002] Jones, B. (2002). Electrical noise as a reliability indicator in electronic devices and components. *IEE Proc. Circuits Devices Syst.*, 149(1) :13–22.
- [Juillard, 1999] Juillard, A. (1999). *Résolution dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay.

- [Junquera et al., 1997] Junquera, T., Amand, J., Thermeau, J., and Casas-Cubillos, J. (1997). Neutron irradiation tests of calibrated cryogenic sensors at low temperatures. In *Proc. CEC-ICMC'97*, Portland (USA). LHC Project Report 153.
- [Karmanenko et al., 2000] Karmanenko, S., Semenov, A., Khrebtov, I., Leonov, V., Johansen, T., Galperin, Y., Bobyl, A., Dedoboretz, A., Gaevski, M., Lunev, A., and Suris, R. (2000). Fabrication process and noise properties of antenna-coupled microbolometers based on superconducting YBCO films. *Supercond. Sci. Technol.*, 13 :273–286.
- [Kauppinen et al., 1998] Kauppinen, J., Loberg, K., Manninen, A., Pekola, J., and Voutilainen, R. (1998). Coulomb blockade thermometer : tests and instrumentation. *Rev. Sci. Instrum.*, 69(12) :4166–4175.
- [Keithley, 1998] Keithley (1998). Low level measurements. Keithley Instruments, Inc.
- [Khrebtov, 1991] Khrebtov, I. (1991). Superconducting infrared and submillimeter radiation receivers. *Sov. J. Opt. Techn.*, 58 :261–270.
- [Khrebtov, 2002] Khrebtov, I. (2002). Noise properties of high temperature superconducting bolometers. *Fluctuations Noise Lett.*, 2(2) :51–70.
- [Khrebtov et al., 1993] Khrebtov, I., Leonov, V., Tkachenko, A., Bobyl, A., Davydov, V., and Kozub, V. (1993). Comparative low-frequency noise studies of YBaCuO films. In *Proc. Noise in Physical Systems and 1/f fluctuation - ICNF93*, pages 123–126.
- [Khrebtov et al., 1999] Khrebtov, I., Leonov, V., Tkachenko, A., Bratukhin, P., Ivanov, A., and Kuznetsov, A. (1999). Magnetic flux noise and pinning in low and high- T_c superconducting films. *Physics and materials science of vortex states, flux pinning and dynamics*, pages 307–320.
- [Khrebtov et al., 1998] Khrebtov, I., Leonov, V., Tkachenko, A., Ivanov, A., Bratukhin, P., Kuznetsov, A., Neff, H., and Steinbeiss, E. (1998). Noise of high- T_c superconducting bolometers. *Proc. SPIE*, 3287 :288–299.
- [Khrebtov et al., 2000] Khrebtov, I., Tkachenko, A., Ivanov, K., Dam, B., Klaassen, F., and Huijbregtse, J. (2000). The noise characteristics of YBCO films with strong pinning. *Tech. Phys. Lett.*, 26(12) :1078–1080.
- [Khrebtov et al., 2002] Khrebtov, I., Tkachenko, A., Ivanov, K., Nikolenko, A., and Pindyurin, V. (2002). Absolute high- T_c superconducting radiometer with electrical-substitution for X-rays measurements. In *Proc. 5th European Workshop on Low Temperature Electronics - WOLTE5*, Grenoble (France).
- [Kim et al., 2003] Kim, J., Khartsev, S., and Grishin, A. (2003). Epitaxial colossal magnetoresistive $\text{La}_{0.67}(\text{Sr},\text{Ca})_{0.33}\text{MnO}_3$ films on Si. *Appl. Phys. Lett.*, 82(24) :4295–4297.
- [Kiss et al., 1993a] Kiss, L., Larsson, T., Svedlindh, P., Lundgren, L., Ohlsen, H., Ottosson, M., Hudner, J., and Stolt, L. (1993a). Conductance noise and percolation in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ thin films. *Physica C*, 207 :318–332.
- [Kiss and Svedlindh, 1993] Kiss, L. and Svedlindh, P. (1993). New noise exponents in random conductor-superconductor and conductor-insulator mixtures. *Phys. Rev. Lett.*, 71(17) :2817–2820.
- [Kiss and Svedlindh, 1994] Kiss, L. and Svedlindh, P. (1994). Noise in high T_c superconductors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 41(11) :2112–2122.
- [Kiss et al., 1995] Kiss, L., Svedlindh, P., Bjornander, M., Nordblad, P., Muirhead, C., Smithyman, J., Klein, U., and Gingl, Z. (1995). Why is the noise so strong in high- T_c superconductors? In *Proc. Noise in Physical Systems and 1/f fluctuation - ICNF95*, pages 105–109.
- [Kiss et al., 1993b] Kiss, L., Svedlindh, P., Larsson, T., Lundgren, L., Ohlsen, H., Selinder, T., and Helmersson, U. (1993b). Spontaneous conductance fluctuations and percolation in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ thin film. *IEEE Trans. Magn.*, 29(6) :3574–3576.
- [Kittel and Kroemer, 1980] Kittel, C. and Kroemer, H. (1980). *Thermal Physics*. W.H. Freeman and Company.
- [Kogan, 1996] Kogan, S. (1996). *Electronic noise and fluctuations in solids*. Cambridge University press.

- [Kogut et al., 2002] Kogut, A., DiPirro, M., and Moseley, S. (2002). Ideal integrating bolometer. In *Proc. Far IR, Sub-mm, and mm detector technology workshop*. available at sofia.arc.nasa.gov/det_workshop/papers.
- [Kogut et al., 2000] Kogut, A., DiPirro, M., Moseley, S., and Allen, C. (2000). Ideal integrating bolometer. In *Proc. of the Space Astrophysics Detectors and Detector Technologies Conference at STSci*, volume From Xrays to X band.
- [Kozub, 1993] Kozub, V. (1993). Disorder-induced flicker noise in high- T_c superconductors. In *Proc. Noise in Physical Systems and 1/f fluctuation - ICNF93*, pages 103–106.
- [Kraus, 1996] Kraus, H. (1996). Superconductive bolometers and calorimeters. *Supercond. Sci. Technol.*, 9 :827–842.
- [Kreisler and Gaugue, 2000] Kreisler, A. and Gaugue, A. (2000). Recent progress in high-temperature superconductor bolometric detectors : from the mid-infrared to the far-infrared (THz) range. *Supercond. Sci. Technol.*, 13 :1235–1245.
- [Kruse, 2001] Kruse, P. (2001). *Uncooled thermal imaging : arrays, systems, and applications*. SPIE Press.
- [Kurlbaum, 1892] Kurlbaum, F. (1892). In Die Thaetigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in den Jahren 1891 und 1892. *Physikalisch-Technische Reichsanstalt (PTR)*, page 6. Braunschweig (Allemagne).
- [Lamarre, 1986] Lamarre, J. (1986). Photon noise in photometric instruments at far-infrared and submillimeter wavelengths. *Appl. Opt.*, 25(6) :870–876.
- [LamChokSing et al., 1997] LamChokSing, M., Lesquey, E., Dolabdjian, C., and Robbes, D. (1997). A high stability temperature controller based on a superconducting high- T_c sensor. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 7(2) :3087–3090.
- [Landau and Lifchitz, 1994] Landau, L. and Lifchitz, E. (1994). *Physique théorique - Physique statistique*. Ellipses - Editions MIR, 4ème Edition.
- [Lange et al., 1996] Lange, A., Church, S., Mauskopf, P., Hristov, V., Bock, J., DelCastillo, H., Beeman, J., Ade, P., and Griffin, M. (1996). Submillimetre and far infrared space instrumentation. In *Proc. 30th ESLAB Symp.*, page 105.
- [Langlois, 1993] Langlois, P. (1993). *Réalisation et caractérisation de capteurs optiques à partir de films minces supraconducteurs à haute température critique*. PhD thesis, Université de Caen.
- [Larsen, 1968] Larsen, N. (1968). 50 microdegree temperature controller. *Rev. Sci. Instrum.*, 39(1) :1–12.
- [Lecollinet, 2000] Lecollinet, M. (2000). *Introduction aux mesures physiques, à la métrologie et à l'instrumentation - Métrologie cours A du CNAM*. Editions CNAM/MEDIAS.
- [Lee et al., 1990] Lee, H., Yang, S., and Chung, N. (1990). Temperature controller using an error signal modulation. *Rev. Sci. Instrum.*, 61(4) :1329–1331.
- [Lehman et al., 2003] Lehman, J., Theocharous, E., Eppeldauer, G., and Pannell, C. (2003). Gold-black coatings for freestanding pyroelectric detectors. *Meas. Sci. Technol.*, 14 :916–922.
- [Leonov and Khrebtov, 1994] Leonov, V. and Khrebtov, I. (1994). Antenna-coupled thermal radiation detectors (Review). *Instr. Exp. Techn.*, 36 :501–520.
- [Leroy, 2002] Leroy, G. (2002). *Etude et réalisation d'un banc de mesure de bruit basse fréquence de 10 Hz à 1 MHz : application à la caractérisation électrique de matériaux en couches minces*. PhD thesis, Université du Littoral Cote d'Opale.
- [Leturcq, 2002] Leturcq, R. (2002). *Etude expérimentale de la transition métal-isolant en dimension deux*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay.
- [Li et al., 2000] Li, J., Maidanov, V., Dyball, H., Lusher, C., Cowan, B., and Saunders, J. (2000). Current sensing noise thermometry for millikelvin temperatures using a DC SQUID preamplifier. *Physica B*, 280 :544–545.

- [Libonate and Foukal, 2000] Libonate, S. and Foukal, P. (2000). Advanced absolute radiometers using superconducting transition thermometers. *Metrologia*, 37 :369–371.
- [Liddiard et al., 1998] Liddiard, K., Ringh, U., Jansson, C., and Reinbold, O. (1998). Progress of Swedish-Australian research collaboration on uncooled smart IR sensors. *Proc. SPIE*, 3436 :578.
- [Lindeman, 2000] Lindeman, M. (2000). *Microcalorimetry and the transition-edge sensor*. PhD thesis, University of California.
- [Lisaukas, 2001] Lisaukas, A. (2001). *Electrical noise in colossal magnetoresistors and ferroelectrics*. PhD thesis, Royal Institute of Technology (Stockholm).
- [Lisaukas et al., 2000a] Lisaukas, A., Khartsev, S., and Grishin, A. (2000a). Erratum : "Tailoring the colossal magnetoresistivity : $\text{La}_{0.7}(\text{Pb}_{0.63}\text{Sr}_{0.37})_{0.3}\text{MnO}_3$ thin-film uncooled bolometer" [Appl. Phys. Lett. 77, 756 (2000)]. *Appl. Phys. Lett.*, 77(20) :3302.
- [Lisaukas et al., 2000b] Lisaukas, A., Khartsev, S., and Grishin, A. (2000b). Tailoring the colossal magnetoresistivity : $\text{La}_{0.7}(\text{Pb}_{0.63}\text{Sr}_{0.37})_{0.3}\text{MnO}_3$ thin-film uncooled bolometer. *Appl. Phys. Lett.*, 77(5) :756–758.
- [Low, 1961] Low, F. (1961). Low temperature germanium bolometer. *J. Opt. Soc. Am.*, 51 :1300.
- [Luukanen et al., 2003] Luukanen, A., Kinnunen, K., Nuottajarvi, A., Hoevers, H., BergmannTiest, W., and Pekola, J. (2003). Fluctuation-limited noise in a superconducting transition-edge sensor. *Phys. Rev. Lett.*, 90(23) :238306–238309.
- [Machlup, 1954] Machlup, S. (1954). Noise in semiconductors : spectrum of a two-parameter random signal. *J. Appl. Phys.*, 25(3) :341–343.
- [MadhavanUnni et al., 2003] MadhavanUnni, P., Gunasekaran, M., and Kumar, A. (2003). $+30\text{ }\mu\text{K}$ temperature controller from 25 to 103°C : Study and analysis. *Rev. Sci. Instrum.*, 74(1) :231–242.
- [Maignan et al., 1999] Maignan, A., Martin, C., Pelloquin, D., Nguyen, N., and Raveau, B. (1999). Structural and magnetic studies of ordered oxygen deficient perovskites $\text{LnBaCo}_2\text{O}_{5+d}$, closely related to the '112' structure. *J. Solid State Chem.*, 142(2) :241–246.
- [Malyarov, 2002] Malyarov, V. (2002). Uncooled thermal IR arrays. *J. Opt. Technol.*, 69(10) :750–760.
- [Mangum and Furukawa, 1990] Mangum, B. and Furukawa, G. (1990). Guidelines for realizing the International Temperature Scale of 1990 (ITS-90). Technical Report 1265, NIST.
- [Marshall et al., 1996] Marshall, C., Butler, N., Blackwell, R., Murphy, R., and Breen, T. (1996). Uncooled infrared sensor with digital focal plane array. *Proc. SPIE*, 2746 :23.
- [Martin et al., 1985] Martin, J., Fox, N., and Key, P. (1985). A cryogenic radiometer for absolute radiometric measurements. *Metrologia*, 21 :147–155.
- [Mather, 1982] Mather, J. (1982). Bolometer noise : nonequilibrium theory. *Appl. Opt.*, 21 :1125–1129.
- [Mather, 1984] Mather, J. (1984). Bolometers : ultimate sensitivity, optimization, and amplifier coupling. *Appl. Opt.*, 23(4) :584–588.
- [McDonald, 1987] McDonald, D. (1987). Novel superconducting thermometer for bolometric applications. *Appl. Phys. Lett.*, 50(12) :775–777.
- [McDonald et al., 1997] McDonald, D., Phelan, R., Vale, L., Ono, R., Rice, J., Borchardt, L., Rudman, D., Cosgrove, J., and Rosenthal, P. (1997). Noise from YBCO films : size and substrate dependence. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 7(2) :3091–3095.
- [McDonald et al., 1999] McDonald, D., Phelan, R., Vale, L., Ono, R., and Rudman, D. (1999). Passivation, transition width, and noise for YBCO bolometers on silicon. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 9(2) :4471–4474.
- [Meier et al., 1999] Meier, O., Probst, F., Seidel, W., Sisti, M., and Uchaikin, S. (1999). A cryogenic calorimeter based on a superconducting phase transition thermometer with thermal feedback and SQUID readout. *Supercond. Sci. Technol.*, 12 :1033–1035.

- [Mercha, 2000] Mercha, A. (2000). *Analyse des mécanismes de conduction et de bruit en 1/f dans les transistors en couches minces de silicium polycristallin*. PhD thesis, Université de Caen.
- [Monticone et al., 1998] Monticone, E., Lacquaniti, V., Rajteri, M., and Rastello, M. (1998). Josephson tunnel junctions as highly sensitive photodetectors for radiometry. *Metrologia*, 35 :393–396.
- [Motchenbacher and Connelly, 1993] Motchenbacher, C. and Connelly, J. (1993). *Low noise electronic system design*. John Wiley and Sons, Inc.
- [Mott, 1990] Mott, N. (1990). *Metal-insulator transitions (2nde Edition)*. Taylor and Francis.
- [Méchin, 1996] Méchin, L. (1996). *Microbolomètres supraconducteurs YBaCuO suspendus réalisés par micro-usinage du substrat de silicium*. PhD thesis, Université de Caen.
- [Méchin et al., 1998] Méchin, L., Bloyet, D., and Villégier, J.-C. (1998). Microbolomètres YBaCuO suspendus sur substrats de Si ou SIMOX micro-usinés. *Eur. Phys. J. AP*, 1 :129–133.
- [Méchin et al., 1997] Méchin, L., Villégier, J.-C., and Bloyet, D. (1997). Suspended epitaxial YBaCuO microbolometers fabricated by silicon micromachining : Modeling and measurements. *J. Appl. Phys.*, 81(10) :7039–7047.
- [Neff et al., 1997] Neff, H., Berg, M., and Barth, R. (1997). Thermal budget calculations, design aspects, and devices performance of high-T_c air-bridged microbolometers. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 7(3) :3802–3807.
- [Neff et al., 1998] Neff, H., Khrebtov, I., Tkachenko, A., Steinbeiss, E., Michalke, W., Semchinova, O., Heidenblut, T., and Laukemper, J. (1998). Noise, bolometric performance and aging of thin high T_c superconducting films on silicon membranes. *Thin Solid Films*, 324 :230–238.
- [Neff et al., 2000] Neff, H., Lima, A., Deep, G., Freire, R., Melcher, E., Khrebtov, I., and Tkachenko, A. (2000). Nonlinearity and electrothermal feedback of high T_c transition edge bolometers. *Appl. Phys. Lett.*, 76(5) :640–642.
- [Netzer, 1981] Netzer, Y. (1981). The design of low-noise amplifiers. In *Proc. IEEE*, volume 69.
- [Ota et al., 2000] Ota, S., Mishra, P., Sahni, V., Singh, M., and Bascunan, J. (2000). Study of magnetic properties of a cryogenic temperature sensor diode. *Rev. Sci. Instrum.*, 71(4) :1873–1875.
- [Ott, 1988] Ott, N. (1988). *Noise reduction techniques in electronic systems*. John Wiley and Sons.
- [Paratte and Robert, 1986] Paratte, P. and Robert, P. (1986). *Traité d'électricité : systèmes de mesure (volume XVII)*. Presses Polytechniques Romandes.
- [Parr, 1996] Parr, A. (1996). A national measurement system for radiometry, photometry, and pyrometry based upon absolute detectors. Technical report, NIST.
- [Parsons and Pedder, 1988] Parsons, A. and Pedder, D. (1988). Thin-film infrared absorber structures for advanced thermal detectors. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 6(3) :1686–1689.
- [Persky, 1999] Persky, M. (1999). Review of black surfaces for space-born infrared systems. *Rev. Sci. Instrum.*, 70(5) :2193–2217.
- [Piat, 2000] Piat, M. (2000). *Contributions à la définition des besoins scientifiques et des solutions instrumentales du projet Planck-HFI*. PhD thesis, Université Paris XI.
- [Pitre, 1999] Pitre, L. (1999). *Vers de nouvelles références de température en dessous de 0,65 K : Etude métrologique des résonances du deuxième son dans les mélanges ³He-⁴He en cavité acoustique*. PhD thesis, Conservatoire National des Arts et Métiers.
- [Prellier et al., 2001] Prellier, W., Lecoœur, P., and Mercey, B. (2001). Colossal magnetoresistive manganite thin films. *J. Phys. Cond. Matter*, 13 :R915–944.
- [Preston-Thomas, 1990] Preston-Thomas, H. (1990). The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90). *Metrologia*, 27 :3–10.

- [Ptak et al., 2003] Ptak, P., Kolek, A., Zawislak, Z., Mleczko, K., and Stadler, A. (2003). 1/f noise versus magnetic field in RuO₂ based thick film resistors. In *26th International Spring Seminar on Electronics Technology*, pages 196–201, Slovaquie.
- [Quinn and Martin, 1985] Quinn, T. and Martin, J. (1985). A radiometric determination of the Stefan-Boltzmann constant and thermodynamic temperatures between -408°C and +1008°C. *Phil. Trans. R. Soc. London*, 316 :85–181.
- [Rabus et al., 2002] Rabus, H., Klein, R., Scholze, F., Thornagel, R., and Ulm, G. (2002). Validation of the uncertainty budget for soft X-ray radiant power measurement using a cryogenic radiometer. *Metrologia*, 39 :381–389.
- [Rajeswari et al., 1996] Rajeswari, M., Goyal, A., Raychaudhuri, A., Robson, M., Xiong, G., Kwon, C., Ramesh, R., Greene, R., Venkatesan, T., and Lakeou, S. (1996). 1/f electrical noise in epitaxial thin films of the manganite oxides La_{0.67}Ca_{0.33}MnO₃ and Pr_{0.67}Sr_{0.33}MnO₃. *Appl. Phys. Lett.*, 69(6) :851–853.
- [Rammal et al., 1985] Rammal, R., Tannous, C., Breton, P., and Tremblay, A. (1985). Flicker (1/f) noise in percolation networks : a new hierarchy of exponents. *Phys. Rev. Lett.*, 54 :1718–1721.
- [Ravera, 1999] Ravera, L. (1999). *Spectromètre-autocorrélateur numérique spatialisable pour l'instrument FISRT-HIFI*. PhD thesis, INSA Toulouse.
- [Reintsema et al., 1999] Reintsema, C., Grossman, E., and Koch, J. (1999). Improved VO₂ microbolometers for infrared imaging : operation on the semiconducting-metallic phase transition with negative electrothermal feedback. *Proc. SPIE*, 3698 :190–200.
- [Reintsema et al., 1998] Reintsema, C., Koch, J., and Grossman, E. (1998). High precision electrical substitution radiometer based on superconducting-resistive-transition edge thermometry. *Rev. Sci. Instrum.*, 69(1) :152–163.
- [Rice and Johnson, 1998] Rice, J. and Johnson, B. (1998). The NIST EOS thermal-infrared transfer radiometer. *Metrologia*, 35 :505–509.
- [Rice et al., 1998] Rice, J., Lorentz, S., Datla, R., Vale, L., Rudman, D., LamChokSing, M., and Robbes, D. (1998). Active cavity absolute radiometer based on high-T_c superconductors. *Metrologia*, 35 :289–293.
- [Rice and Zhang, 1996] Rice, J. and Zhang, Z. (1996). Liquid-nitrogen-cooled High-T_c electrical substitution radiometer as a broadband IR transfer standard. Technical report, NIST.
- [Richards, 1994] Richards, P. (1994). Bolometers for infrared and millimeter waves. *J. Appl. Phys.*, 76 :1–24.
- [Rieke et al., 1989] Rieke, F., Lange, A., Beeman, J., and Haller, E. (1989). An AC bridge readout for bolometric detectors. *IEEE Trans. Nuc. Science*, 36 :946–949.
- [Robbes et al., 1999] Robbes, D., Chéenne, N., Hamet, J., and Mercey, B. (1999). Laser heating experiments on multilayered (SI)_n strips and possible improvements of TES based bolometers. *Physica C*.
- [Robbes et al., 2003] Robbes, D., Guillet, B., and Méchin, L. (2003). Instrumentation dedicated to high resolution thermometry. In *11th International Metrology Congress*, Toulon.
- [Rogalski, 2003] Rogalski (2003). Quantum well photoconductors in infrared detector technology. *J. Appl. Phys.*, 93(8) :4355–4391.
- [Rosenthal et al., 1989] Rosenthal, P., Hammond, R., Beasley, M., Leoni, R., Lerch, P., and Clarke, J. (1989). Low frequency resistance fluctuations in films of high temperature superconductors. *IEEE Trans. Magn.*, 25(2) :973–975.
- [Sampietro et al., 1999] Sampietro, M., Fasoli, L., and Ferrari, G. (1999). Spectrum analyzer with noise reduction by cross-correlation technique on two channels. *Rev. Sci. Instrum.*, 70(5) :2520–2525.
- [Sarid and Cannell, 1974] Sarid, D. and Cannell, D. (1974). A +15 microdegree temperature controller. *Rev. Sci. Instrum.*, 45(9) :1082–1088.

- [Savelli et al., 1985] Savelli, M., Comallonga, J., and Boggiano, L. (1985). Bruit de fond et mesures. In *Techniques de l'Ingénieur, traité Electronique, E1150-R310*.
- [Sedky et al., 1999] Sedky, S., Fiorini, P., Baert, K., Hermans, L., and Mertens, R. (1999). Characterization and optimization of infrared poly SiGe bolometers. *IEEE Trans. Elec. Devices*, 46(4) :675–682.
- [Seidel et al., 1990] Seidel, H., , Csepregi, L., Heuberger, A., and Baumgartel, H. (1990). Anisotropic etching of crystalline silicon in alkaline solutions. *J. Electrochem. Soc.*, 137(11) :3612–3632.
- [Sengers et al., 1977] Sengers, A., Hocken, R., and Sengers, J. (1977). Critical-point universality and fluids. *Phys. Today*, 30 :42–51.
- [Shan et al., 1995] Shan, P., Celik-Butler, Z., Butler, D., and Jahanzeb, A. (1995). Semiconducting YBaCuO thin films for uncooled infrared bolometers. *J. Appl. Phys.*, 78(12) :7334–7338.
- [Shembil, 1990] Shembil, S. (1990). *SOS cryogenic bolometer : analysis, development and self-calibration*. PhD thesis, University of Colorado.
- [Solve and Stock, 2003] Solve, S. and Stock, M. (2003). An international comparison of water triple-points cells. In *11th International Metrology Congress*, Toulon.
- [Sostmann, 1990a] Sostmann, H. (1990a). Fundamentals of thermometry : Measuring the SPRT resistance of standard platinum resistance thermometers (Part IV). *Isotech Journal of Thermometry*, pages 61–84.
- [Sostmann, 1990b] Sostmann, H. (1990b). Fundamentals of thermometry : The standard platinum resistance thermometer (Part III). *Isotech Journal of Thermometry*, pages 3–14.
- [Sostmann, 1990c] Sostmann, H. (1990c). Fundamentals of thermometry (Part I). *Isotech Journal of Thermometry*, 1 :1–18.
- [Sostmann and Tavener, 1990] Sostmann, H. and Tavener, J. (1990). Fundamentals of thermometry : Industrial (use) platinum resistance thermometers and common errors in industrial temperature measurement (Part V). *Isotech Journal of Thermometry*, pages 5–28.
- [Soulen et al., 1990] Soulen, R., Fogle, W., and Colwell, J. (1990). Systematic studies of the effect of a post-detection filter on a Josephson-Junction noise thermometer. *Physica B*, 165-166 :111–112.
- [Stormer et al., 1988] Stormer, H., Levi, A., Baldwin, K., Anazlowar, M., and Boebinger, G. (1988). Normal-state transport parameters of epitaxial thin films of YBa₂Cu₃O_{7- δ} . *Phys. Rev. B*, 38(4) :2472–2475.
- [Swartz and Swartz, 1974] Swartz, D. and Swartz, J. (1974). Diode and resistance cryogenic thermometry : A comparison. *Cryogenics*.
- [Taylor and Kuyatt, 1994] Taylor, B. and Kuyatt, C. (1994). Guidelines for evaluating and expressing the uncertainty of NIST measurements results. Technical Report 1297, NIST.
- [Tinkham, 1996] Tinkham, M. (1996). *Introduction to superconductivity*. Mc Graw-Hill International Editions (2nde Edition).
- [Tissot et al., 1998] Tissot, J., Rothan, F., Vedel, C., Vilain, M., and Yon, J. (1998). LETI/LIR's amorphous silicon uncooled microbolometer development. *Proc. SPIE*, 3379 :139–144.
- [Tissot, 1998] Tissot, J.-L. (1998). Qu'est-ce qu'un microbolomètre infrarouge non refroidi ? *Clefs CEA*, Hiver 1997-1998(37) :28–33.
- [Torre, 1999] Torre, J. (1999). Les bolomètres pour le submillimétrique et le millimétrique. In *4ème Ecole d'automne : détection de rayonnements à très basse température*. Balaruc les Bains.
- [Touayar et al., 1999] Touayar, O., Coutin, J.-M., and Bastie, J. (1999). Le radiomètre cryogénique : référence primaire du BNM-INM pour les mesures de rayonnements optiques. *Bulletin du BNM*, 3(117).
- [Touloukian et al., 1970] Touloukian, Y., Powell, R., Ho, C., and Klemens, P. (1970). *Thermal conductivity : nonmetallic solids (Thermophysical properties of matter - volume 2)*. IFI/Plenum, New York - Washington.

- [Travers et al., 1997] Travers, C., Jahanzeb, A., Butler, D., and Celik-Butler, Z. (1997). Fabrication of semi-conducting YBaCuO surface-micromachined bolometer arrays. *J. Microelectromech. Sys.*, 6(3) :271–276.
- [Unewisse et al., 1995] Unewisse, M., Craig, B., Watson, R., Reinhold, O., and Liddiard, K. (1995). Growth and properties of semiconductor bolometers for infrared detection. *Proc. SPIE*, 2554 :43.
- [Verghese et al., 1992] Verghese, S., Richards, P., Char, K., Fork, D., and Geballe, T. (1992). Feasibility of infrared imaging arrays using high- T_c superconducting bolometers. *J. Appl. Phys.*, 71 :2491–2498.
- [Verghese et al., 1991] Verghese, S., Richards, P., Char, K., and Sachtjen, S. (1991). Fabrication of an infrared bolometer with a high T_c superconducting thermometer. *IEEE Trans. Magn.*, 27(2) :3077–3080.
- [Voisin, 2002] Voisin, F. (2002). *Intégration d'une électronique cryogénique à faible niveau de bruit sous la forme de circuits ASIC en technologie CMOS pour la mise en oeuvre de détecteurs bolométriques à supraconducteurs HTC*. PhD thesis, Université Paris VI.
- [Voss and Clarke, 1976] Voss, R. and Clarke, J. (1976). Flicker (1/f) noise : equilibrium temperature and resistance fluctuations. *Phys. Rev. B*, 13(2) :556–573.
- [Wada et al., 1998] Wada, H., Nagashima, N., Oda, N., Sasaki, T., Kawahara, A., Kanzaki, M., Tsuruta, Y., Mori, T., Matsumoto, S., Shima, T., Hijikawa, M., Tsukamoto, N., and Gotoh, H. (1998). Design and performance of 256x256 bolometer-type uncooled infrared detector. *Proc. SPIE*, 3379(90).
- [Walker, 2003] Walker, R. (2003). Achieving 0.25 mK uncertainty with an integrated-circuit resistance thermometer readout. In *TEMPMEKO 2003, XVII IMEKO World Congress*, Dubrovnik (Croatia).
- [Welander and Hahn, 2001] Welander, P. and Hahn, I. (2001). Miniature high-resolution thermometer for low-temperature applications. *Rev. Sci. Instrum.*, 72(9) :3600–3604.
- [White, 1968] White, G. (1968). *Experimental techniques in low temperature physics*. Oxford (Clarendon).
- [Wilbanks et al., 1990] Wilbanks, T., Devlin, M., Lange, A., Sato, S., Beeman, J., and Haller, E. (1990). Improved low frequency stability of bolometric detectors. *IEEE Trans. Nuc. Science*, 37 :566–572.
- [Williams, 1990] Williams, C. (1990). An appraisal of the noise performance of constant temperature bolometric detector systems. *Meas. Sci. Technol.*, 1 :322–328.
- [Willson, 1979] Willson, R. (1979). Active cavity radiometer type IV. *Appl. Opt.*, 18(2) :179–188.
- [Wolfendale et al., 1982] Wolfendale, P., Yewen, J., and Daykin, C. (1982). A new range of high precision resistance bridges for resistance thermometry. *Temperature*, pages 729–732.
- [Yang et al., 2003] Yang, F., Méchin, L., Routoure, J., Flament, S., Robbes, D., and Chakalov, R. (2003). Low 1/f noise in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films on (100) SrTiO_3 . In *Proc. 17th International Conference on Noise and Fluctuations - ICNF17*, pages 145–148, Prague.
- [Ylostalo et al., 1996] Ylostalo, J., Berglund, P., Niinikoski, T., and Voutilainen, R. (1996). Cryogenic temperature measurement for large applications. *Cryogenics*, 36 :1033–1038.
- [Yoo, 2000] Yoo, S. (2000). *Micromachined wavelength selective microbolometer sensors operating at room temperature*. PhD thesis, University of Texas - Austin.
- [Yun et al., 2002] Yun, M., Beeman, J., Bhatia, R., Bock, J., Holmes, W., Husted, L., Koch, T., Mulder, J., Lange, A., Turner, A., and Wild, L. (2002). Bolometric detectors for the Planck Surveyor. In *Proc. Society of Photo-Optical and Instrumentation Engineers (SPIE) meeting on Astronomical Telescopes and Instruments*, Waikaloa.
- [Zerov et al., 2001] Zerov, V., Kulikov, Y., Malyarov, V., Khrebtov, I., Shaganov, I., and Shadrin, E. (2001). Vanadium oxide films with improved characteristics for IR microbolometric matrices. *Tech. Phys. Lett.*, 27 :378–380.

- [Zerov et al., 1998] Zerov, V., Leonov, V., Sosnenko, M., Khrebtov, I., and Ivanov, A. (1998). A new type of high-temperature superconductor bolometer using the diamagnetic-screening effect. *J. Opt. Technol.*, 65(3) :242–244.
- [Zerov and Malyarov, 2001] Zerov, V. and Malyarov, V. (2001). Heat-sensitive materials for uncooled microbolometer arrays. *J. Opt. Technol.*, 68(12) :939–948.
- [Zhang et al., 1994] Zhang, Z., Datla, R., Lorentz, S., and Tang, H. (1994). Thermal modeling of absolute cryogenic radiometers. *J. Heat Transfer*, 116 :993–998.

Notations

Ω	Volume de l'échantillon [m^3]
Ω_{sys}	Nombre d'états accessibles d'un système [ss dimension]
ω	Pulsation [$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$]
ω_p	Angle solide d'ouverture d'un détecteur associé à un diaphragme [rad]
ζ	Température fondamentale [K]
Ξ	Variance d'un système [ss dimension]
Δ	Détectivité percussionnelle [$\text{cm}\cdot\text{J}^{-1}$]
$\Delta(\nu)$	Facteur de cohérence spatial [ss dimension]
η_q	Efficacité quantique du détecteur [ss dimension]
η_{abs}	Coefficient d'absorption de l'absorbeur [ss dimension]
η_{det}	Coefficient d'absorption du détecteur [ss dimension]
ϵ	Coefficient d'émissivité [ss dimension]
γ	Rapport des capacités calorifiques à pression et volume constant [ss dimension]
κ_{sc}	Conductivité thermique d'un semiconducteur [$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$]
$\kappa_{m\acute{e}tal}$	Conductivité thermique d'un métal [$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$]
κ_{sub}	Conductivité thermique du substrat [$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$]
λ	Longueur d'onde [m]
λ_L	Longueur de pénétration de London [m]
λ_{Lo}	Longueur de pénétration de London à $T = 0$ K [m]
λ_{seuil}	Longueur d'onde seuil [m]
Λ	Nombre de constituants indépendants présents dans un système [ss dimension]
ν	Fréquence [Hz]
μ_{imp}	Mobilité liée aux impuretés de dopage [$\text{m}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$]
μ_{mes}	Mobilité mesurée [$\text{m}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$]
μ_{res}	Mobilité liée au réseau cristallin [$\text{m}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$]
ϕ	Nombre de phases présentes dans un système [ss dimension]
φ	Demi angle au sommet du faisceau tombant sur le détecteur [rad]
σ_{onde}	Nombre d'onde [cm^{-1}]
σ	Conductivité électrique [$\text{m}\cdot\Omega^{-1}$]
σ_a	Conductivité électrique d'un absorbant métallique [$\text{m}\cdot\Omega^{-1}$]
σ_{sc}	Conductivité électrique d'un semiconducteur [$\text{m}\cdot\Omega^{-1}$]
$\sigma_{m\acute{e}tal}$	Conductivité électrique d'un métal [$\text{m}\cdot\Omega^{-1}$]
σ_{eff}^R	Résolution efficace en résistance [Ω]
σ_{eff}^T	Résolution efficace en température [K]
σ_{eff}^V	Résolution efficace en tension [V]
τ_{ph}	Temps de diffusion des phonons [s]
τ	Constante de temps de réponse [s]

τ_{abs}	Constante de temps de réponse de l'absorbant [s]
τ_d	Retard entre la production de chaleur dans la résistance de chauffage et la mesure de la température par le système [s]
$\tau_{dét}$	Constante de temps de réponse du détecteur [s]
τ_{DS}	Constante de temps de réponse de la détection synchrone [s]
τ_f	Constante de temps de réponse de la boucle de contre réaction [s]
τ_p	Constante de temps de réponse utilisée pour l'estimation de la réponse électrique S_{el}^T [s]
τ_{pe}	Constante de temps de réponse du porte-échantillon [s]
$\alpha \equiv \alpha_R(T_{th})$	Sensibilité relative de la résistance R en fonction de la température T_{th} du thermomètre [K ⁻¹] (synonyme de TCR <i>Temperature Coefficient Resistance</i>) [K ⁻¹]
$\alpha_X(T_{th})$	Sensibilité relative de la variable X en fonction de la température T_{th} du thermomètre [K ⁻¹]
α_H	Paramètre de normalisation de Hooge [ss dimension]
α_H^{app}	Paramètre apparent de Hooge [ss dimension]
α_{mes}	Paramètre de Hooge mesuré [ss dimension]
α_{app}^N	Paramètre apparent de Hooge dans la zone normale au voisinage de la transition [ss dimension]
α_{app}^{300}	Paramètre apparent de Hooge à 300 K [ss dimension]
θ	Angle de vue d'un détecteur [rad]
θ_p	Angle de vue d'un détecteur dans le cas d'une pupille circulaire [rad]
θ_{auto}	Coefficient d'autoéchauffement [K·W ⁻¹]
θ_D	Température de Debye [K]
ρ	Résistivité électrique [$\Omega \cdot m^{-1}$]
ρ_{mat}	Paramètre caractéristique d'un matériau semiconducteur [$\Omega \cdot m^{-1}$]
$\rho_{m\acute{e}tal}$	Résistivité électrique d'un métal [$\Omega \cdot m^{-1}$]
χ	Susceptibilité magnétique électronique]
a	Constante
$A \equiv A_R(T_{th})$	Sensibilité adimensionnelle d'un thermomètre résistif [ss dimension]
A_1	Gain du premier étage d'amplification [ss dimension]
A_2	Gain du second étage d'amplification [ss dimension]
A_{abs}	Amplitude de la fonction de transfert de l'absorbeur [ss dimension]
A_{amp}	Amplitude de la fonction de transfert de l'amplificateur [ss dimension]
a_{p-th}	Rapport de température entre T_p et T_{th} [ss dimension]
b	Constante [ss dimension]
B	Bande passante [Hz]
b_{p-th}	Rapport d'impédance entre la résistance de polarisation R_p et la résistance du thermomètre R_{th} [ss dimension]
c_c	Exposant critique de la conductivité [ss dimension]
C	Capacité calorifique du bolomètre [J·K ⁻¹]
C_{abs}	Capacité calorifique de l'absorbeur [J·K ⁻¹]
C_{fuite}	Capacité calorifique de la fuite thermique [J·K ⁻¹]
C_i	Capacité calorifique massique du thermomètre i [J·K ⁻¹]
$C_{\checkmark}$	Capacité calorifique à pression constante [J·K ⁻¹]
C_{pe}	Capacité calorifique du porte-échantillon [J·K ⁻¹]
C_p	Capacité de polarisation [F]
C_{DS}	Capacité de la détection synchrone [F]

C	Coefficient de corrélation complexe [ss dimension]
C_R	Partie réelle du coefficient de corrélation complexe [ss dimension]
C_{sub}	Capacité calorifique du substrat [$J \cdot K^{-1}$]
C_{sys}	Capacité thermique du système étudié sur le porte-échantillon [$J \cdot K^{-1}$]
C_V	Capacité calorifique à volume constant [$J \cdot K^{-1}$]
C_X	Partie imaginaire du coefficient de corrélation complexe [ss dimension]
$C(f)$	Cohérence spatiale à basse fréquence [ss dimension]
d	Distance entre la partie utile du porte-échantillon et la production de la chaleur [m]
$\mathcal{D}$	Coefficient de diffusion [$m \cdot s^{-2}$]
D	Délectivité [$Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$]
D^*	Délectivité spécifique [$cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$]
$\overline{D^*}$	Valeur moyenne de la délectivité spécifique [$cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$]
D_{BLIP}^*	Délectivité spécifique d'un détecteur thermique BLIP (<i>Background Limited Infrared Photon</i>) en [$cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$]
$D_{quantique}^*$	Délectivité spécifique d'un détecteur quantique parfait [$cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$]
D^{**}	Délectivité spécifique référencée à un angle solide π [$cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$]
E_g	Energie de la bande interdite [eV]
e_n	Tension équivalente de bruit en entrée [$V \cdot Hz^{-1/2}$]
e_{nA}	Tension équivalente de bruit d'un amplificateur [$V \cdot Hz^{-1/2}$]
$\frac{e_{nA}^2}{e_{n,Tot}^2}$	Densité spectrale de bruit en tension d'un amplificateur [$V^2 \cdot Hz^{-1}$]
$e_{n,Tot}^2$	Densité spectrale de bruit total (source -pont diviseur- et amplificateur) [$V^2 \cdot Hz^{-1}$]
e_n	Tension équivalente de bruit en entrée [$V \cdot Hz^{-1/2}$]
$e_{n_{pont}}$	Tension équivalente de bruit du pont diviseur résistif [$V \cdot Hz^{-1/2}$]
$e_{total-pont}^2$	Rapport entre le bruit du système complet (source et amplificateur) et le bruit thermique de l'impédance de source [ss dimension]
f	Fréquence [Hz]
f_{rec}	Fréquence de recouvrement [Hz]
$f(P, T)$	Facteur correctif pour un gaz non idéal [ss dimension]
$F(\omega)$	Fonction de transfert de la contre réaction [ss dimension]
F	Facteur de bruit [ss dimension]
F_{opt}	Facteur de bruit optimal [ss dimension]
g_0	Conductance thermique de la fuite thermique à 0 K [unité dépendante du matériau]
$g_{fuite}(T)$	Conductance thermique de la fuite thermique à la température T [unité dépendante du matériau]
G_{fuite}	Conductance thermique totale de la fuite thermique [$W \cdot K^{-1}$]
G_{pe-T}	Conductance thermique entre le porte-échantillon et le thermostat [$W \cdot K^{-1}$]
G_{si}	Conductance thermique entre le thermomètre i et le substrat [$W \cdot K^{-1}$]
G_{sT}	Conductance thermique entre le thermostat et le substrat [$W \cdot K^{-1}$]
G_{sys-pe}	Conductance thermique entre le système étudié et le porte-échantillon [$W \cdot K^{-1}$]
G_{iT}	Conductance thermique entre le thermomètre i et le thermostat [$W \cdot K^{-1}$]
H	Paramètre reliant la puissance électrique et la résistance du thermomètre [ss dimension]
$\mathcal{H}$	Fonction de transfert globale en continue du système de lecture électronique associé à un thermomètre YBCO [$V \cdot K^{-1}$]
H_{tr}	Sensibilité du transducteur [ss dimension]
i_{ch}	Courant de chauffage [A]
$\overline{i_{ch}}$	Valeur moyenne du courant de chauffage [A]
I_{emb}	Courant d'emballage thermique [A]
i_n	Courant équivalent de bruit en entrée [$A \cdot Hz^{-1/2}$]

i_{nA}	Courant équivalent de bruit d'un amplificateur [$A \cdot Hz^{-1/2}$]
$\overline{i_{nA}^2}$	Densité spectrale de bruit en courant d'un amplificateur [$A^2 \cdot Hz^{-1}$]
i_{nRp}	Courant équivalent de bruit de la résistance de polarisation [$A \cdot Hz^{-1/2}$]
$i_{nR_{th}}$	Courant équivalent de bruit de la résistance du thermomètre [$A \cdot Hz^{-1/2}$]
I_p	Courant de polarisation [A]
j_c	Densité du courant critique [$A \cdot m^{-2}$]
k_U	Facteur d'élargissement [ss dimension]
k	Coefficient de percolation dans le modèle <i>p-noise</i> [ss dimension]
l	Longueur d'un fil cylindrique [m]
L	Gain de la boucle de contre réaction électrothermique [ss dimension]
L_{WF}	Constante de Wiedmann Franz ($= 2,45 \times 10^{-8} W \cdot \Omega \cdot K^{-1}$)
L_c	Longueur de corrélation [m]
m	Degré de polynome [ss dimension]
m_i	Masse du thermomètre i [kg]
m_p	Masse d'un porteur de charge [kg]
M	Masse moléculaire d'un gaz [kg]
n	Exposant de la résistivité électrique [ss dimension]
n_c	Exposant critique des fluctuations de résistance [ss dimension]
n_{mole}	Nombre de moles contenues dans une enciente [ss dimension]
n_p	Nombre de porteurs de charges par unité de volume [m^{-3}]
N_p	Nombre de porteurs de charges [ss dimension]
$N_{mesures}$	Nombre de point de mesures [ss dimension]
NEI	Eclairement équivalent de bruit (<i>Noise Equivalent Irradiance</i>) [$W \cdot m^2$]
NEP	Puissance équivalente de bruit (<i>Noise Equivalent Power</i>) [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
$NEP_{1/f}$	Puissance équivalente de bruit en $1/f$ [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
NEP_{amp}	Puissance équivalente de bruit de la chaine de mesures [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
NEP_J	Puissance équivalente de bruit thermique de résistance [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
NEP_{J-Rp}	Puissance équivalente de bruit thermique de résistance de polarisation [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
$NEP_{photons}$	Puissance équivalente de bruit de photons [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
$NEP_{photons}^{bg}$	Puissance équivalente de bruit de photons lié à l'environnement [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
$NEP_{photons}^{bolo}$	Puissance équivalente de bruit de photons lié au bolomètre [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
NEP_{ph}	Puissance équivalente de bruit de phonons [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
NEP_{tot}	Puissance équivalente de bruit total [$W \cdot Hz^{-1/2}$]
NET	Résolution en température (<i>Noise Equivalent Temperature</i>) [$K \cdot Hz^{-1/2}$]
NET_J	Résolution en température pour une résistance dominée par le bruit thermique [$K \cdot Hz^{-1/2}$]
$NETD$	Contraste de température minimal détectable (<i>Noise Equivalent Temperature Difference</i>) [K^{-1}]
N_s	Nombre de modes spatiaux [ss dimension]
P	Pression [Pa]
P_o	Pression atmosphérique normale ($= 101325 Pa$)
P_0	Fuite thermique entre le substrat et le thermostat [$W \cdot K^{-1}$]
P_1	Fuite thermique entre le substrat et le thermomètre 1 [$W \cdot K^{-1}$]
P_2	Fuite thermique entre le substrat et le thermomètre 2 [$W \cdot K^{-1}$]
P_{bg}	Puissance de fond (ou de ' <i>background</i> ') due à l'environnement [W]
P_{ch}	Puissance de chauffage appliquée sur le substrat [W]
$P_{él}$	Puissance électrique [W]
$P_{él1}$	Puissance électrique du thermomètre 1 [W]
$P_{él2}$	Puissance électrique du thermomètre 2 [W]

$P_{el}^{optimal}$	Puissance électrique optimale [W]
P_{fuite}	Puissance de fuite thermique [$W \cdot K^{-1}$]
P_{rayt}	Puissance de rayonnement incident [W]
$\mathcal{P}$	Degré de polarisation de la lumière [ss dimension]
Q_ν	Puissance détectée par unité de fréquence [$W \cdot Hz^{-1}$]
R	Résistance [Ω]
R_{ch}	Résistance de chauffage électrique [Ω]
R_{ch1}	Résistance de chauffage électrique [Ω]
R_{ch2}	Résistance de chauffage électrique [Ω]
R_{DS}	Résistance de la détection synchrone [Ω]
$\mathcal{R}_g$	Constante des gaz parfaits [$J \cdot mole^{-1} \cdot K^{-1}$]
R_G	Résistance de gain d'un amplificateur [Ω]
R_{G1}	Résistance de gain de l'étage de préamplification [Ω]
R_{G2}	Résistance de gain du second étage d'amplification [Ω]
$R_{m\acute{e}tal}$	Résistance électrique d'un thermomètre métallique [Ω]
R_N	Résistance d'un méandre ou d'un pont d'YBCO dans la zone normale au voisinage de la transition [Ω]
R_p	Résistance de polarisation [Ω]
R_{p1}	Résistance de polarisation de l'étage de préamplification [Ω]
R_{p2}	Résistance de polarisation de l'étage de préamplification [Ω]
R_{pont}	Résistance d'un pont diviseur résistif [Ω]
R_{sce}	Impédance réelle de source [Ω]
R_{th}	Résistance d'un thermomètre résistif [Ω]
$R_{m\acute{e}tal}^{th}$	Résistance thermique d'un thermomètre métallique [$K \cdot W^{-1}$]
s	Section d'un fil cylindrique résistif [m^2]
S	Entropie [J]
S	Sensibilité du détecteur [$V \cdot W^{-1}$]
$S(\omega)$	Partie complexe de la sensibilité du détecteur [$V \cdot W^{-1}$]
$S(\lambda)$	Sensibilité spectrale du détecteur [$V \cdot W^{-1}$]
S_{opt}	Sensibilité optique du détecteur [$V \cdot W^{-1}$]
S_{elec}	Sensibilité électrique du détecteur [$V \cdot W^{-1}$]
S_{tot}	Sensibilité globale du détecteur [$V \cdot W^{-1}$]
S_A	Sensibilité en courant [$A \cdot W^{-1}$]
S_V	Sensibilité en tension [$V \cdot W^{-1}$]
S_d	Surface active de détection du détecteur [m^2]
S_p	Surface de la pupille [m^{-2}]
$S_R^{1/f}$	Amplitude du bruit en $1/f$ en résistance [$\Omega^2 \cdot Hz^{-1}$]
$S_T^{1/f}$	Amplitude du bruit en $1/f$ en température [$K^2 \cdot Hz^{-1}$]
$S_V^{1/f}$	Amplitude du bruit en $1/f$ en tension [$V^2 \cdot Hz^{-1}$]
$S_X^{1/f}$	Amplitude du bruit en $1/f$ d'une grandeur X [unité dépendante du matériau]
$S_{\mu_{mes}}^{1/f}$	Amplitude du bruit en $1/f$ de la mobilité mesurée [$(m^2 V^{-1} s^{-1})^2 \cdot Hz^{-1}$]
t	Temps [s]
t_a	Epaisseur d'un film absorbant [m]
t_s	Epaisseur du substrat [m]
T	Température [K]
T_0	Température du thermostat [K]
T_{amp}	Température de l'amplificateur [K]

T_{bg}	Température de l'environnement [K]
T_d	Température du détecteur [K]
T_i	Température du thermomètre i [K]
T_{mat}	Paramètre caractéristique d'un matériau semiconducteur [K]
T_n	Température de bruit [K]
T_p	Température de la résistance de polarisation [K]
T_{th}	Température du thermomètre [K]
T_s	Température du substrat [K]
T_{sce}	Température de source [K]
ΔT	Elévation de température [K]
u	Nombre [ss dimension]
v	Vitesse du son [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
V	Volume d'une enceinte [m^3]
V_{emb}	Tension d'emballement thermique [V]
V_{ref}	Amplitude de la tension de référence [V]
x	Probabilité d'occupation [ss dimension]
x_p	Valeur critique de la probabilité d'occupation [ss dimension]
X	Grandeur mesurable (tension, courant ou résistance)
$Z(\omega)$	Impédance dynamique du bolomètre [Ω]
Z_o	Impédance dynamique du bolomètre en continu [Ω]
Z_{opt}	Impédance optimale de source d'un amplificateur [Ω]
Z_p	Impédance de polarisation [Ω]
Z_{sce}	Impédance de la source [Ω]
Z_{sce}^*	Complexe conjugué de l'impédance de source [Ω]
Z_v	Impédance caractéristique du vide [$\Omega \cdot \square^{-1}$]

CONSTANTES FONDAMENTALES

c	(= 299792458 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) Vitesse de la lumière dans le vide
h	(= 6,62606876(52) $\times 10^{-34}$ J·s) Constante de Planck
k_B	(= 1,3806503(24) $\times 10^{-23}$ J·K $^{-1}$) Constante de Boltzmann
σ_{SB}	(= 5,670400(40) $\times 10^{-8}$ W·m $^{-2}$ ·K $^{-4}$) Constante de Stefan Boltzmann

Liste des figures

1	Synoptique représentatif de la complexité et de l'imbrication des différentes parties étudiées . . .	3
1.1	Les domaines, les sous-domaines et les instruments d'interpolation de l'EIT-90	7
1.2	Terminologie et segmentation de l'échelle de température	9
1.3	Diagramme des phases d'un corps pur	9
1.4	Exemple de l'étendue de mesure d'un thermomètre pour une grandeur d'influence	11
1.5	Facteurs de protection pour quelques raccordements typiques	13
1.6	Définition de la constante de temps de réponse	15
1.7	Sources extrinsèques de bruits	16
1.8	Les quatre configurations principales utilisées en thermométrie à dilatation de gaz	18
1.9	Caractéristiques résistance-température de quelques thermomètres métalliques utilisés en cryogénie	19
1.10	Variation de α en fonction de la température T pour le platine, le cuivre, le plomb, l'indium et l'alliage Au-Ag (0,15 % d'Ag en masse)	20
1.11	Sensibilité en tension $-\frac{dV}{dT}$, à courant constant, en fonction de la température de quelques thermomètres cryogéniques	20
1.12	Le thermomètre étalon à résistance de platine	21
1.13	Caractéristiques résistivité-température de quelques thermistances à Coefficient de Température Négatif CTN et à Coefficient de Température Positif CTP	21
1.14	Caractéristiques typiques des capteurs de température à diode	23
1.15	Evolution de la sensibilité d'une diode film mince polarisée en courant, ou en tension, en fonction de la température	24
1.16	Variation thermique d'une capacité au titanate de baryum	25
1.17	Caractéristiques du thermomètre capacitif CS401GR-A de Lakeshore	25
1.18	Variation de l'effet thermoélectrique généré par un matériau par rapport au platine avec une jonction froide à 0 °C en fonction de la température	26
1.19	Les différentes techniques pour utiliser correctement un thermocouple	26
1.20	Distribution de Planck pour des températures de corps noir entre 50 et 6000 K	28
1.21	Modèle thermique pour bien mesurer la température	30
2.1	Deux détecteurs de rayonnement très distincts : le calorimètre et le bolomètre	34
2.2	Comparaison des détectivités D^* des détecteurs infrarouges fonctionnant à diverses températures	37
2.3	Le spectre électromagnétique	38
2.4	Phénomènes de dérives dues aux facteurs d'influence extérieurs	39
2.5	Définition de la valeur moyenne $\overline{D^*}$ de la détectivité spécifique D^*	41
2.6	Détectivité spécifique d'un détecteur thermique parfait ou BLIP (<i>Background Limited Infrared Photodetector</i>) pour différentes températures de fonctionnement en fonction de la température de l'environnement (<i>background</i>)	42

2.7	Déectivité spécifique relative d'un détecteur thermique BLIP (<i>Background Limited Infrared Photodetector</i>) fonctionnant à 77 K en fonction de l'angle de vue θ	43
2.8	Déectivité spécifique en fonction de la constante de temps de réponse pour différents bolomètres SHTC	44
2.9	Le bolomètre idéal proposé par Kogut <i>et. al</i> : a) le principe de fonctionnement, b) sa réponse temporelle	47
2.10	Exemple d'un couplage par antenne associée à une lentille hémisphérique	50
2.11	Deux exemples de concentrateurs de lumière : la cavité quart d'onde classique et le cône de Winston	51
2.12	La structure <i>spider web</i> de l'instrument HFI (Planck Surveyor) : la structure globale de la toile d'araignée et un zoom sur le thermomètre	52
2.13	Evolution de la résistance et du coefficient α en fonction de la température d'un film supraconducteur à basse température critique (SBTC) TiAu	55
2.14	Evolution de la résistance et de sa dérivée dR/dT en fonction de la température d'un film d'oxyde de ruthenium RuO_2	55
2.15	Résistivité d'un film d'oxyde de vanadium présentant la phase B et densité spectrale de bruit en tension d'un microbolomètre à base d'oxyde de vanadium VO_x	57
2.16	Evolution de la résistance en fonction de la température d'un film d'oxyde de vanadium présentant un fort effet hystérétique dans la transition de phase	57
2.17	Sensibilité relative en température α ou TCR d'un film a-Si, et densité spectrale de bruit en tension d'un film a-Si:H	58
2.18	Evolution de la résistance et de la sensibilité relative α (ou TCR) en fonction de la température d'un film $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ semiconducteur	59
2.19	Sensibilité relative α maximale obtenue avec des manganites en fonction de la température et exemple de l'évolution de la résistance en fonction de la température d'une manganite	59
2.20	Evolution de la résistance d'un composé massif de $DyBaCo_2O_x$ en fonction de la température	60
2.21	Evolution de la résistance et de la sensibilité relative α et adimensionnelle A d'un film de $Sm_xNd_{1-x}Ni$ en fonction de la température	60
2.22	Evolution de la résistance et de la sensibilité relative en température α d'un film de $Nd_{0,8}Y_{0,2}NiO_3$ sur (110) $NdGaO_3$ en fonction de la température	61
2.23	Les différents types de bolomètres résistifs	63
2.24	Bilan énergétique d'un bolomètre résistif	65
2.25	Evolution du point de fonctionnement d'un bolomètre au cours du temps	66
2.26	Schéma classique de polarisation d'un bolomètre résistif avec R_p la résistance de polarisation et R_{th} la résistance du thermomètre résistif	67
2.27	Evolution de la sensibilité d'un bolomètre résistif à thermomètre à $\alpha > 0$ en fonction de la puissance électrique dissipée P_{el} et de la fuite thermique G_{fuite}	70
2.28	Caractéristique électrique classique d'un bolomètre	71
2.29	Evolution du paramètre correctif Υ pour différents liens thermiques (constant, métal ou isolant) et différents rapports de température entre le thermostat et le thermomètre $\frac{T_0}{T_{th}}$. Les échelles horizontales supérieures correspondent à la température du thermomètre T_{th} en fonction de plusieurs températures de thermostat : 4, 2 K, 77 K et 300 K.	75
2.30	La contre réaction électrothermique ETF d'un bolomètre résistif polarisé en courant	79
2.31	Influence des sources de bruit dans la contre réaction électrothermique ETF d'un bolomètre résistif polarisé en courant	79
2.32	Schémas équivalents pour obtenir les contributions en bruit dans une configuration à contre réaction électrothermique ETF d'un bolomètre résistif polarisé en courant	80
2.33	La contre réaction externe EEF d'un bolomètre résistif polarisé en courant	82

2.34	Représentation en schémas blocs de la contre réaction électrothermique EEF d'un bolomètre résistif polarisé en courant	82
2.35	Influence des sources de bruit dans la contre réaction externe EEF d'un bolomètre résistif polarisé en courant	83
2.36	Schémas équivalents pour obtenir les contributions en bruit dans une configuration à contre réaction externe EEF d'un bolomètre résistif polarisé en courant	84
3.1	Polarisation en courant d'un thermomètre par une résistance de polarisation ou par un condensateur de polarisation	88
3.2	Evolution du rapport $e_{pont-th}^2$ entre le bruit généré par le pont diviseur et le bruit thermique du thermomètre en fonction du rapport de température a_{p-th} , entre la résistance de polarisation et le thermomètre, pour diverses valeurs de rapport d'impédances b_{p-th}	89
3.3	Bouclage électrique - contre réaction en courant ou en tension d'un premier étage d'amplification d'un système de lecture électronique d'un thermomètre résistif	90
3.4	Effet de la modulation électrique d'un signal	91
3.5	Effet de la puissance électrique dissipée dans le thermomètre par une modulation électrique par un signal sinusoïdal	91
3.6	Effet de la puissance électrique dissipée dans le thermomètre par une modulation électrique par un signal carré	92
3.7	Différentes méthodes d'application de la tension d'opposition lors d'une modulation électrique	92
3.8	Evolution de la résolution efficace en résistance σ_{eff}^R pour une résistance de 100 Ω polarisé par un courant I_p et fonctionnant à diverses températures	94
3.9	Evolution de la résolution efficace en température σ_{eff}^T pour un thermomètre IPRT de 100 Ω ($dR/dT = 0,385 \Omega \cdot K^{-1}$) polarisé par un courant I_p et fonctionnant à diverses températures	95
3.10	Evolution de la résolution efficace en température σ_{eff}^T pour un thermomètre YBCO de 100 Ω ($dR/dT = 50 \Omega \cdot K^{-1}$) polarisé par un courant I_p et fonctionnant à diverses températures	95
3.11	Méthode dite des «4 fils» ou des «4 pointes»	96
3.12	La structure point milieu	97
3.13	La structure élémentaire d'un pont de Wheatstone	98
3.14	Compensation en température d'un pont de Wheatstone	99
3.15	Mesure différentielle appliquée à un thermomètre : utilisation d'une double structure en pont diviseur ou d'une amplification différentielle d'un unique thermomètre	100
3.16	Mesure différentielle appliquée à deux thermomètres	101
3.17	Générateurs de bruit d'un amplificateur réel suivant le modèle $e_n - i_n$	101
3.18	Modèle $e_n - i_n$ d'un système comprenant une source bruyante et un amplificateur réel	102
3.19	Evolution du bruit pour une résistance de source connectée à un amplificateur	103
3.20	La structure d'un moniteur de température à méthode de compensation	105
3.21	Schémas blocs du système de lecture électronique développé	106
3.22	Schéma électronique complet du système de lecture électronique développé	107
3.23	Exemple de design d'un thermomètre IPRT en couche mince	108
3.24	Les différents motifs de microponts accessibles sur le masque de gravure et le schéma de principe des mesures «4 pointes»	109
3.25	Caractéristiques de trois thermomètres YBCO déposés sur un même substrat STO	109
3.26	Schéma de l'étage de préamplification	110
3.27	Schéma de la détection synchrone mise en œuvre	111
3.28	Les principales sources de bruit du système de lecture	113
3.29	Bruit mesuré du système de lecture électronique	116

3.30	Evolution de la tension de sortie du système de lecture en fonction de la variation de température du plan de masse	116
3.31	Représentation schématique du couplage entre le système étudié, un porte-échantillon et un puits thermique	117
3.32	Démarche suivie pour la conception du porte-échantillon	118
3.33	Porte-échantillon réalisé pour les basses températures	119
3.34	Schéma classique d'un système de régulation et les deux particularités importantes utilisées dans ce travail pour identifier et caractériser les paramètres du porte-échantillon	120
3.35	Schéma bloc utilisé pour la mise en place du contrôleur analogique de température	121
3.36	Amplitude ΔT de l'oscillation de température, pour une température de consigne de 90 K, en fonction de la fréquence de perturbation de chaleur f_{pert} dans la configuration boucle fermée avec une tension sinusoïdale (d'amplitude V_{pert}) appliquée à la résistance de chauffage R_{ch2}	121
4.1	Le cryostat utilisé pour les mesures à température ambiante	126
4.2	La méthode par dérive thermique lente : un moyen pour identifier les coefficients de transfert des moniteurs haute résolution n°1 et n°2	127
4.3	La méthode par pulse de chaleur : un moyen pour identifier les coefficients de transfert des moniteurs haute résolution n°1 et n°2	127
4.4	Comparaison des deux méthodes d'extraction des fonctions de transfert des moniteurs haute résolution n°1 et n°2	128
4.5	Fluctuations de température du thermomètre IPRT de référence au voisinage de 273 K	129
4.6	Fluctuations de température des deux thermomètres haute résolution comparées aux fluctuations du thermomètre IPRT de référence (après lissage) au voisinage de 273 K	129
4.7	Fluctuations de température des deux moniteurs haute résolution au voisinage de 273 K	130
4.8	Le banc de mesures pour les mesures aux températures cryogéniques	132
4.9	Photographie du porte-échantillon	133
4.10	Exemple de la méthode de perturbation de chaleur avec une forte tension appliquée sur la résistance de chauffage R_{ch2} et pour différentes fréquences f_{pert}	133
4.11	Exemple d'une mesure de la température avec un moniteur haute résolution en boucle ouverte à 90 K	134
4.12	Exemple d'une mesure de la température avec deux moniteurs haute résolution en boucle fermée à 90 K	135
4.13	Densités spectrales de bruit en tension e_n et en température T_n d'un moniteur haute résolution à thermomètre YBCO	135
4.14	Exemple d'oscillations de température mesurées avec deux moniteurs haute résolution observateurs à 90 K	136
4.15	Différence de mesure de température quand le système thermique subit une perturbation sinusoïdale à 10 mHz et 30 μK_p alors que le système est asservi en température (température de consigne à 90 K)	137
4.16	Densités spectrales de bruit en tension et en température d'un moniteur haute résolution à thermomètre YBCO à 90 K mesurant une oscillation de température de 30 μK_p à 10 mHz provoquée par une perturbation de chaleur connue	137
4.17	Mesure de la cohérence spatiale $C(f)$ à basse fréquence pour deux distances séparant deux échantillons mesurés simultanément	141
4.18	Les différents mécanismes de transport et les différentes valeurs du facteur k proposés par le modèle de percolation $p-noise$	143

4.19	Evolution de la résistance et du bruit normalisé $\alpha_{app}(30\text{Hz})$ en fonction de la température : R a été mesurée avec une densité de courant de $10^9 \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$ pour un film mince YBCO in situ (orientation axe c)	144
4.20	Evolution du bruit normalisé en fonction de la résistance (les pentes indiquent les valeurs de k du modèle p -noise) - Exemple de représentation du modèle de Kiss pour un film mince épitaxié, recuit in situ, sur un substrat LaAlO_3 (dépôt par co-évaporation)	145
4.21	Evolutions de la résistance et du bruit en tension à 100 kHz pour un microbolomètre YBCO/ NdGaO_3 et évolutions de la résistance et du bruit en tension à 10 Hz pour un microbolomètre similaire	147
4.22	Mesures de bruit pour un micropont YBCO ($3 \times 35 \times 0,15 \mu\text{m}^3$) sur un substrat YSZ : Evolutions du bruit en tension à 10 Hz et $I_p = 0,98 \text{ mA}$ pour différentes valeurs de champs magnétiques ainsi que la caractéristique $R(T)$; Evolution de la densité spectrale en tension de bruit à 10 Hz et à champ magnétique nul pour différentes températures	148
4.23	Dépendance du courant critique j_c , du paramètre apparent de Hooge α_{app}^N dans la zone normale et du rapport $S_V^{1/f}/j_c$ en fonction de la qualité cristalline (selon l'axe c) des films YBCO déposés sur différents substrats	148
4.24	Spectre de diffraction X en configuration $\theta - 2\theta$ du film YBCO déposé sur un substrat STO avant gravure	149
4.25	Evolution de la caractéristique $R(T)$ en fonction du courant de polarisation I_p	150
4.26	Evolution de la caractéristique $\frac{dR}{dT}$ en fonction du courant de polarisation I_p	150
4.27	Evolution de la position de la température T_{mt} correspondant au maximum de la dérivée $\frac{dR}{dT}_{max}$ en fonction du courant de polarisation I_p	151
4.28	Evolution du bruit normalisé en tension $S_V^{1/f}/V^2$ à 1 Hz en fonction du courant de polarisation I_p pour une température constante $T = 89,25 \text{ K}$ et des valeurs de $\frac{dR}{dT}$ similaires ($\sim 40 \text{ }\Omega\cdot\text{K}^{-1}$)	152
4.29	Evolution du bruit excédentaire normalisé en tension $S_V^{1/f}/V^2$ à 1 Hz en fonction de la température pour un courant de polarisation de 0,75 mA et de 5,00 mA	153
4.30	Evolution en fonction de la température du bruit excédentaire en tension $S_V^{1/f}$ à 1 Hz et de la résistance pour un courant de 0,75 mA	154
4.31	Exemple d'évolution de la tension mesurée en fonction du temps pour un thermomètre YBCO avec un courant de polarisation de 0,75 mA au voisinage de 90 K	154
4.32	Evolution en fonction de la température du bruit excédentaire en tension à 1 Hz et de la résistance pour un courant de 5,00 mA	155
4.33	Evolution du $NET(1\text{Hz})$ pour les points optimums ($T, \frac{dR}{dT}_{max}$) pour chaque courant I_p et la résolution en température ultime $NET_J(f)$ (sans présence de bruit excédentaire)	156
5.1	Le principe de fonctionnement d'un radiomètre à substitution électrique	160
5.2	Principe de fonctionnement du radiomètre à substitution électrique à cavité active développé au NIST	163
5.3	Principe de fonctionnement du radiomètre à substitution électrique développé au BNM-INM	163
5.4	Détail de la cavité absorbante du radiomètre à substitution électrique du BNM-INM	164
5.5	Coupe schématique du radiomètre sur membrane	166
5.6	Les différentes étapes de la réalisation du radiomètre Pt/Ti (dans le cas de thermomètres YBCO, le Si_3N_4 est remplacé par une couche épitaxiale de CeO_2/YSZ)	167
5.7	Radiomètre à substitution électrique utilisant deux asservissements en température pour stabiliser la température du porte-échantillon (rôle de puits thermique) et la température de la partie absorbante du radiomètre aux températures de consigne T_0 et T_{RSE}	169
5.8	Le circuit électrothermique d'un radiomètre à substitution électrique	169

A.1	Les deux structures envisagées pour détecter le rayonnement incident : le pixel est déposé sur un substrat ou le pixel est déposé sur une structure membranaire	207
A.2	Modèles thermiques des deux structures envisagées pour détecter le rayonnement incident : le pixel est déposé sur un substrat et le pixel est déposé sur une structure membranaire	209
B.1	Techniques d'adaptation d'impédance à partir d'un circuit transformateur ou de circuit résonnant	212
B.2	Principe de la méthode de corrélation	213
B.3	Résultats obtenus avec la méthode de corrélation	213
B.4	Montage de préamplification basé sur la mise en parallèle de deux amplificateurs	214
C.1	Superposition des différents niveaux de masquage pour réaliser le radiomètre à substitution électrique sur structure membranaire	216
C.2	Masque n°1 : masquage pour le dépôt d'or sélectif	217
C.3	Masque n°2 : thermomètres YBCO ou Pt	218
C.4	Masque n°3 : résistances de chauffage en NiCr	219
C.5	Masque n°4 : thermomètres Pt	220
C.6	Masque n°5 : définition des plots et des amenées en or dans le cas de thermomètres YBCO . . .	221
C.7	Masque n°6 : définition de la membrane	222
C.8	Photographie optique du radiomètre complet : vue d'ensemble	223
C.9	Photographie optique du radiomètre complet : zoom sur les thermomètres de moyenne et de forte impédance	224
C.10	Photographie optique du radiomètre complet : zoom sur les thermomètres de faible impédance .	225

Liste des tableaux

1.1	Les points fixes de définition de l'EIT-90	8
1.2	Comparaison des principaux métaux utilisés en thermométrie à température ambiante (293 K)	19
2.1	Valeurs limites possibles de la détectivité spécifique D_{BLIP}^* d'un détecteur BLIP fonctionnant à la température T_d et ayant un angle de 2π stéradians sur un environnement à la température T_{bg}	42
2.2	Comparaison des meilleures performances obtenues avec les différents thermomètres résistifs fonctionnant à 300 K	61
2.3	Expression de la conductance effective G_{eff} et de la constante de temps de réponse effective τ_{eff} en fonction du mode de polarisation (à courant constant CCM ou à tension constante CVM) et du signe de la sensibilité relative α pour un bolomètre résistif	69
2.4	Emballement thermique suivant le mode de polarisation (à courant constant CCM ou à tension constante CVM) et le signe de la sensibilité relative α pour un bolomètre résistif	69
3.1	Evolution de la température équivalente de bruit limitée par le bruit de Johnson $NET_J(f)$ pour différents types de thermomètres : IPRT, YBCO et semiconducteurs	93
3.3	Caractéristiques des thermomètres à résistance de platine SPRT et IPRT et des thermomètres $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	107
3.5	Niveaux de bruit des ponts résistifs $e_{n_{pont}}$ pour différentes configurations	113
3.6	Niveaux de bruit ramenés en entrée $e_{n,Tot}$ (à 1 kHz) du montage réalisé pour différentes valeurs T_p	113
3.7	Sensibilités et résolutions en température attendues pour des thermomètres IPRT ou YBCO idéaux (sans bruit excédentaire) pour un courant de 0,83 mA	114
3.8	Tableau d'indice de bruit pour différentes technologie de résistances	115
3.10	Paramètres thermiques du porte-échantillon prévu pour fonctionner à basse température (~ 77 K)	118
4.1	Comparaison des différents résultats sur des systèmes de régulation de température à température ambiante	131
4.2	Valeurs de l'exposant de percolation k et interprétations dans la cadre du modèle de percolation $p-noise$	144
4.3	Comparaison des niveaux de bruit mesuré pour différents films minces	146
5.1	Facteurs de correction et le budget des incertitudes du radiomètre cryogénique du BNM-INM pour la longueur d'onde 514 nm	165
5.2	Description des différents niveaux de masquage pour réaliser le radiomètre à substitution électrique sur structure membranaire	168
5.3	Valeurs à 10 Hz des fluctuations de température utilisées pour le modèle du radiomètre à substitution électrique	171
5.4	Comparaison des différents paramètres du radiomètre RSE pour deux valeurs de courant de polarisation 0,83 mA et 5,00 mA	173

A.1 Comparaison des propriétés des différents matériaux massifs pouvant être utilisés à 300 K ou à 90 K 208

Annexe A

Estimation des performances bolométriques

Il semble intéressant d'estimer les performances bolométriques avec le modèle proposé dans le chapitre 2 et les mesures obtenues dans le chapitre 3. Deux cas sont présentés suivant la gamme de température considérée : le cas d'un thermomètre déposé sur différents substrats et le cas d'un thermomètre sur une structure membranaire (cf. section A). On supposera dans toute la suite que la surface de détection, *i.e.* la taille de l'absorbant, est un pixel circulaire de surface πa_{pixel}^2 avec $a_{pixel} = 25 \mu\text{m}$ et d'épaisseur $e_{pixel} = 100 \text{ nm}$. Si la dimension du thermomètre est inférieure ou égale à la dimension du pixel, tous les paramètres décrivant les performances du bolomètre sont calculables. La géométrie du pixel est en effet définie par la taille de la partie absorbante (cf. section 2.2 page 39). Par contre, si les dimensions du thermomètre sont plus grandes que le pixel, les caractéristiques telles que les détectivités spécifique D^* et percussionnelle Δ ne sont pas estimables. L'absorption du rayonnement incident ne provoquera qu'une variation de résistance dans la zone recouverte par l'absorbant. L'estimation de l'élévation de la température est alors beaucoup plus complexe [Carslaw and Jaeger, 1959]. Dans ces conditions, seules les valeurs de puissances équivalentes de bruit NEP peuvent être évaluées.

Deux géométries distinctes : sur substrat ou sur membrane

Le tableau A.1 regroupe les différentes caractéristiques physiques et thermiques des matériaux pouvant être utilisés à 300 K et/ou à 90 K.

Les structures envisagées sont représentées sur la figure A.1. L'utilisation d'une structure membranaire permet d'améliorer les performances du bolomètre (sensibilité et constante de temps de réponse) car la conductance thermique et la capacité calorifique sont toutes les deux réduites (cf. section 2.6.2.2.3 page 64)

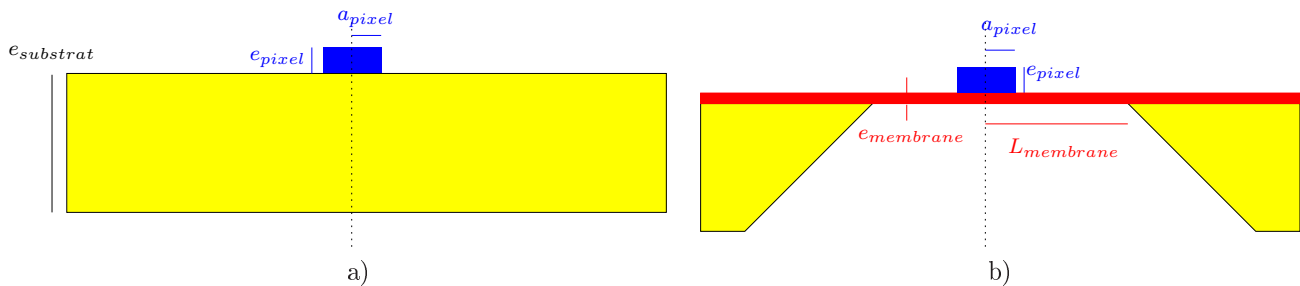


FIG. A.1 – Les deux structures envisagées pour détecter le rayonnement incident : le pixel est déposé sur un substrat a) ou le pixel est déposé sur une structure membranaire b)

matériau utilisé	T [K]	conductivité thermique [W.K ⁻¹ .m ⁻¹]	chaleur spécifique [J.K ⁻¹ Kg ⁻¹]	masse volumique [Kg.m ⁻³]	résistivité électrique [μΩ.cm]	référence
Pt	300	71,6	133	21450	10,6	[Goodfellow, 2001]
YBCO plan (a,b)	300 90	6,8 9,1	420 190	6350	300 100	[Flik et al., 1990] [Langlois, 1993]
YBCO axe c	300 90	1,88 2,28				[Flik et al., 1990] [Langlois, 1993]
Ni ₈₀ Cr ₂₀	300	13,4	500	8400	108	[Goodfellow, 2001]
Au	300	318	129	19300	2,2	[Goodfellow, 2001]
Si (type n)	300 90	130 500	710 209	2330	6,7 10 ⁶	[Touloukian et al., 1970, Goodfellow, 2001] [Touloukian et al., 1970]
Si ₃ N ₄	300	10 – 50	680 – 800	3440		[Goodfellow, 2001]
YSZ	90	1,5	125,4	5850		[Méchin, 1996, Chéenne, 2000]
SrTiO ₃	300 90	11 20	533 219	5110		[Langlois, 1993] [Langlois, 1993]
MgO	300 90	52 310	1135 157	3580		[Langlois, 1993] [Langlois, 1993]

TAB. A.1 – Comparaison des propriétés des différents matériaux massifs pouvant être utilisés à 300 K ou à 90 K

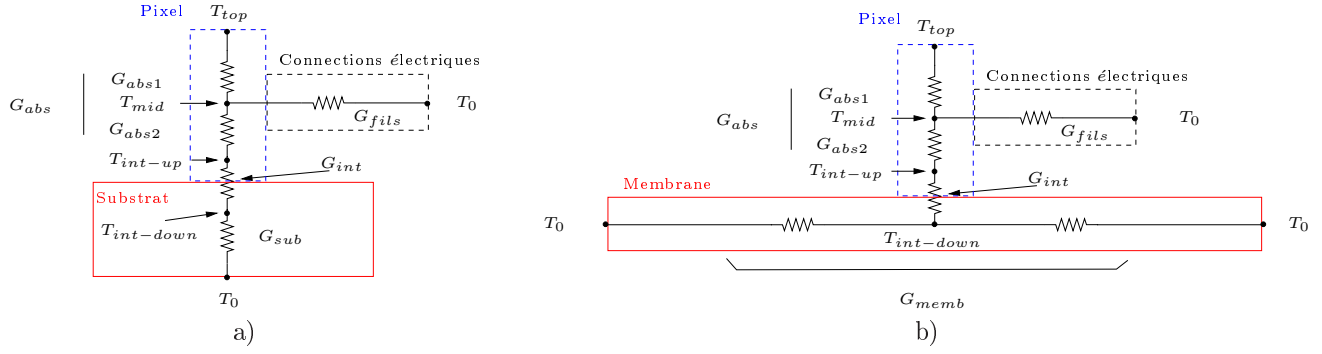


FIG. A.2 – Modèles thermiques des deux structures envisagées pour détecter le rayonnement incident : le pixel est déposé sur un substrat a) et le pixel est déposé sur une structure membranaire b)

Par soucis de simplification, cette étude se restreint aux cas où les écarts de température sont faibles et où la conductance thermique reste constante dans l'intervalle de température considéré (cf. section 2.3.3 page 46). Les termes de fuite thermique sont donc simplifiés.

Les termes constants du bilan énergétique du système (cf. section 2.6.3 page 65) traduisent simplement l'échauffement permanent du bolomètre, *i.e.* le déplacement du point de fonctionnement thermique (cf. Fig. 2.25 page 66). La puissance de fond P_{bg} ainsi que la puissance du rayonnement incident P_{rayt} sont supposées négligeables par rapport aux autres puissances présentes. On obtient finalement à partir de l'équation 2.37 :

$$P_{él} = P_{fuite} \quad (A.1)$$

La fuite thermique est alors donnée par l'expression suivante :

$$P_{fuite} = G_{abs1}(T_{top} - T_{mid}) + G_{fils}(T_0 - T_{mid}) + (T_{mid} - T_0) \times (G_{abs2}^{-1} + G_{int}^{-1} + G_{support}^{-1})^{-1} \quad (A.2)$$

Il faut alors expliciter les termes de conductances thermiques G_{fils} , $G_{support}$, G_{int} , G_{abs1} et G_{abs2} .

La conductance thermique G_{fils} liée à la présence des fils de conductivité thermique g_{fils} [$\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$], de section s_{fils} [m^2] et de longueur l_{fils} [m] est donnée par :

$$G_{fils} = \frac{s_{fils}}{l_{fils}} g_{fils} \quad (A.3)$$

Les conductances thermiques G_{abs1} et G_{abs2} liées à l'absorbant de conductivité thermique g_{abs} [$\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$], de section s_{abs} [m^2] et d'épaisseur $(e_{pixel}/2)$ [m] sont données par :

$$G_{abs1} = G_{abs2} = \frac{s_{abs}}{(e_{pixel}/2)} g_{abs} \quad (A.4)$$

La conductance thermique d'interface G_{int} est exprimée, avec s_{int} [m^2] la section de l'interface pixel/support et g_{int} la conductivité thermique d'interface [$\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$], par l'équation suivante :

$$G_{int} = s_{int} g_{int} \quad (A.5)$$

La conductance thermique du support dépend du cas étudié : un substrat ou une membrane.

Dans le cas du substrat, Hwang *et al* modélisent un contact entre pixel et substrat par une hémisphère de rayon a_{pixel} [Hwang et al., 1979]. Ce type de modélisation suppose donc un flux thermique radial. Ils obtiennent en statique la conductance thermique du substrat $G_{substrat}$ en fonction de la conductivité thermique du substrat $g_{substrat}$ [$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$]. Dans le cas d'un pixel de surface πa_{pixel}^2 , on obtient :

$$G_{substrat} = \frac{2\pi a_{pixel}^2}{a_{pixel}} g_{substrat} \quad (\text{A.6})$$

Dans le cas d'une membrane carrée de côté $2L_{membrane}$, la surface d'échange thermique est un cylindre de rayon a_{pixel} (rayon du pixel) et de longueur $e_{membrane}$ (épaisseur de la membrane). On obtient alors la conductance thermique de la membrane $G_{membrane}$ en fonction de la conductivité thermique de la membrane $g_{membrane}$ [$\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$] :

$$G_{membrane} = \frac{2\pi a_{pixel} e_{membrane}}{L_{membrane}} g_{membrane} \quad (\text{A.7})$$

On peut remarquer que si $e_{membrane} \rightarrow a_{pixel}$ et $L_{membrane} \rightarrow a_{pixel}$, on retrouve la formule obtenue dans le cas du substrat (cf. Eq. A.6). On a donc réduit la conductance thermique d'un facteur $(e_{membrane}/L_{membrane})$

Pour déterminer les différentes capacités calorifiques, il faut connaître les masses volumiques et les chaleurs spécifiques des matériaux utilisés. La capacité calorifique est en effet le produit de ces deux paramètres multipliés par le volume du matériau.

Il semble tentant d'évaluer les améliorations apportées par une membrane. Une telle structure doit en effet permettre d'augmenter la sensibilité du bolomètre et de réduire sa constante de temps de réponse. Il faut cependant prendre en compte toutes valeurs de conductances thermiques et les capacités calorifiques pour déterminer ces paramètres essentiels. L'analyse d'un cas général, n'est plus alors possible car il faut prendre en compte la conductance thermique d'interface entre le pixel et le support. Celle ci est en effet généralement le facteur limitant pour évacuer la chaleur.

Annexe B

Les techniques d'adaptation d'impédance pour un thermomètre résistif

Si l'impédance du thermomètre correspond à l'impédance de source optimale, il suffit que la température de bruit T_n soit inférieure à la température de mesure T_{th} pour rendre négligeable le bruit de l'amplification. Les sources de bruit de l'amplificateur peuvent dominer si $T_n = T_{th}$ et $R_{th} \ll \Re[Z_{opt}]$ ou, si $R_{th} = \Re[Z_{opt}]$ et $T_n \ll T_{th}$. En général, on préfère obtenir un bruit d'amplification inférieur au bruit de Johnson de la résistance thermométrique d'où :

$$\sqrt{4k_B T_n \Re[Z_{opt}]} < \sqrt{4k_B T_{th} R_{th}} \quad (\text{B.1})$$

On remarque que ces conditions sont fortement contraignantes.

Dans le cas, où il n'est pas possible d'adapter directement l'impédance du thermomètre à l'impédance de source optimale de l'amplificateur, différentes techniques d'adaptation d'impédance peuvent être utilisées [Ott, 1988, Motchenbacher and Connelly, 1993].

Il existe des techniques d'adaptation d'impédance mais elles nécessitent l'utilisation de signaux alternatifs. Les mesures associées à une modulation électrique du signal de polarisation (bolométrie) peuvent donc utiliser ces techniques d'adaptation.

Si le signal à mesurer, ou tout simplement à amplifier, est continu, le hachage du signal à l'aide de commutateurs réalisés par des transistors FET ou des hacheurs supraconducteurs permet de découper le signal avant d'utiliser un circuit transformateur ou un circuit résonnant.

Le circuit transformateur

Le transformateur composé d'un circuit primaire et d'un circuit secondaire améliore l'adaptation d'impédance (cf. Fig B.1 a) page suivante). Le gain en impédance du transformateur est donné par le rapport $N^2 = (N_p/N_s)^2$, où N_p et N_s sont les nombres de tours des enroulements, en cuivre et de très faible bruit, du primaire et du secondaire. La bande passante est limitée par les selfs des enroulements et les capacités parasites.

En supposant un transformateur (sans perte), la tension à la sortie du secondaire est égale à :

$$v_s = Nv \quad (\text{B.2})$$

avec v la tension de polarisation de l'impédance de source (ici la résistance du thermomètre R_{th}).

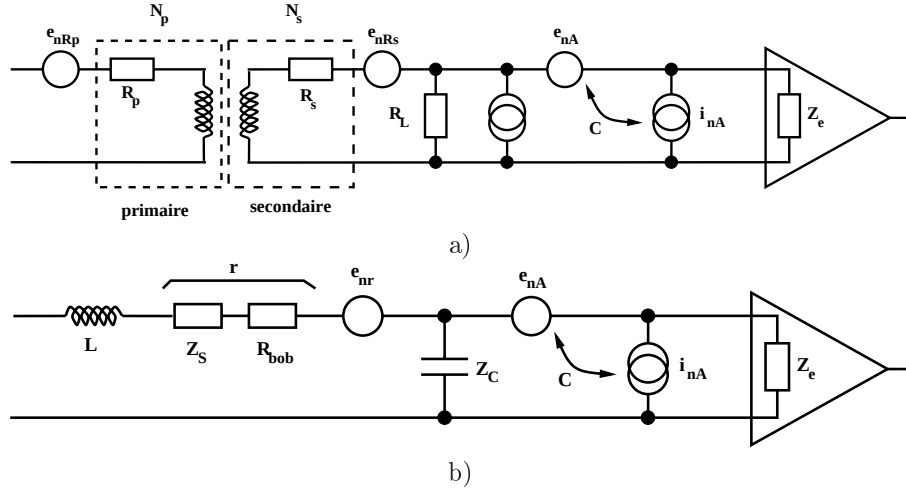


FIG. B.1 – Techniques d'adaptation d'impédance à partir d'un circuit transformateur a) ou de circuit résonnant b)

Le bruit thermique de la source Z_{sce} au niveau du secondaire e_{ns}^2 devient alors :

$$e_{ns}^2 = N^2 4k_B T_{th} R_{th} \quad (\text{B.3})$$

L'impédance de la source vue du secondaire du transformateur R_{sce} vaut :

$$R_{sce} = N^2 R_{th} \quad (\text{B.4})$$

Le signal augmente mais le bruit en courant augmente aussi selon la formule :

$$e_n^2 = 4k_B T_{th} R_{th} N^2 + e_{na}^2 + N^4 R_{th}^2 i_{na}^2 \quad (\text{B.5})$$

Le rapport signal sur bruit devient alors :

$$\left(\frac{S}{B}\right)^2 = \frac{v^2 N^2}{4k_B T_{th} R_{th} N^2 + e_{na}^2 + N^4 R_{th}^2 i_{na}^2} \quad (\text{B.6})$$

Ce rapport est maximum quand :

$$R_{th} N^2 = \frac{e_{na}}{i_{na}} = Z_{opt} \quad (\text{B.7})$$

La deuxième égalité est seulement vraie si les sources sont non corrélées. Une amélioration d'un ordre de grandeur peut être alors obtenue avec ce type de montage.

Le circuit résonnant

Le circuit résonnant est basé sur un circuit passif RLC (cf. Fig B.1 b de la présente page). Ce type de circuit est caractérisé par sa pulsation de résonance ω_o et son facteur de qualité Q , avec $\Delta\omega$ sa bande passante à -3 dB, définis par :

$$\begin{aligned} \omega_o &= (LC)^{-1/2} \\ Q &= \frac{\omega_o}{\Delta\omega} \frac{1}{r} \sqrt{\frac{L}{C}} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Son utilisation est assez limitée en basse fréquence.

la mesure en corrélation

Il existe une méthode pour déterminer le signal d'un dispositif même si celui-ci est moins bruyant que le système d'amplification (résistances de contacts de tension, amplificateurs...) : la méthode de corrélation. Elle consiste à utiliser deux voies d'amplification et de comparer les traces temporelles (cf. Fig. B.2). Une fluctuation de tension du thermomètre résistif est enregistrée sur les deux voies de mesure en même temps, alors qu'une fluctuation de tension provenant d'une voie de mesure est absente sur l'autre. Cette méthode de corrélation conserve les fluctuations provenant du thermomètre résistif mais supprime une partie des fluctuations dont l'origine est située sur une des voies de mesure [Sampietro et al., 1999, Ferrari and Sampietro, 2002].

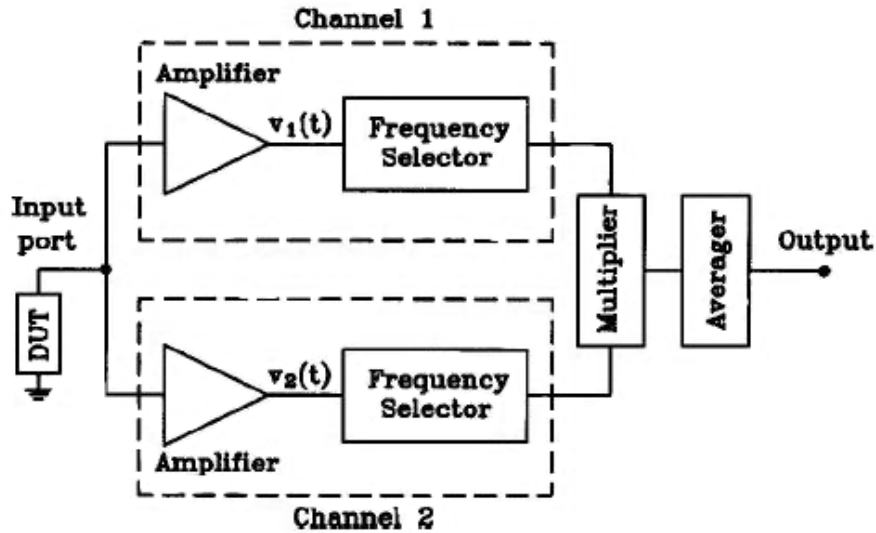


FIG. B.2 – Principe de la méthode de corrélation [Sampietro et al., 1999]

Les résultats obtenus montrent que cette méthode permet de diminuer le niveau de bruit détectable. Celui-ci est inversement proportionnel à la bande passante et au temps d'intégration.

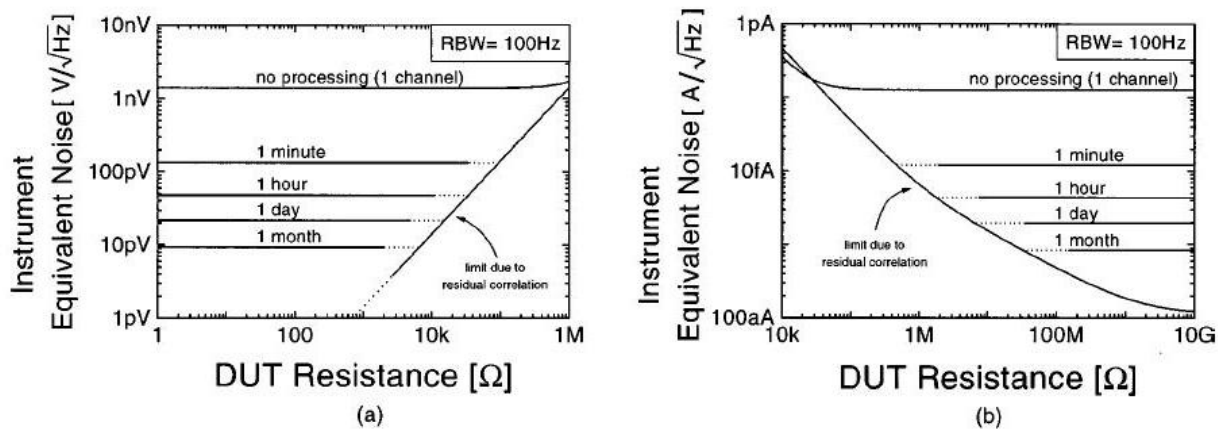


FIG. B.3 – Résultats obtenus avec la méthode de corrélation [Sampietro et al., 1999]

Les fluctuations de la source de courant et les fluctuations de résistance dues à des sources extérieures au thermomètre résistif peuvent être réduites en utilisant une mesure en corrélation dite "amont-aval" [Leturcq, 2002]. A l'aide d'une structure en barre de Hall, une mesure en corrélation entre le thermomètre et la zone "aval" permet d'extraire en effet les fluctuations de courant, de température ambiante, ou tout autre fluctuation extérieure, sachant que les fluctuations de résistance du thermomètre apparaissent sur les deux voies de mesure

de manière non corrélées. Il faut cependant avoir une longueur de corrélation du bruit inférieure à la distance entre les deux voies de mesure pour que cette technique reste valide.

Finalement, la combinaison d'une mesure en corrélation et d'une technique de modulation peut se révéler intéressante pour les mesures de bruit excédentaire quand le bruit en $1/f$ des appareils de mesure devient important [Leturcq, 2002].

Amplification en parallèle

En utilisant un montage de préamplification basé sur la **mise en parallèle de N amplificateurs**, le bruit de cet étage peut être fortement réduit car il est égal au bruit d'un des amplificateurs divisé par $\sqrt{N}$. La figure B.4 montre les schémas équivalents pour un montage avec deux amplificateurs en parallèle [Savelli et al., 1985]. Des montages utilisant la mise en parallèle de plusieurs dizaines voire une centaine de transistors ont été rapportés dans la littérature [Haschiguchi et al., 2003].

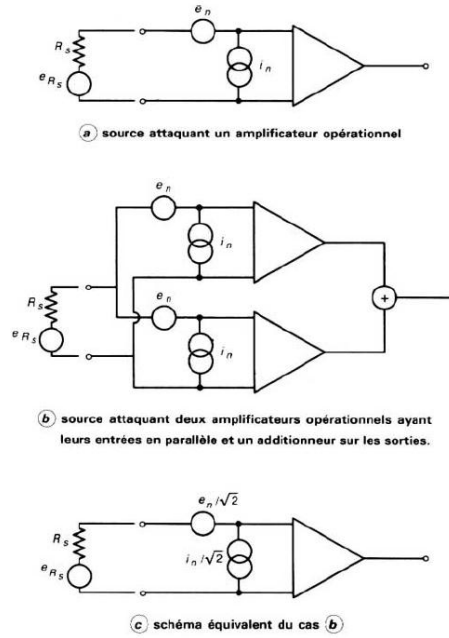


FIG. B.4 – Montage de préamplification basé sur la mise en parallèle de deux amplificateurs [Savelli et al., 1985]

Annexe C

Réalisation d'un radiomètre à substitution électrique sur structure membranaire

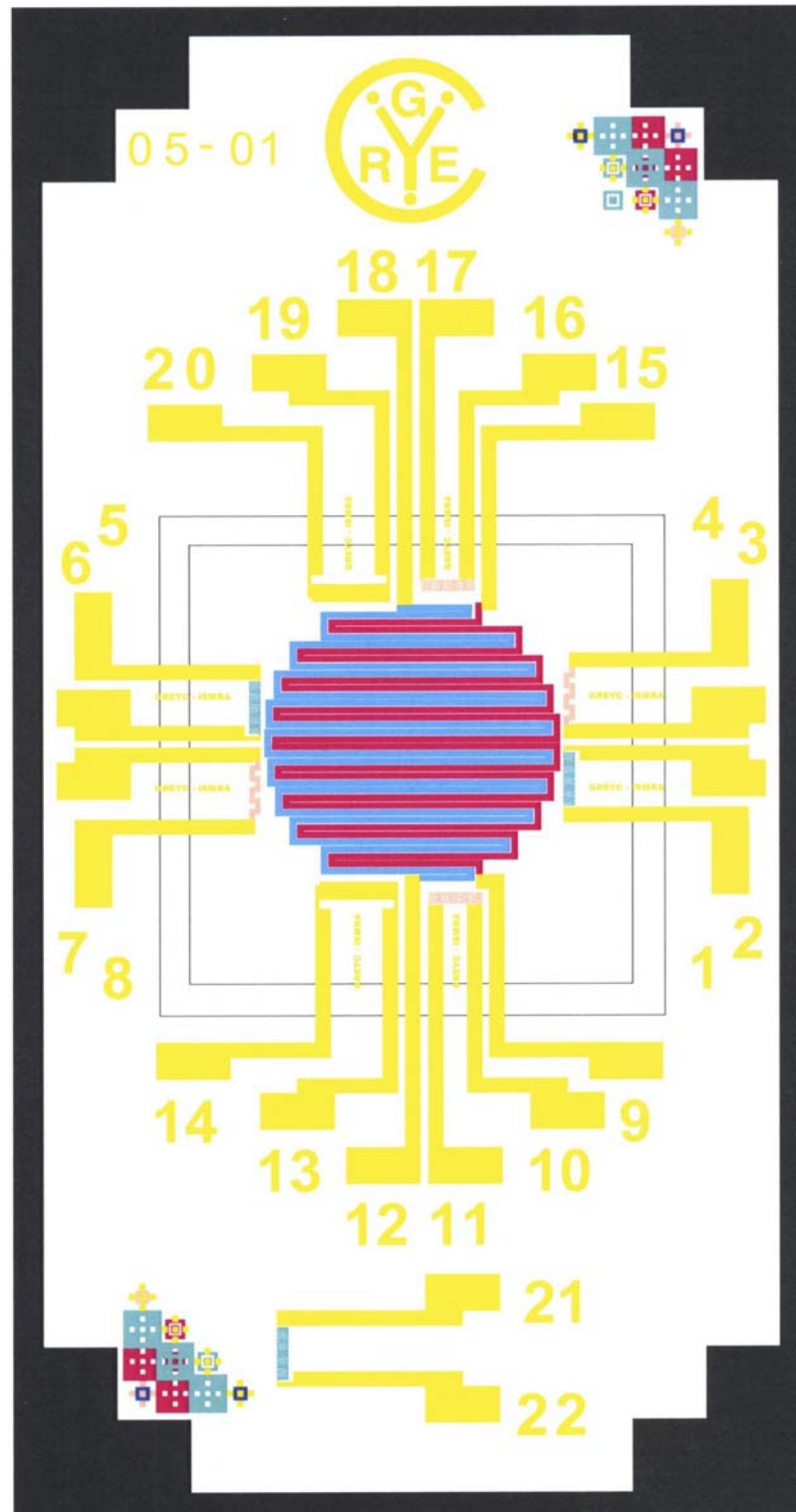


FIG. C.1 – Superposition des différents niveaux de masquage : on peut remarquer sur cette figure les différents motifs d'alignement en haut à droite et en bas à gauche et le thermomètre 21-22 permettant de mesurer la température du substrat

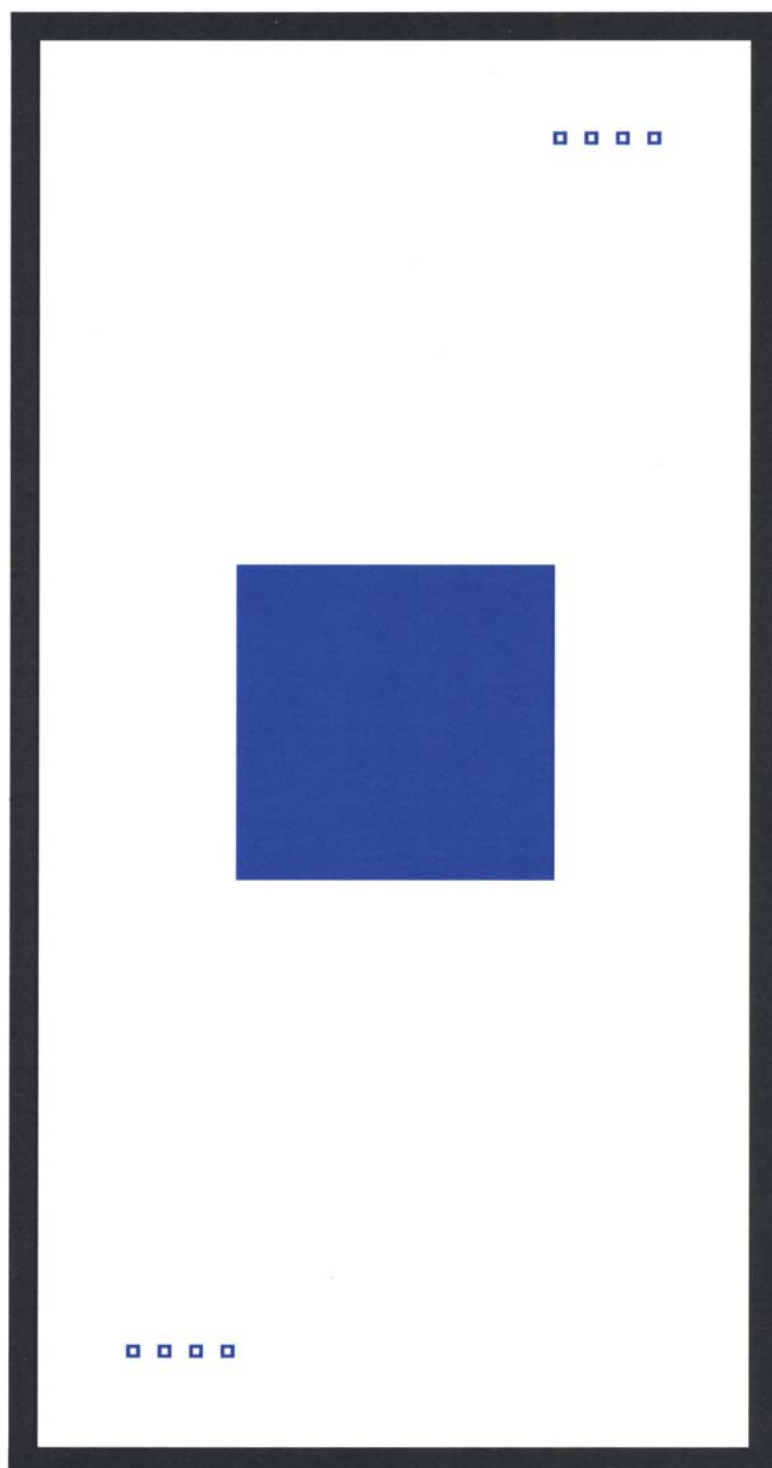


FIG. C.2 – Masque n°1 : masquage pour le dépôt d'or sélectif

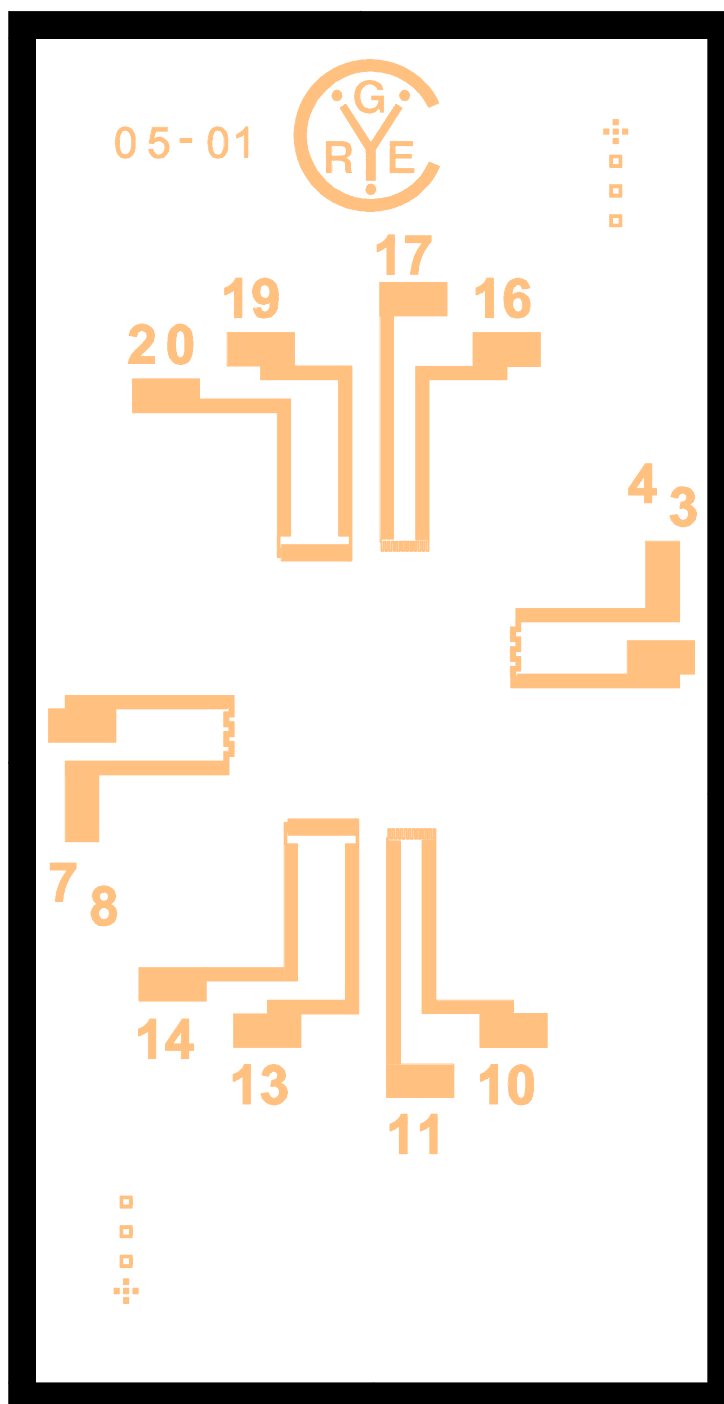


FIG. C.3 – Masque n°2 : thermomètres YBCO ou Pt

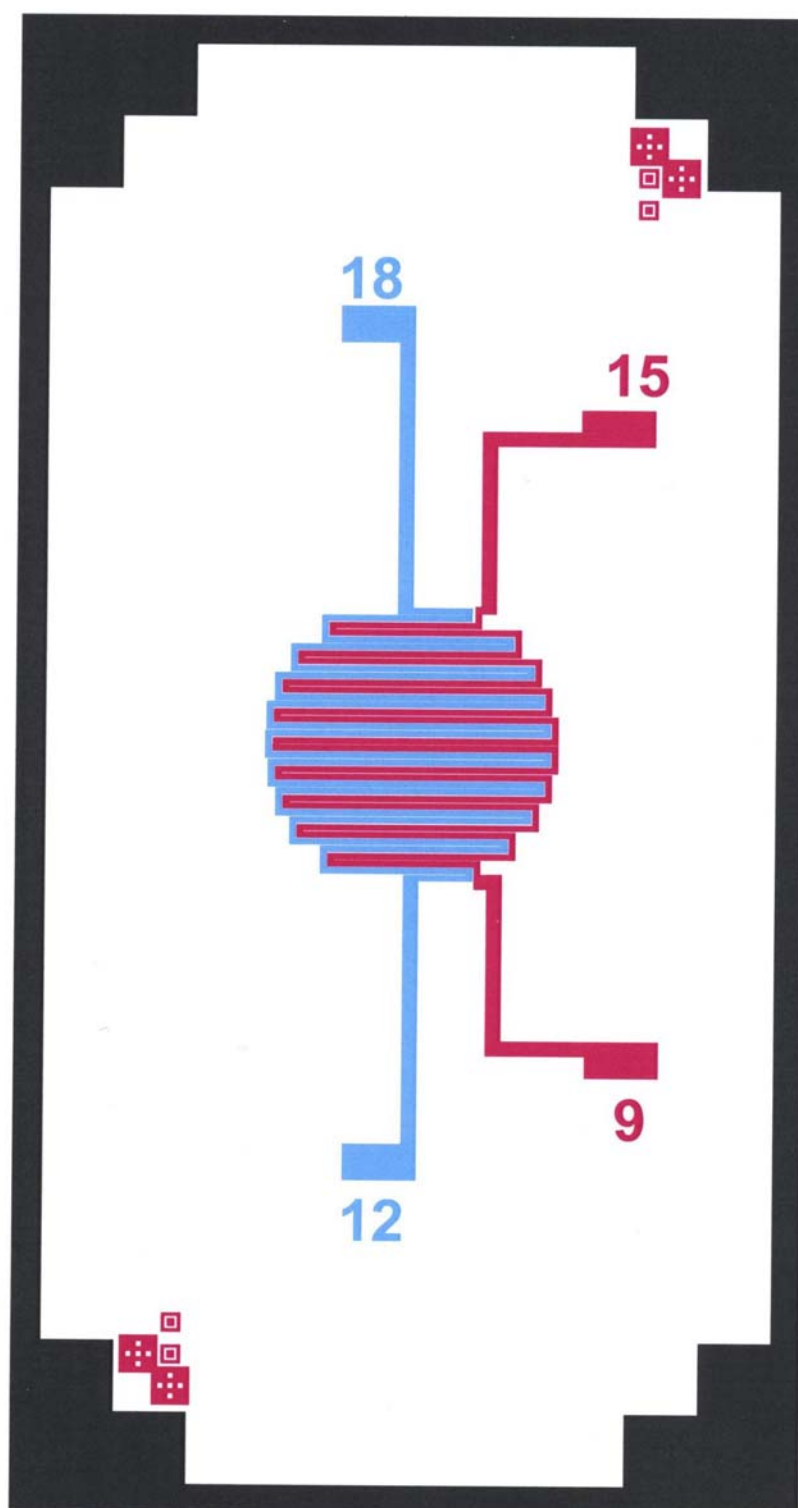


FIG. C.4 – Masque n°3 : résistances de chauffage en NiCr

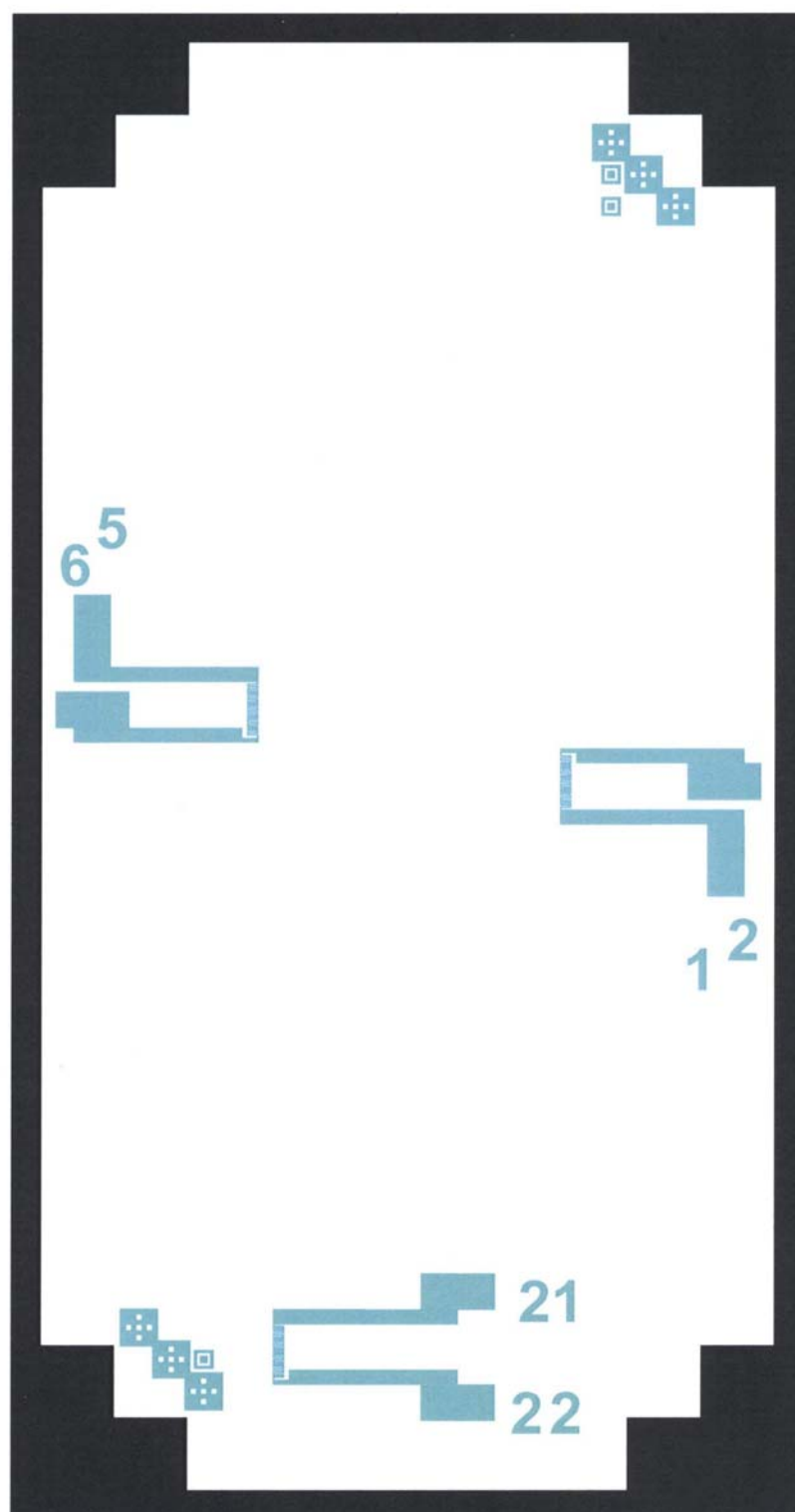


FIG. C.5 – Masque n°4 : thermomètres Pt

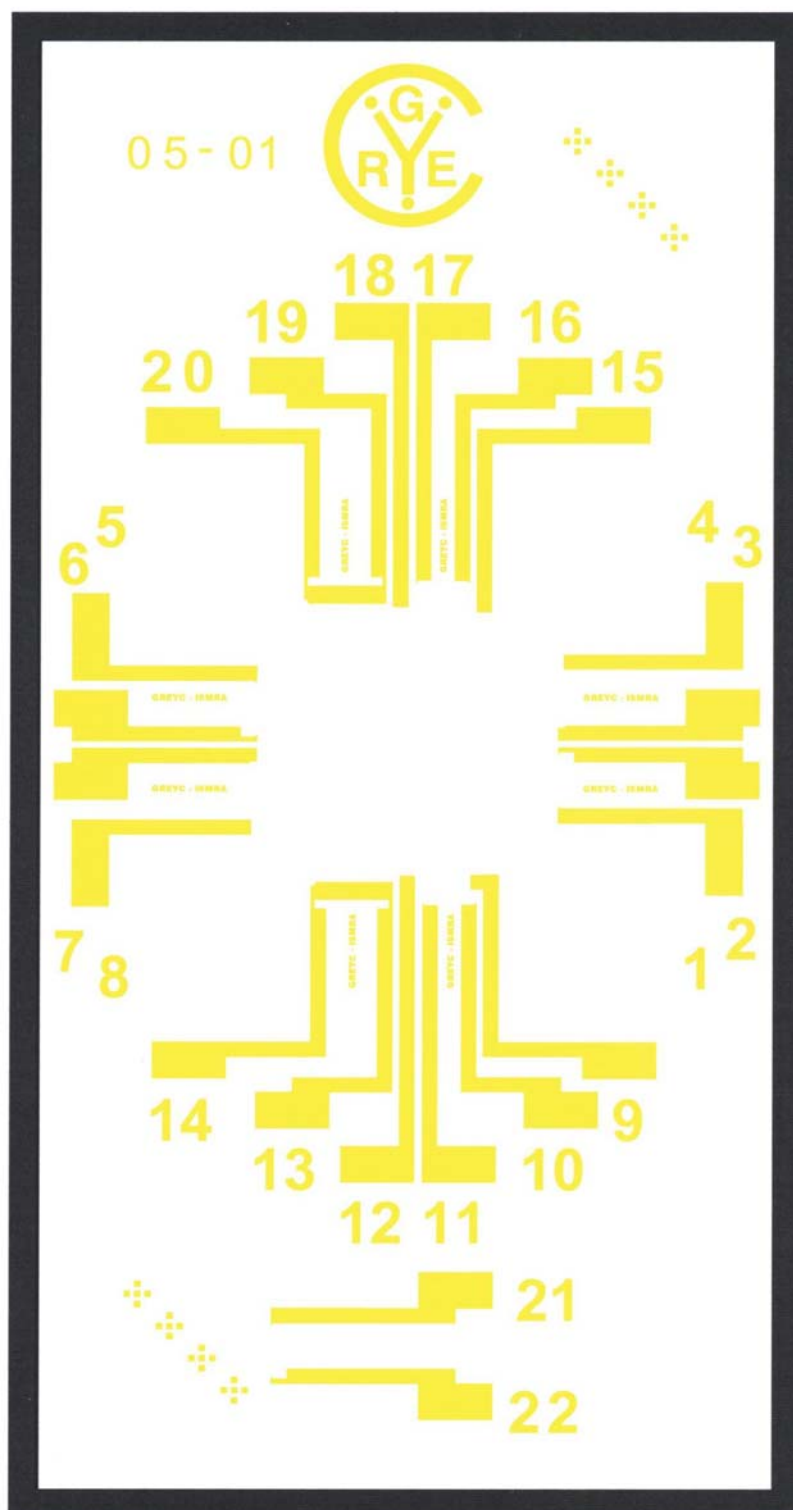


FIG. C.6 – Masque n°5 : définition des plots et des amenées en or dans le cas de thermomètres YBCO

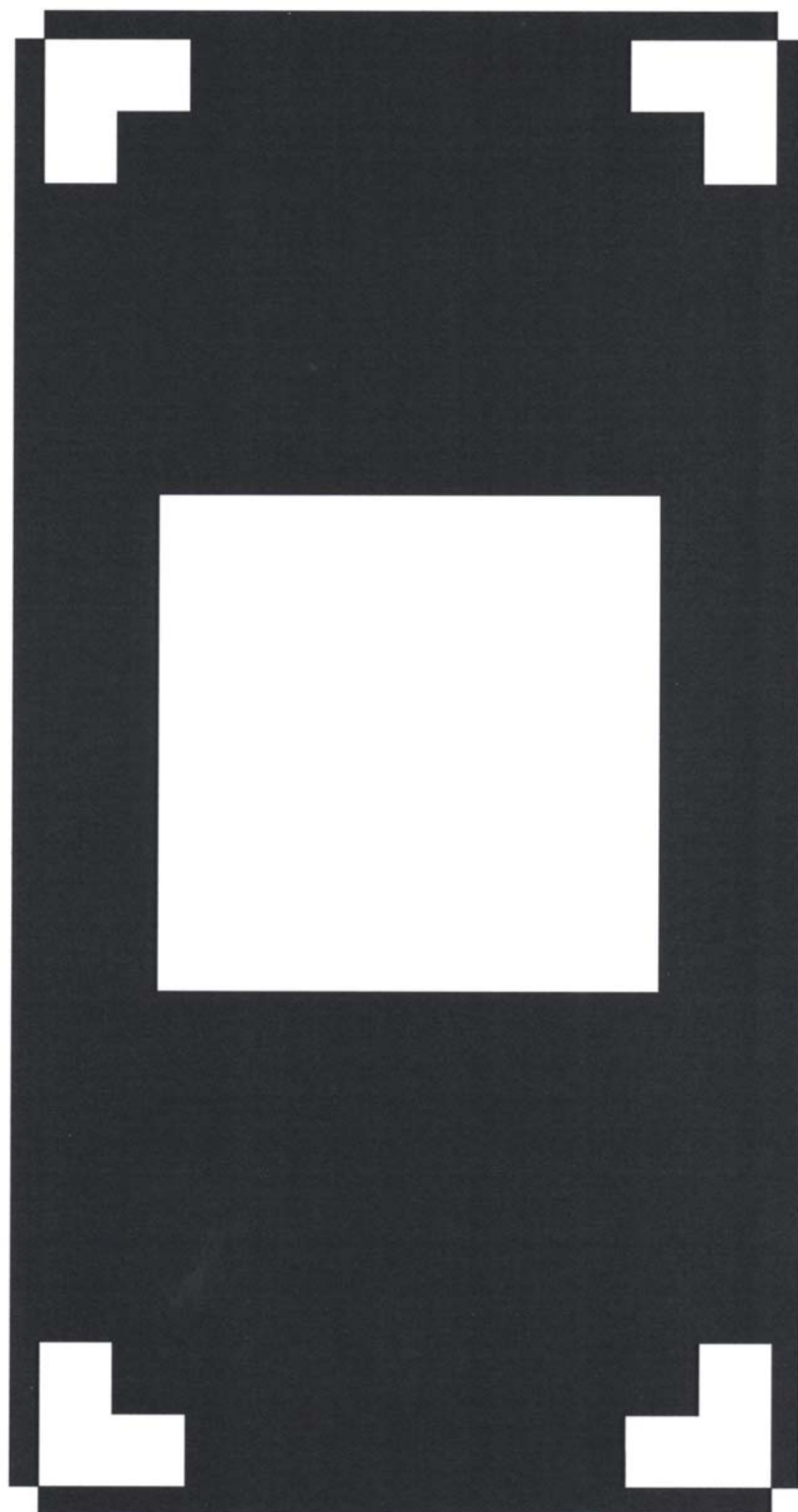


FIG. C.7 – Masque n°6 : définition de la membrane

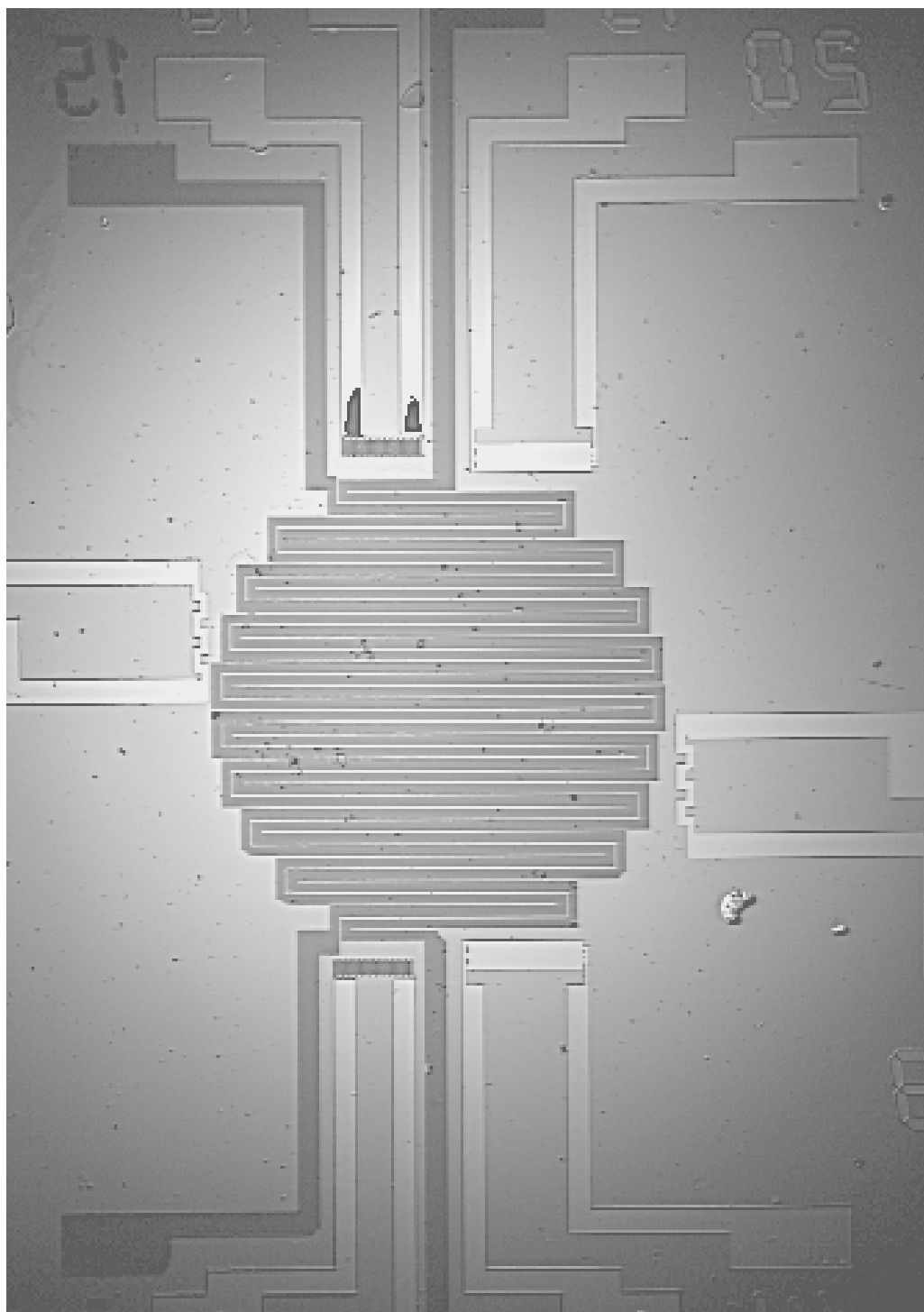


FIG. C.8 – Le radiomètre complet (photographie au microscope optique : échelle 1 cm $\leftrightarrow$ 250 μm)

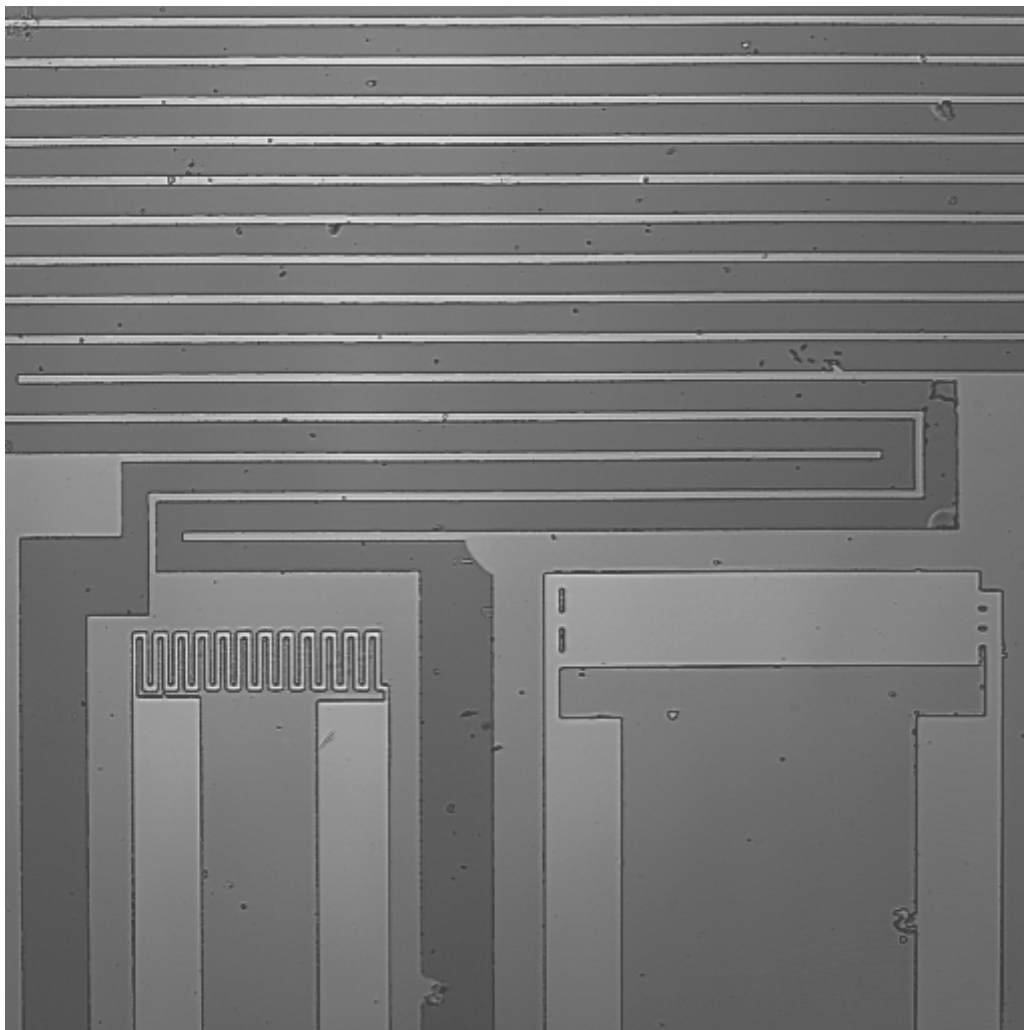


FIG. C.9 – Détail des thermomètres de moyenne et de forte impédance (photographie au microscope optique : échelle 1 cm $\leftrightarrow$ 100 μ m)

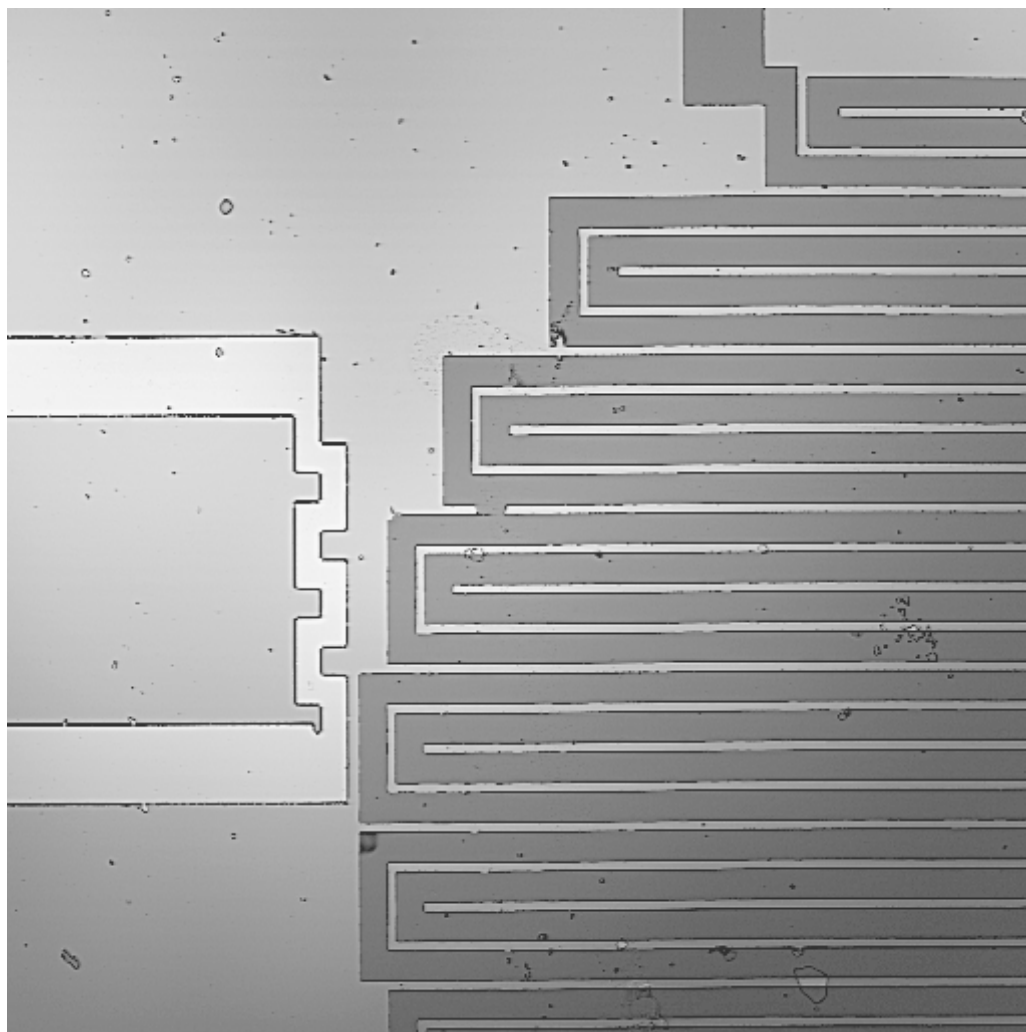


FIG. C.10 – Détail d'un thermomètre de faible impédance (photographie au microscope optique : échelle 1 cm $\leftrightarrow$ 90 μ m)

Lecture et contrôle faible bruit de température à très haute résolution : application à la mesure de bruit excédentaire, à la bolométrie résistive, et à la radiométrie à substitution électrique

Résumé :

Divers aspects de la radiométrie à substitution électrique sont abordés : bolométrie résistive (bilan énergétique et modèle électrothermique), bruit excédentaire d'un film d'YBCO dans la transition de phase et régulation de température à haute résolution. L'électronique faible bruit avec porte-échantillon optimisé est dédiée à la thermométrie résistive et au contrôle de température avec perturbations calibrées de puissance de chauffage et corrélation de deux moniteurs de température observateurs. Des expériences en boucle ouverte à 273 K (thermomètres platine) et en boucle fermée à 90 K (thermomètres YBCO) sont réalisées. Celles-ci donnent une dérive thermique de $0,1 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$ et des variations contrôlées de température de $30 \mu\text{K}_p$. Une résolution en température de $2,8 \mu\text{K}$ est mesurée pour $0,83 \text{ mA}$, $\Delta f = 1 \text{ Hz}$ et 400 s de mesure, et serait améliorée d'un facteur 700 pour 5 mA . Un seuil de détection de 6 pW est estimé pour le radiomètre (puissance incidente maximale de 1 mW , 5 mA et 250 s).

Mots clés :

thermomètres à résistance, détecteurs de rayonnement infrarouge, bruit électronique, supraconducteurs à hautes températures

Low noise and high resolution temperature controller : application to excess noise measurements, resistive bolometer and electrical substitution radiometer

Abstract :

Various aspects of the cryogenic electrical substitution radiometer are investigated : resistive bolometer (thermal budget and electrothermal model), low frequency excess noise of YBCO thin films operated in the superconducting transition and high resolution temperature control. A dedicated read-out electronics has been developed for low impedance resistive thermometers. Measurements in open loop around 273 K (industrial platinum resistance thermometers) and measurements in closed loop at 90 K (YBCO thermometers) are analyzed. The latter give a drift around $0.1 \mu\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$ and small controlled temperature variations of $30 \mu\text{K}_p$. Using the correlation method, the temperature resolution is around $2,8 \mu\text{K}$ at $0,83 \text{ mA}$, for a bandwidth of 1 Hz and 400 s measurement period. The noise analysis shows that increasing by 5 the current would improve the temperature resolution of a factor 700. A detection threshold of 6 pW is estimated for the radiometer (maximum incident power of 1 mW , 5 mA and 250 s).

Keywords :

resistance thermometers, infrared detectors, electronic noise, high temperature superconductors

Laboratoire :

GREYC (CNRS UMR 6072)