



Nicolas Luchier
nicolas.luchier@cea.fr

SERVICE DES BASSES TEMPÉRATURES

Date: 25 mai 2009

Revision: 1.0

Technologies sub Kelvin

adresse: Commissariat à l'énergie atomique, centre de Grenoble

INAC/SBT - 17 rue des Martyrs - 38054 Grenoble CEDEX 9

Service: Tel.: 33 (0)4 38 78 44 31 - Fax: 33 (0)4 38 78 51 71 - mail: direct.SBT@cea.fr





Nicolas Luchier: Tel.: 33 (0)4 38 78 30 68 - mail: nicolas.luchier@cea.fr

Établissement public à caractère industriel et commercial

R.C.S PARIS B 775 685 019

Table des matières

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Problématique | 4 |
| 1.1 | Contexte du spatial | 5 |
| 2 | Mesure de la température | 5 |
| 2.1 | Le principe de la mesure | 5 |
| 2.1.1 | <i>La mesure 4 fils</i> | 5 |
| 2.2 | Les types de capteurs résistifs | 6 |
| 2.2.1 | <i>Source d'erreurs</i> | 7 |
| 2.3 | La mise en oeuvre aux plus basses températures | 7 |
| 3 | Réfrigération par évaporation | 9 |
| 3.1 | Principe | 9 |
| 3.2 | Technologie | 9 |
| 3.2.1 | <i>Pompage</i> | 9 |
| 3.2.2 | <i>Fonctionnement</i> | 10 |
| 3.2.3 | <i>Performances</i> | 10 |
| 3.3 | Solutions techniques | 12 |
| 3.4 | Spécificité du spatial | 12 |
| 4 | Réfrigération Magnétique | 13 |
| 4.1 | principe | 14 |
| 4.2 | Théorie | 15 |
| 4.2.1 | <i>Effet Magnéto calorique</i> | 15 |
| 4.2.2 | <i>L'entropie magnétique d'un paramagnétique</i> | 16 |
| 4.2.3 | <i>L'approximation du champ interne</i> | 18 |
| 4.3 | Technologie | 19 |
| 4.3.1 | <i>Les sels</i> | 19 |
| 4.3.2 | <i>Dimensionnement</i> | 22 |
| 4.4 | Spécificité du spatial | 22 |
| 4.4.1 | <i>Cadre des prochaines missions scientifiques</i> | 22 |
| 4.4.2 | <i>Question des étages hautes températures</i> | 22 |
| 4.4.3 | <i>Solutions</i> | 22 |
| 5 | Interrupteurs Thermiques | 24 |
| 5.1 | Interrupteurs à gaz | 24 |
| 5.2 | L'interrupteur supraconducteur | 27 |
| 5.2.1 | <i>Conduction dans la phase normale</i> | 27 |
| 5.2.2 | <i>Conduction dans la phase supraconductrice</i> | 27 |
| 5.2.3 | <i>Dispositif</i> | 29 |
| 6 | Bibliographie | 30 |

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

Liste des figures

| | | |
|----|---|----|
| 1 | Technologies sub Kelvin | 4 |
| 2 | Le principe de mesure 4 fils . . . | 6 |
| 3 | Quelques capteurs de température et leurs principales caractéristiques. | 7 |
| 4 | Resistance thermique de quelques capteurs de température en fonction de la température. . . | 8 |
| 5 | Pression de vapeur saturante de l' ⁴ He et ³ He | 9 |
| 6 | Relation pression/température du charbon actif. | 10 |
| 7 | fonctionnement du réfrigérateur à adsorption | 11 |
| 8 | Courbe de puissance d'un réfrigérateur bi étage ³ He/ ³ He. | 11 |
| 9 | Différents exemples de réfrigérateur à adsorption (voir table 1) | 13 |
| 10 | Déroulement d'un cycle de désaimantation adiabatique | 14 |
| 11 | Entropie du CPA. | 20 |
| 12 | Entropie à champ nul des sels et grenats précédemment cités. . . | 21 |
| 13 | Le multi étage développé pour la NASA [11] | 23 |
| 14 | Principe et performance du système de désaimantation à 4 étages. . . | 23 |
| 15 | Couplage d'un réfrigérateur à adsorption et d'une désaimantation | 24 |
| 16 | Interrupteur à gaz (from [13]) | 25 |
| 17 | Regime de la conductivité du gaz en fonction de sa pression | 26 |
| 18 | | 28 |

Status du document

| Numéro | Revision | Date | Nb de pages | Modifications |
|--------|----------|-------------|-------------|------------------|
| 1 | 0 | 11 mai 2009 | 30 | Première version |

1. Problématique

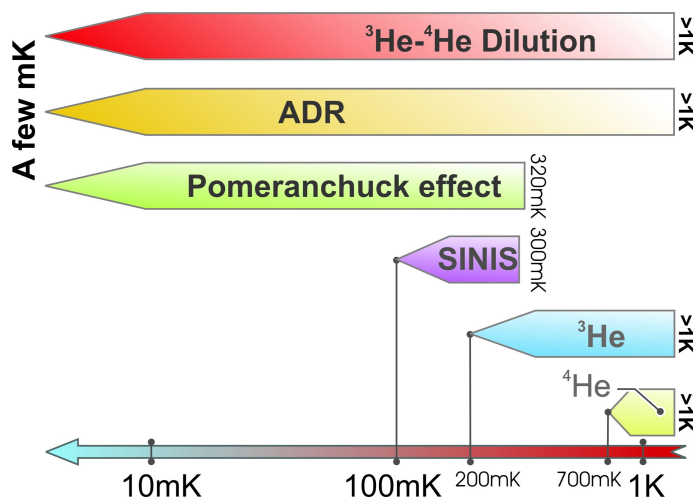






Figure 1 Technologies sub Kelvin

Les principales technologies permettant de refroidir sous le Kelvin sont montrées figure 1. La réfrigération par évaporation ^4He et/ou ^3He permet d'obtenir des températures au plus bas de 250 mK.

Les jonctions SINIS (Supraconducteur/Isolant/métal Normal/Isolant/Supraconducteur) se basent sur un effet thermo électrique et permet de refroidir à 100 mK à partir de 300 mK ([1], [2]). Le principe utilise la bande interdite du gap supraconducteur : la polarisation de la jonction permet de déplacer le niveaux de fermi du métal de telle sorte que seuls les électrons les plus énergétiques peuvent passer dans le supraconducteur (par effet tunnel au dessus du gap) où ils sont évacués du système. Cela permet donc un refroidissement du système électronique du métal normal. Le refroidissement du réseau cristallin est plus difficile notamment à cause des interactions électrons-phonons qui deviennent faibles à ces températures.

L'effet Pomeranchuk ([3] p. 480) permet de créer du froid en augmentant la pression d'un bain liquide d'Hélium 3. En dessous de 320 mK, la création d' ^3He solide qui en découle permet de créer du froid (l'entropie du solide est supérieure à l'entropie du liquide). La technologie permet d'atteindre quelques milli kelvins mais n'est cependant efficace qu'à partir d'une température de l'ordre de 100-150 mK.

Ce cours traite principalement de deux technologies de réfrigération sous le Kelvin : le réfrigérateur à adsorption (250-300 mK) et la réfrigération magnétique (quelques dizaines de milliKelvins). La dilution est traitée ailleurs.

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

1.1. Contexte du spatial

Dans le cas où les détecteurs doivent équiper l'instrument d'un satellite, les réfrigérateurs doivent répondre à plusieurs exigences :

- Fonctionnement en micro gravité
- Longue durée de vie
- Fiabilité à toute épreuve. En pratique, cela signifie des systèmes sans usure, donc soit sans pièce mobile, soit sans frottement.
- Les prochaines missions spatiales telles que IXO [4] et SPICA (mission japonaise [5]) prévoit l'utilisation de machine cryogénique afin d'assurer les températures de base nécessaire aux réfrigérateurs sub Kelvins. Cela a pour conséquence d'augmenter la durée de vie des missions, mais a pour inconvénient de limiter la puissance disponible aux bains. En outre, ces missions seront plus modestes qu'Herschel par exemple, le budget masse est donc réduit.

2. Mesure de la température

Cette section traite de façon relativement succincte de thermométrie et de sa mise en oeuvre dans le cas de l'utilisation de thermomètres du commerce. Pour une discussion plus en profondeur du problème de la mesure de température, le lecteur peut se référer au cours de M. Piat [6] en archive sur le site de l'école.

Mesurer la température s'effectue de manière indirecte par la mesure d'une grandeur physique dont la dépendance en température est connue. La résistance des matériaux est une grandeur simple à mesurer en principe : on injecte un courant défini, on mesure une différence de potentiel électrique. C'est également une grandeur qui dépend de la température. La mesure résistive est sans doute le moyen le plus commun de mesurer la température. Les capteurs résistifs sont de taille réduite et peuvent simplement se placer proche des besoins. Ils peuvent couvrir une grande gamme de température (le plus souvent de 300 à 0.1 K pour des cernox, voir [7]). En pratique, ce sont les capteurs les plus utilisés.

2.1. Le principe de la mesure

2.1.1. La mesure 4 fils

Le principe de la mesure de thermomètre résistif est donc le suivant : on injecte un courant I et on mesure une différence de potentiel électrique ΔV . La résistance est alors donné par :

$$R = \frac{\Delta V}{I}$$

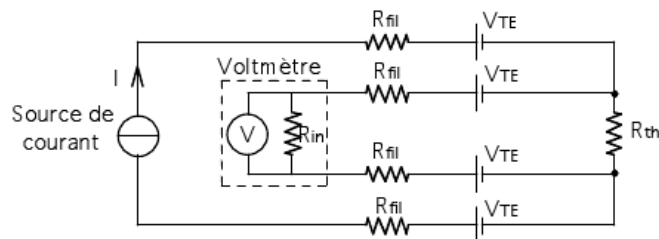


Figure 2 Le principe de mesure 4 fils, tiré de [6].

Cependant, la mesure se fait à l'ambiante. Sans précaution supplémentaire, c'est la résistance de toute la chaîne qui est mesurée, fils de mesure compris. Ces fils sont potentiellement des court-circuits thermiques aux étages les plus bas en température. Ils sont donc généralement long et fin et donc leur résistance n'est pas forcément négligeable par rapport à la grandeur à mesurer. Pour s'affranchir de ces fils, il faut donc utiliser 4 fils (voir figure 2) : deux fils d'injection de courant, et deux fils de mesure de la tension. Le voltmètre ayant une impédance d'entrée très importante, le courant dans les fils de mesure de tension est nul. On s'affranchit ainsi de la résistivité des fils et la grandeur mesurée correspond au seul capteur.

2.2. Les types de capteurs résistifs

On distingue deux grandes familles de capteurs selon le signe du coefficient de température α défini par $\alpha = dR/dT$

- Les capteurs métalliques ($\alpha > 0$) : leur résistance baisse donc avec la température et la sensibilité du capteur également jusqu'à une valeur limite, indépendante de la température liée aux défauts et impureté du métal. Ils ne sont pas les plus adaptés à la mesure des très basses températures.
- Les capteurs semi conducteurs ($\alpha < 0$) : leur résistance augmente lorsque la température baisse ce qui en font de bon capteur à très basses températures. Citons deux exemples parmi les plus couramment utilisés :
 - Les Oxydes de Ruthénium : ce sont les capteurs les moins sensibles au champ magnétique en dessous de 1 K
 - Les Germaniums : en variant leur dopage, ces capteurs sont capables de couvrir une gamme de température importante (entre 50 mK et 30 K). Ce sont les capteurs qui sont les plus précis en dessous de 30 K. Ils sont par contre sensible au champ magnétique.

Le tableau suivant, tiré de [7], donne une liste (non exhaustive) de capteur avec quelques unes de leur caractéristique :

| | Temperature Range | Standard Curve | Below 1 K | Can be used in radiation | Performance in magnetic field |
|--|-------------------|----------------|-----------|--------------------------|-------------------------------|
| Diodes | | | | | |
| Silicon | 1.4 K to 500 K | × | | | Fair above 60 K |
| GaAlAs | 1.4 K to 500 K | | | | Fair |
| Positive Temperature Coefficient RTDs | | | | | |
| Platinum | 14 K to 873 K | × | | × | Fair above 30 K |
| Rhodium-Iron | 0.65 K to 500 K | | × | × | Fair above 77 K |
| Negative Temperature Coefficient RTDs | | | | | |
| Cernox™ | 0.10 K to 325 K | | × | × | Excellent above 1 K |
| Cernox™ HT | 0.10 K to 420 K | | × | × | Excellent above 1 K |
| Germanium | 0.05 K to 100 K | | × | × | Not recommended |
| Carbon-Glass | 1.4 K to 325 K | | | × | Good |
| Ruthenium oxide* | 0.01 K to 40 K | × | × | × | Good below 1 K |
| Other | | | | | |
| Thermocouples | 1.2 K to 1543 K | × | | | Fair |
| Capacitance | 1.4 K to 290 K | | | | Excellent |

Figure 3 Quelques capteurs de température et leurs principales caractéristiques.

2.2.1. Source d'erreurs

Les sources d'erreurs sont les suivantes :

- Incertitude sur le courant injecté
- Erreur dans la mesure de la tension
- bruit thermique du capteur
- tension d'offset dans la mesure (par exemple par effet thermo électrique dans la chaîne de mesure)
- Magnéto résistance : variation de la résistance des capteurs dans le champ magnétique faussant la mesure
- erreur d'étalonnage

Deux autres erreurs peuvent devenir importantes aux plus basses températures, nous allons nous pencher dessus un peu plus longuement.

2.3. La mise en oeuvre aux plus basses températures

Ces sources d'erreurs proviennent de la même cause : le découplage thermique du capteur avec son environnement (voir figure 4).

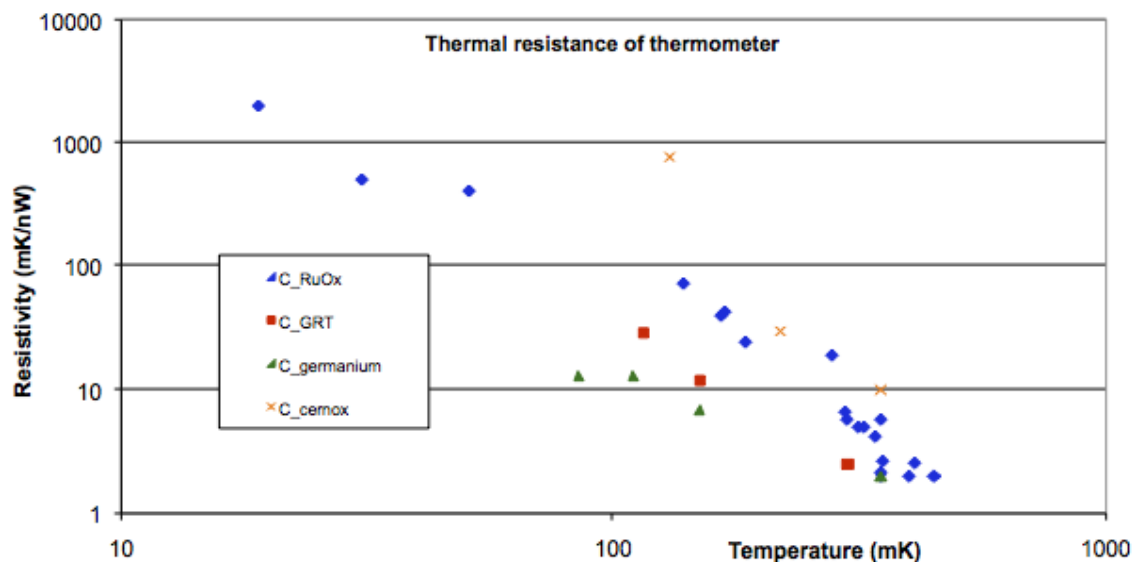


Figure 4 Résistance thermique de quelques capteurs de température en fonction de la température. Crédits : Jean-marc Duval

Cette caractéristique est intrinsèque aux capteurs commerciaux : les éléments sensibles étant très fragiles, ils sont souvent enrobés afin de les protéger au dépend d'une surface de contact supplémentaire, avec l'impédance que cela implique à très basse température (due à la résistance de contact, ou résistance de Kapitza). Les conséquences sont :

- L'autoéchauffement du capteur. Comme on injecte un courant dans le capteur, il y a un effet joule. Avec le découplage de la partie sensible de l'échantillon à mesurer, cette puissance induit un gradient de température qui fausse la mesure.
- Un défaut de thermalisation des thermomètres. La figure 4 montre que la résistance thermique approche 1 mK/pW à 50 mK : Quelques picowatts de puissance parasite passant par les fils entraînent quelques millikelvins de gradient de température entre la partie sensible et l'échantillon, un gradient important lorsque la température de base est de 50 mK.

Notons que ces conséquences sont importantes dans le cas d'une thermométrie de précision (thermométrie s'attachant à une mesure précise de la température). Dans le cadre d'une thermométrie de sensibilité (thermométrie s'attachant à mesurer toute variation de température), le découplage thermique de l'élément sensible de l'échantillon ajoute un bruit supplémentaire qui peut se révéler important (voir [6]).

3. Réfrigération par évaporation

La réfrigération pas évaporation est une technique de refroidissement ancestrale puisque c'est de cette façon que le corps humain régule sa température via la transpiration. Cette technique peut être appliquée dans toute gamme de température où l'on peut trouver un composé liquide en équilibre avec sa phase vapeur. En dessous de 4 K, les deux isotopes de l'Hélium (^4He et ^3He) sont utilisés.

3.1. Principe

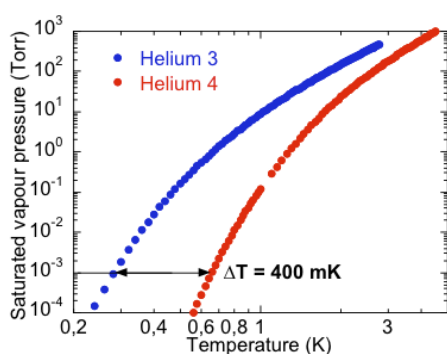


Figure 5 Pression de vapeur saturante de l' ^4He et ^3He

Le principe se base sur l'équilibre entre le liquide et la vapeur. Les pressions de vapeurs saturante de l'Hélium diminuant avec la température (voir figure 5), baisser la pression au dessus d'un bain d'hélium va faire baisser sa température. La température limite est fixée par l'efficacité de pompage et de la pression limite que l'on est capable d'appliquer sur le liquide. Un exemple est donné figure 5 : pour une pression limite de 10^{-3} Torr (0,133 Pa), la température limite d'un bain ^4He est d'environ 700 mK alors que l' ^3He permet de descendre à 300 mK, la pression de vapeur saturante de cet isotope étant plusieurs ordres de grandeurs

supérieurs à celle de l' ^4He .

3.2. Technologie

Le principe de la réfrigération par évaporation est donc extrêmement simple. Sa mise en pratique impose donc l'utilisation de pompe.

3.2.1. Pompage

Si un système de pompage extérieur est envisageable, il est possible de rendre le système beaucoup plus compact et efficace en utilisant un système de pompage à froid. Ce système tire parti des propriétés d'adsorption des gaz à la surface de matériaux froids. L'adsorption est le piégeage de particule sur une surface, les forces de piégeage étant des forces physiques (des forces de Van der Waals, à opposer à la liaison chimique). Afin d'être efficace, une pompe à adsorption avoir une grande surface d'échange afin de piéger une grande quantité de gaz avec efficacité. Le matériau utilisé pour la pompe va également dépendre des composés à piéger ainsi que de la plage de température dans laquelle la pompe va opérer.

L'utilisation de charbon actif est une bonne solution pour l'Hélium. Il présente une surface spécifique de $1200 \text{ m}^2/\text{g}$. Entre 60 et 6 K, il est capable de faire varier la pression

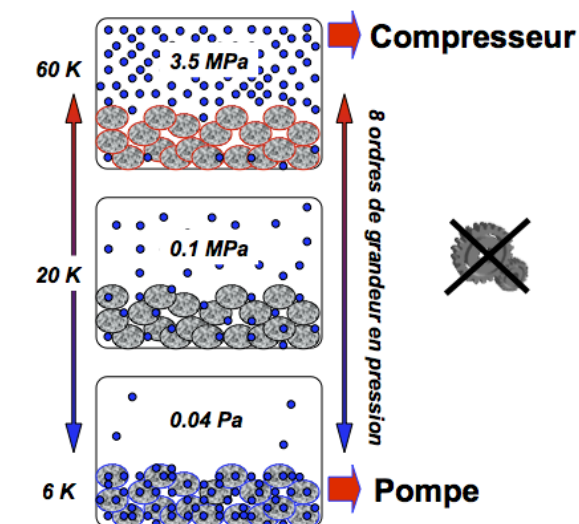


Figure 6 Relation pression/température du charbon actif.

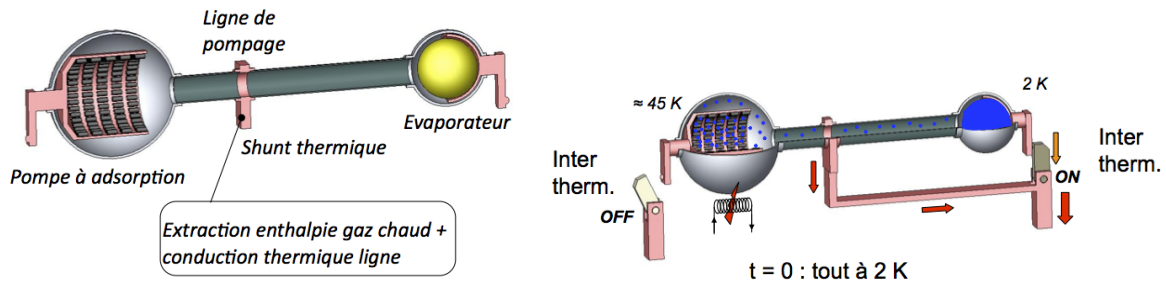
de 8 ordres de grandeur, pouvant être utilisé comme compresseur à haute température et comme pompe en dessous de 6 K (voir figure 6). L'avantage de la pompe à adsorption réside dans sa compacité et dans la faible masse du système. Son fonctionnement nécessite simplement un chauffage et une source froide, ne comporte pas de pièce mobile et est indépendant de la gravité. Elle répond donc aux exigences du spatial.

3.2.2. Fonctionnement

La figure 7 montre les trois étapes du recyclage d'un réfrigérateur à adsorption. Le shunt thermique sert à extraire de l'enthalpie du gaz chaud en provenance des pompes et, en fonctionnement, à réduire les pertes parasites le long du tube de pompage sur l'évaporateur. En fin de recyclage, le système atteint sa température limite en première approximation imposée par la perte de charge le long du tube de pompage. Le réfrigérateur a recyclé une certaine quantité de liquide qui va s'évaporer petit à petit avec les pertes parasites de l'évaporateur. Une fois celui-ci asséché, il faut recycler le système. C'est un appareil "one-shot", c'est à dire qu'il contient une quantité finie d'énergie "froide", il ne peut produire du froid continu. On peut cependant obtenir des autonomies extrêmement importantes : les réfrigérateurs à adsorption qui équipe les instruments SPIRE et PACS de la mission Herschel tiennent plus de 50 heures à 300 mK avec 10 μ W de puissance, pour un recyclage de moins de 2 heures.

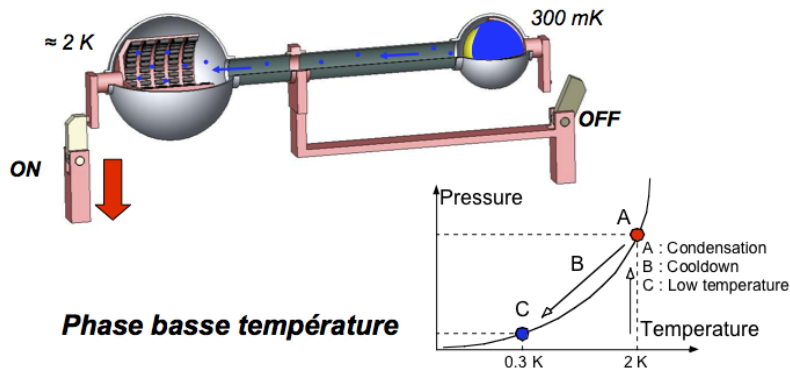
3.2.3. Performances

La figure 8 montre la courbe de puissance d'un réfrigérateur bi étagé $^3\text{He}/^3\text{He}$ fonctionnant à partir d'un bain à 1.7 K. La température limite obtenue est de 200 mK et celle-ci



a. Le réfrigérateur est vide.

b. la pompe est chauffée, le gaz désorbé est condensé au point froid



c. La pompe est à nouveau refroidie, la pression baisse dans l'évaporateur, la température baisse.

Figure 7 fonctionnement du réfrigérateur à adsorption

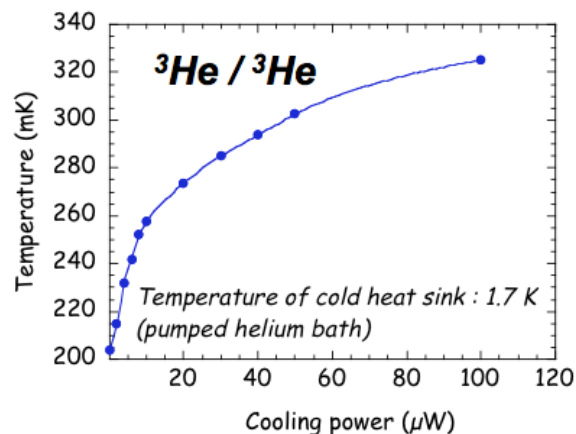


Figure 8 Courbe de puissance d'un réfrigérateur bi-étagé $^3\text{He}/^3\text{He}$.

varie avec la puissance appliquée. On a vu que la température limite dépend principale-

ment de la perte de charge dans le tube de pompage qui dépend principalement du débit de gaz (en première approximation, la pression dans la pompe à charbon est nulle). En appliquant une puissance sur l'évaporateur, le débit gaz va augmenter, la perte de charge également et la pression P va monter dans l'évaporateur et faire varier $T_{\text{sat}}(P)$. Dans le cas du système décrit ici, $10 \mu\text{W}$ de puissance appliqués sur l'évaporateur implique une température limite de 260 mK.

3.3. Solutions techniques

En multipliant les étages, il est possible de couvrir une plage de température partant de 4 K et descendant jusqu'à environ 200 mK (en température limite sans puissance appliquée). La table 1 passe en revue les possibilités offertes par cette technologie.





| Solution | T_{bain} (K) | T_{limite} (mK) | Exemple |
|--|--------------------------|-----------------------------|----------|
| Mono étagé ^4He | 4,2 | 800-1000 | GROMO |
| Bi étagé $^4\text{He}/^3\text{He}$ | 4,2 | 300-350 | ARTEMIS |
| Tri étagé $^4\text{He}/^3\text{He}/^3\text{He}$ | 4,2 | 200-250 | SPUD |
| Mono étagé ^3He | <2,5 | 250-300 | Herschel |

Tableau 1 Possibilité de système en fonction de la température du bain disponible et de la température limite voulue.

3.4. Spécificité du spatial

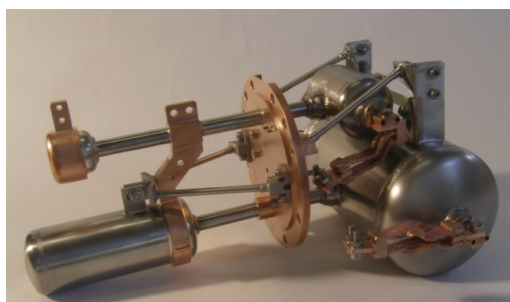
De par son principe, la pompe à adsorption répond aux exigences du spatial. Le système est sans pièce mobile, donc sans usure et sa fiabilité est importante. Pour le spatial se pose la question de la localisation du liquide en micro gravité. Il faut que le liquide se trouve dans l'évaporateur. Pour cela, les versions spatiales des réfrigérateurs à adsorption comporte un matériau poreux logé dans l'évaporateur. Grâce au force capillaire, le liquide est piégé dans l'évaporateur. Pendant le recyclage, l'évaporateur est également le point le plus froid du système afin d'être sûr que le gaz désorbé par la pompe aille s'y condenser et se piéger dans la matériau poreux.

Une autre question concerne le lancement du satellite et des vibrations importantes qui l'accompagne. Il faut donc maintenir le réfrigérateur fermement afin qu'aucune casse ne soit à déplorer. Il faut donc un matériau qui soit solide et bon isolant thermique (afin de minimiser les pertes thermiques sur les différentes parties du réfrigérateur et notamment sur l'évaporateur). Le réfrigérateur est donc suspendu par des cordes de Kevlar, matériau répondant aux deux spécifications.

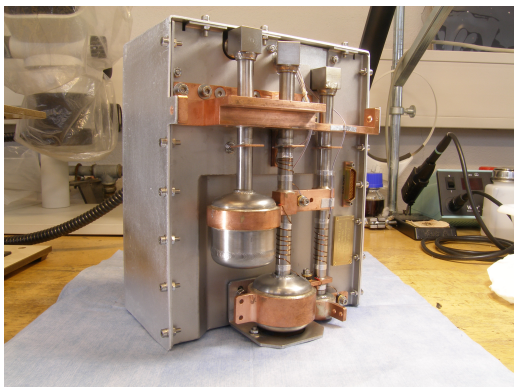
| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |
| Service des Basses Températures | | |



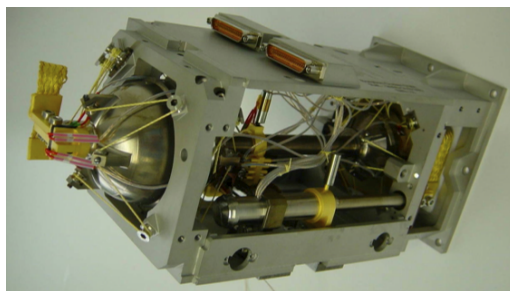
a. GROMO construit pour le Service d'Astrophysique, IRFU, CEA/Saclay.



b. Le bi étage pour ARTEMIS, Service d'Astrophysique, IRFU, CEA/Saclay.



c. Le tri étage SPUD livré au Jet Propulsion Laboratory, Caltech.



d. Mono étage qui équipe les instruments PACS et SPIRE de la mission Herschel.

Figure 9 Différents exemples de réfrigérateur à adsorption (voir table 1)

Moyennant la mise en œuvre de ces deux solutions spécifiques, le réfrigérateur à adsorption est adapté au fonctionnement du spatial.

4. Réfrigération Magnétique

La réfrigération magnétique fait partie des quelques technologies capables de refroidir à une poignée de millikelvins. Les premières démonstrations expérimentales remontent à

1933, par Giauque et MacDougall, d'une part, et de Haas, Wiersma et Kramers d'autre part. Ces expérimentations ont permis d'ouvrir un nouveau champ dans l'étude de la matière puisque c'était la première fois que les très basses températures pouvaient être atteintes. Cette technologie a, par la suite, été supplantée en laboratoire par les réfrigérateurs à dilution, capables de produire du froid continu et d'assurer une puissance froide importante, même aux plus basses températures.

Ce paragraphe traite uniquement de la réfrigération magnétique électronique, utilisant les propriétés magnétique du système électronique des matériaux mis en jeu. La réfrigération magnétique nucléaire (tirant parti du magnétisme des noyaux de cuivre notamment) couvre une gamme de température peu pertinente pour les détecteurs actuels ne sera pas mentionné.

4.1. principe

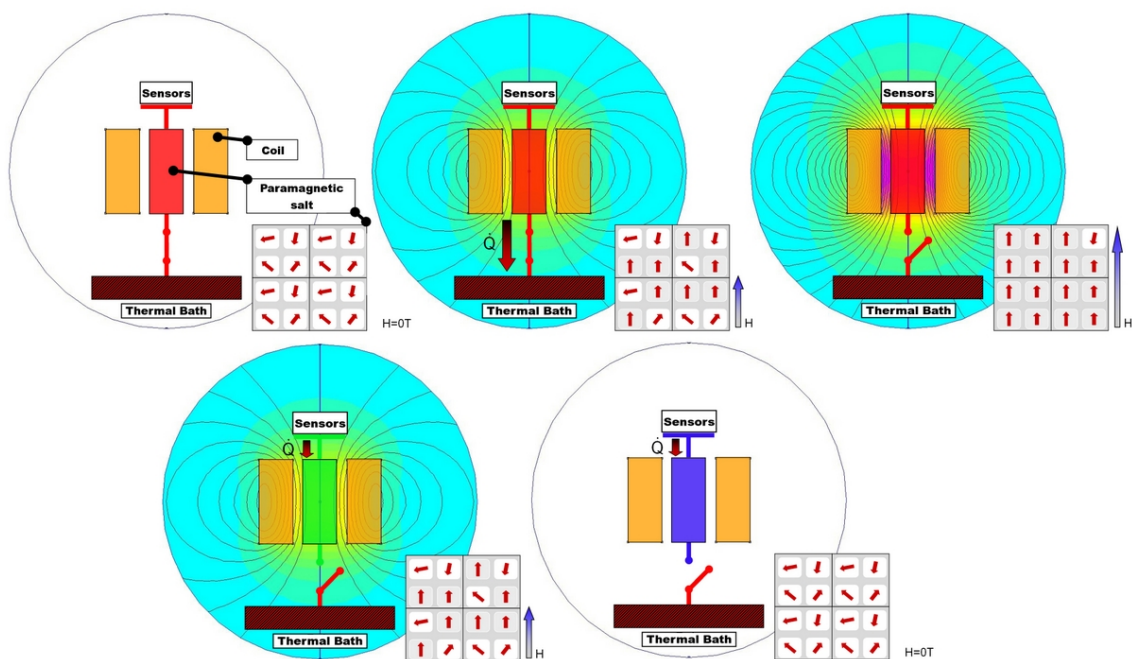






Figure 10 Déroulement d'un cycle de désaimantation adiabatique

La réfrigération magnétique se base sur la réduction d'entropie d'un matériau paramagnétique suivi d'une désaimantation adiabatique permettant une réduction de la température.

Considérons un matériau paramagnétique. Il est constitué une collection de moments magnétiques (ou spins) assimilables à autant d'aimants de la taille d'un atome ou d'une

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

Service des Basses Températures

molécule. Comme les aimants, les moments magnétiques se caractérisent par une orientation et une intensité. De la même façon que deux aimants peuvent interagir, les moments magnétiques interagissent entre eux au sein du matériau. La particularité du paramagnétisme réside dans la faiblesse de cette interaction. L'agitation moléculaire (l'agitation thermique) l'emporte, avec pour conséquence une orientation aléatoire des moments qui crée du désordre, de l'entropie. Celle-ci est liée au nombre d'orientations possible des moments (défini par la physique quantique).

Plaçons le matériau paramagnétique dans un champ magnétique extérieur (produit par une bobine par exemple), voir figure 10 qui schématise le déroulement d'un cycle. Comme l'aimant de la boussole s'aligne sur le champ magnétique terrestre, les moments du matériau vont s'aligner sur la direction et le sens du champ. Ceci d'autant plus facilement que les moments sont en faible interaction. Plus le champ est intense, plus il y aura de moments magnétiques alignés. Le désordre est réduit, l'entropie diminue. La transformation est exothermique : c'est l'effet magnétocalorique. En pratique, le matériau est lié à un bain thermique isotherme pour évacuer la chaleur produite lors de l'aimantation.

Isolons maintenant thermiquement le matériau, et réduisons le champ magnétique. Les moments magnétiques vont retourner à leur orientation aléatoire, ce qui demande de l'énergie. Le système étant isolé, les moments vont puiser dans l'énergie thermique et la température du matériau va baisser : c'est le principe de la désaimantation adiabatique.

4.2. Théorie

4.2.1. Effet Magnéto calorique

La caractéristique de l'effet magnétocalorique est la variation de température en fonction du champ magnétique à entropie constante, soit :





$$\left(\frac{\partial T}{\partial B}\right)_S \quad (1)$$

Le système habituel d'équations thermodynamiques établies en terme de pression, de volume d'entropie et de température peut être utilisé pour les systèmes magnétiques en introduisant un travail magnétique. Dans la suite, nous négligerons les effets de volume et de pression.

La première loi de la thermodynamique nous donne alors :

$$dU = TdS + BdM \quad (2)$$

où B est le champ magnétique du système et M l'aimantation. Nous pouvons alors dérouler les équations de l'enthalpie, de l'énergie libre F et de l'énergie libre de Gibbs G

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

$$dH = TdS - MdB \quad (3)$$

$$dF = BdM - SdT \quad (4)$$

$$dG = -MdB - SdT \quad (5)$$

Comme ce sont des différentielles exactes, nous pouvons en déduire les 4 relations de Maxwell :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial M}\right)_S = \left(\frac{\partial B}{\partial S}\right)_M \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial B}\right)_S = -\left(\frac{\partial M}{\partial S}\right)_B \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_S = -\left(\frac{\partial S}{\partial M}\right)_T \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_S = \left(\frac{\partial S}{\partial B}\right)_T \quad (9)$$

Ce qui conduit (1) à s'exprimer par :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial B}\right)_S = -\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_S \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_B \quad (10)$$

On retrouve partiellement dans cette dernière équation la définition de la chaleur spécifique à champ magnétique constant :

$$C_B = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_B \quad (11)$$

L'effet magnétocalorique peut donc s'exprimer par :





$$\left(\frac{\partial T}{\partial B}\right)_S = -\frac{T}{C_B} \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_S \quad (12)$$

C'est l'expression de Langevin. Un bon matériau magnétocalorique est un matériau dont l'aimantation varie fortement en fonction de la température et de chaleur spécifique limitée.

4.2.2. L'entropie magnétique d'un paramagnétique

Pour aller plus loin, il faut trouver une approximation pour exprimer l'aimantation. La loi de Curie s'applique de façon trop restreinte (principalement à champs faibles) pour être utile ici. Une expression plus précise peut être établie en tirant parti de la physique

| | |
|--|-------|
| Ce document est la propriété du CEA-SBT et ne peut être reproduit ou communiqué sans son autorisation. | 16/30 |
|--|-------|

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

statistique et quantique. On va considérer ici que le champ au niveau local dans le composé est identique au champ magnétique appliqué. Nous faisons également l'hypothèse de moments magnétiques en faible interaction.

L'énergie d'interaction entre un moment magnétique (\vec{m}) et le champ appliqué peut s'exprimer par :

$$E = -\vec{m} \cdot \vec{B} = -m_z B = -m_{J_z} g \mu_B B \quad (13)$$

μ_B le magnéton de Bohr (unité de force du moment magnétique électronique). J , moment cinétique total, est un nombre quantique et représente notamment le nombre de configurations (entre $-J$ et J par pas entier, soit $2J+1$ états) que peut prendre le moment magnétique dans le matériau et m_{J_z} est le moment magnétique de la configuration J_z . g est le facteur de Landé qui permet de transposer le moment cinétique en moment magnétique ($g \approx 2$ pour un électron libre).

La probabilité qu'un moment magnétique ait cette énergie vaut :

$$P_{J_z} = \frac{e^{\frac{m_{J_z} g \mu_B B}{k_B T}}}{\sum_{J_z=-J}^J e^{\frac{m_{J_z} g \mu_B B}{k_B T}}} \quad (14)$$

L'aimantation moyenne m_z est alors donné par :

$$m_z = \frac{\sum_{J_z=-J}^J m_{J_z} g \mu_B e^{\frac{m_{J_z} g \mu_B B}{k_B T}}}{\sum_{J_z=-J}^J e^{\frac{m_{J_z} g \mu_B B}{k_B T}}} \quad (15)$$

Si l'on pose

$$x = \frac{J g \mu_B B}{k_B T} \quad (16)$$

et





$$Q = \sum_{J_z=-J}^J e^{\frac{m_{J_z} x}{J}}$$

(15) s'exprime alors par :

$$m_z = g J \mu_B \left(\frac{\partial Q}{\partial x} \right) \left(\frac{1}{Q} \right) \quad (17)$$

Q est la somme des termes d'une suite géométrique et peut être résolu comme tel. On obtient finalement pour l'aimantation moyenne :

| | |
|--|-------|
| Ce document est la propriété du CEA-SBT et ne peut être reproduit ou communiqué sans son autorisation. | 17/30 |
|--|-------|

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

$$M = n \cdot m_z = ng\mu_B \left[\frac{2J+1}{2} \coth \frac{2J+1}{2} x - \frac{1}{2} \coth \frac{x}{2} \right] \quad (18)$$

où n est le nombre de moment magnétique par unité de volume. Notons qu'aux petits champ magnétique, soit $x \ll 1$ (alors $\coth(x) \approx 1/x + x/3$), (18) se réduit à la loi de Curie :

$$M = \frac{c \cdot B}{T}$$

L'entropie s'exprime alors par :

$$\frac{1}{R} S(B, T) = \ln \left[\frac{\sinh \frac{2J+1}{2} x}{\sinh \frac{x}{2}} \right] + \frac{x}{2} \coth \frac{x}{2} - \frac{2J+1}{2} \coth \frac{2J+1}{2} x \quad (19)$$

x étant donné par (16). Cette formule doit être manipulée avec soin car elle est donnée par mole d'ions paramagnétiques qui peut différer de la quantité du composé utilisé

Quelques remarques :





- À champ nul, l'entropie se réduit à $S = R \ln(2J+1)$. L'entropie magnétique à champ nul est fonction du nombre d'états possible des moments magnétiques
- Une transformation adiabatique, $S_{\text{final}} = S_{\text{initial}}$, implique $x_{\text{final}} = x_{\text{initial}}$, c'est à dire, selon (16) :

$$\left(\frac{B}{T} \right)_{\text{initial}} = \left(\frac{B}{T} \right)_{\text{final}}$$

Cette dernière formule donne une première approximation du comportement de la température en fonction du champ appliqué et des conditions initiales. On voit également les premières limites du modèle : pour $B_{\text{final}} = 0$, la température obtenue est nulle ce qui ne représente rien de physique. En outre, si l'entropie à champ nul est correct à haute température, elle reste constante jusqu'aux plus basses températures en contradiction flagrante avec les mesures effectuées sur des sels paramagnétiques.

4.2.3. L'approximation du champ interne

Il faut donc faire un pas supplémentaire et ajouter des interactions entre les moments magnétiques, négligeables à haute température mais qui ne le sont plus à basse température. Pour cela, on ajoute un champ interne b_i à l'intensité du champ appliqué : $\sqrt{B^2 + b_i^2}$. Il résulte du champ magnétique créé par les moments magnétique en un point du composé. On pose comme hypothèse que ce champ est indépendant de la position dans le composé. L'expression de x devient donc :

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

$$x = \frac{Jg\mu_B \sqrt{B^2 + b_i^2}}{k_B T} \quad (20)$$

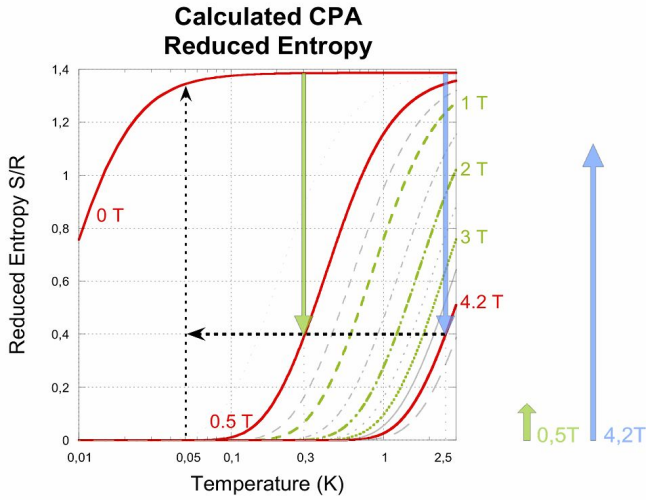
La figure 11 donne quelques exemples de courbes calculés pour le CPA (voir table 2 pour les caractéristiques du CPA) et la comparaison aux mesures. Figure 11.c compare la théorie aux mesures effectués par Beun *et al.* [8], par Vilches et Wheatley [9] et des mesures interne. montre la différence entre la théorie et les mesures pour l'entropie magnétique à champ nul, toujours pour le CPA. Si la forme générale est la bonne, la différence est notable. Figure 11.d montre l'importance de la bonne cristallisation des sels pour la performance. Ces mesures ont été faites à 320 mK et la courbe en trait plein noire représente la théorie cu CPA. Les courbes les plus proches de la théorie sont les mieux cristallisées, elles s'écartent dès que les cristaux sont moins bons, la courbe orange étant obtenue à partie d'une simple solidification d'une solution liquide de CPA sans effort de cristallisation.

4.3. Technologie

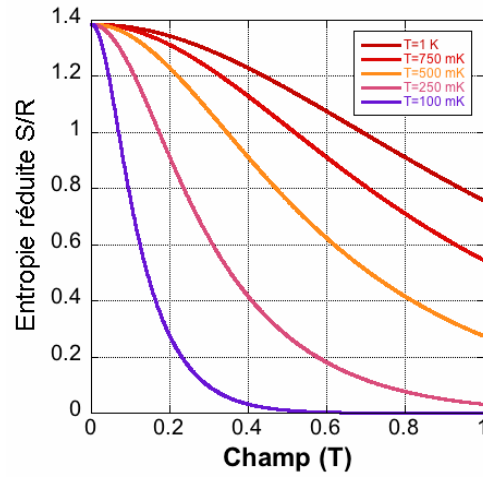
4.3.1. Les sels

Techniquement, un étage de désaimantation est composé du réfrigérant, le sel paramagnétique, et d'un moyen de produire un champ magnétique variable. Le choix du réfrigérant dépend de la plage de température à laquelle il est prévu que l'étage fonctionne. Entre 4 et 1 K, il existe des grenats dont le magnétisme se base sur des terres rares (gadolinium ou dysprosium, respectivement GGG et DGG), disponibles commercialement sous la forme de monocristaux. En dessous du Kelvin, les choses se compliquent un peu. Plusieurs réfrigérants sont disponibles, la plupart sont des aluns dont le magnétisme se base sur des ions fer, chrome ou cérium. Leur intérêt réside dans le fait qu'ils contiennent de l'eau. Les molécules d'eau servent de "cages" isolant les ions magnétiques les uns des autres. Cela permet d'obtenir des interactions très faibles et des réfrigérants capables d'atteindre des températures de l'ordre de quelques millikelvins. Mais l'eau est également à l'origine des principaux désavantages de ces aluns : ils doivent être scellés sous peine de la perdre et de s'endommager. En outre, leur température de fusion est basse (39 °C pour l'alun de fer, 89 °C pour l'alun de Chrome).

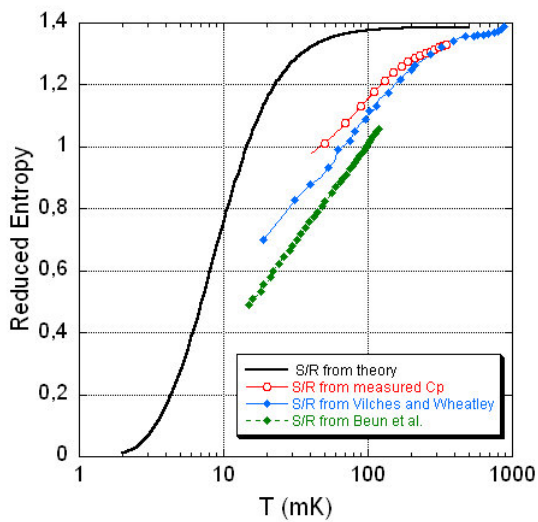
Il faut en outre prévoir un moyen d'extraire la chaleur. En effet, ces sels se présentent sous forme polycristalline et la conductivité thermique entre les grains est médiocre. Il faut donc utiliser un bus thermique capable d'extraire la puissance froide des sels. Dans le cas du CPA, le bus est souvent constitué de plusieurs centaines de fils de cuivre. Afin d'assurer le meilleur contact thermique entre le sel et le bus thermique, les sels sont



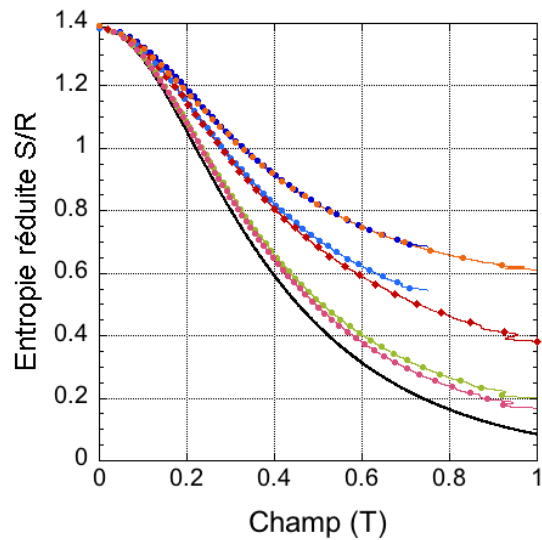
a. En fonction de la température à différents champs.



b. En fonction du champ à différentes température.



c. Comparaison de l'entropie à champ nul théorique aux mesures de [8], [9] et interne CEA/SBT.



d. Importance de la bonne cristallisation des sels sur les performances.

Figure 11 Entropie du CPA.

souvent recristallisés sur le bus. La croissance cristalline sur le fil de cuivre lui même assure le meilleur contact possible.

Le tableau 2 donne les caractéristiques des principaux sels utilisés dans la gamme de température qui nous intéresse. Remarquons que les grenats GGG et DGG présente une légère anisotropie en ce qui concerne le facteur de Landé. La réponse du composé dépend donc de l'alignement du champ magnétique par rapport aux axes cristallins.

| Sel | Formule | ρ g/cm ³ | T _{dest.} (K) | M (g/mol) | g | J | T _N | b _i (T) |
|------------|--|-----------------------------|---------------------------|--------------|---|-----|----------------|-----------------------|
| GGG | Gd ₃ Ga ₅ O ₁₂ | 7.14 | 2023 | 1012 | g ₁₀₀ =1,998 g ₁₁₀ =1,993 g ₁₁₁ = 1,994 | 7/2 | 0.8 | - |
| DGG | Dy ₃ Ga ₅ O ₁₂ | 7.31 | >1500 | 1028 | g ₁₀₀ =8,4 g ₁₁₀ =8,5 g ₁₁₁ = 8,0 | 1/2 | 0.373 | 0.16 |
| CPA | CrK(SO ₄) ₂ .12H ₂ O | 1.86 | 362 | 499 | 1,98 | 3/2 | 0.009 | 0.01 |
| FAA | Fe(NH ₄)(SO ₄) ₂ .6H ₂ O | 1.71 | 312 | 482 | 1.97 | 5/2 | 0.026 | 0.05 |
| CMN | Ce ₂ Mg ₃ (NO ₃) ₁₂ .24H ₂ O | 2,09 | - | 1530 | g=1,98 g=0,03 | 1/2 | 0.009 | - |

Tableau 2 Principaux sels et grenats utilisés pour la réfrigération magnétique en dessous de 4 K. Ces valeurs sont tirées de [10]

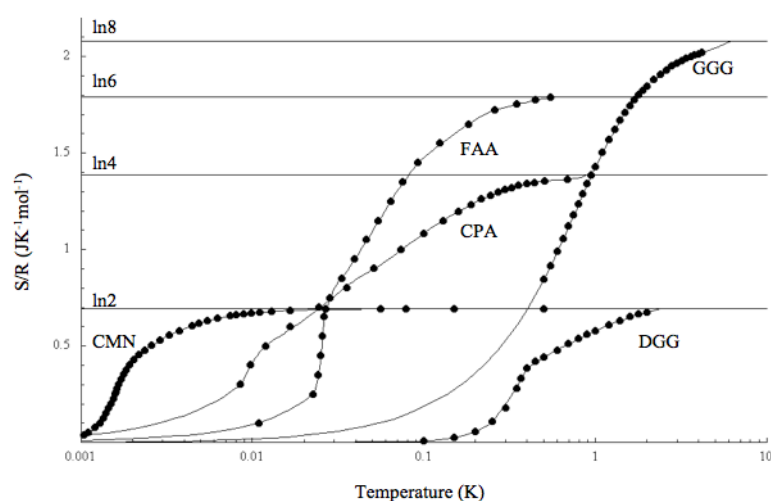






Figure 12 Entropie à champ nul des sels et grenats précédemment cités. Tiré de [10]

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

4.3.2. Dimensionnement

L'énergie disponible dans une capsule de sel à une température T est donné par :

$$Q = nT\Delta S \quad (21)$$

n étant le nombre de mole d'ion magnétique dans le sel et ΔS la variation possible d'entropie à T, liée à l'aimantation initial (donc à la variation d'entropie initiale). Afin d'obtenir une autonomie à une perte parasite donnée (typiquement 1 à 2 μW à 50 mK), il faut donc jouer soit sur le nombre de mole n, soit sur le champ d'aimantation initial qui va imposer un ΔS .

4.4. Spécificité du spatial

4.4.1. Cadre des prochaines missions scientifiques

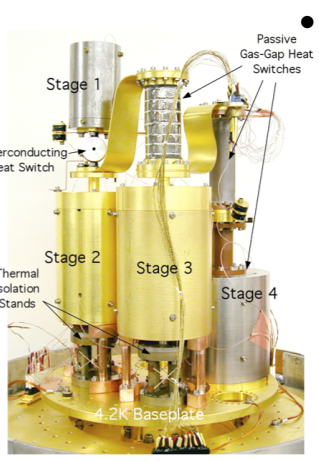
Les prochaines missions scientifiques demandant de très basses températures (IXO, SPI-CA/SAFARI) ont la particularité de réduire les budgets masses/énergie de façon importante en comparaison avec des missions telles que Planck ou Herschel. Cette dernière mission comporte un tank de 2500 l d'Hélium pompé produisant une température de base de 1.7 K permettant le fonctionnement des réfrigérateurs à adsorption équipant les instruments PACS et SPIRE.

Aujourd'hui, une masse de 200 kg au total à été allouée à l'instrument européen SPI-CA/SAFARI. Dans ce cadre, chaque kilogramme 'pèse lourd' dans la balance et la solution d'un système de désaimantation adiabatique multi étagés permettant de refroidir à 50 mK à partir de la température de base proposée (aujourd'hui 1.7 K dans notre exemple) pose quelques question.

4.4.2. Question des étages hautes températures

En effet, les étages de désaimantation hautes températures demandent des champs importants afin d'obtenir une variation d'entropie suffisante pour le fonctionnement du système. En guise d'exemple, à variation d'entropie donnée, il faut 8 fois plus de champ à 2.5 K qu'à 300 mK pour le CPA (voir figure 11.a). Le besoin en fort champ magnétique multiplie les difficultés : les bobines utilisées sont plus imposantes (ou le courant nécessaire à la production du champ), les besoins d'écrantage sont également plus importants. Tout cela alourdit considérablement le réfrigérateur. Cela pose problème pour les prochaines missions scientifique.

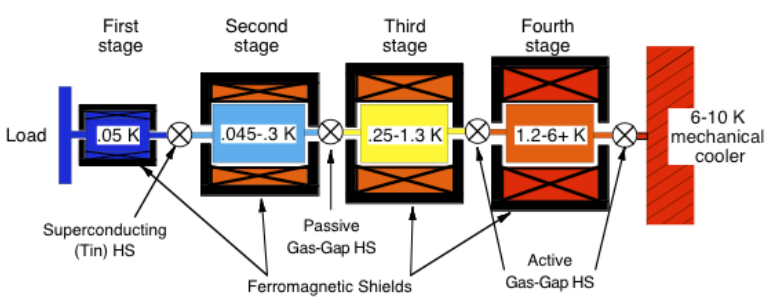
4.4.3. Solutions



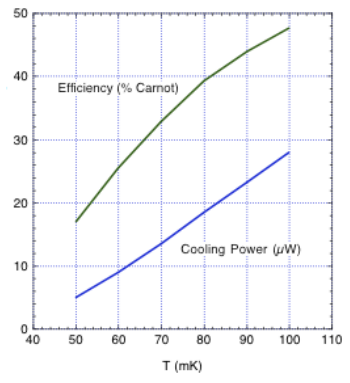
- Froid continu** : une solution réside dans la production de froid continu en multipliant les étages, le dernier servant de réservoir thermique tenu à température constante. Les étages supérieurs servant à pomper les pertes parasites et à les rejeter à la température supérieure. Chaque étages est alors dimensionné pour une autonomie très réduite (typiquement quelques dizaines de minute), limitant leur taille (n) et/ou leur besoin en champ magnétique (ΔS). C'est la solution développée pour la NASA [11] avec un système à 4 étages (figure 14.a pour le principe, et fig 13 pour une illustration). Les étages sont dimensionnés pour tenir 20 minutes, le temps de recycler l'étage inférieur. L'inconvénient de cette solution réside dans le fait qu'il est difficile d'obtenir de la puissance à une température intermédiaire et dans le fait que l'environnement thermique n'est pas stable ce

Figure 13 Le multi étage développé pour la NASA [11]

qui a un impact sur le fonctionnement des détecteurs. Le système pèse cependant moins de 8 kg peut fournir 2-3 μW de puissance à 50 mK sans puissance intermédiaire. La figure 14.b montre les performances du système. Notons notamment la bonne efficacité comparé à Carnot. L'efficacité est l'un des avantages des systèmes de désaimantation adiabatique.



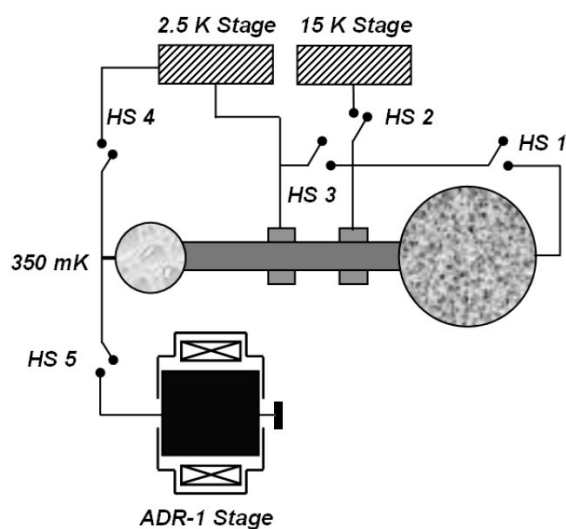
a. Schéma de principe.



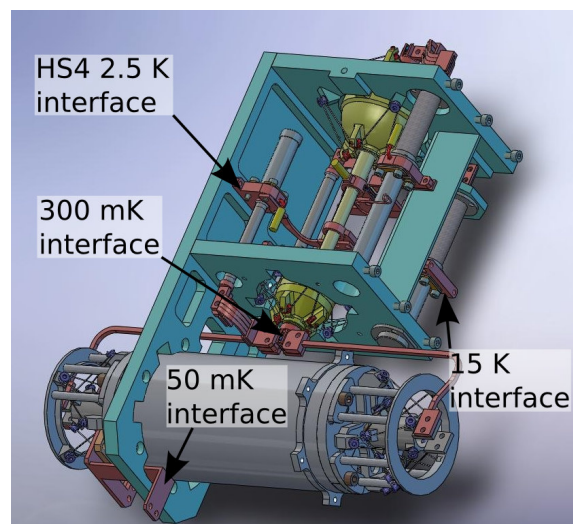
b. Performance du système.

Figure 14 Principe et performance du système de désaimantation à 4 étages. Crédits : P. Shirron, NASA/Goddard Space Flight Center

- pré refroidissement* : Une autre solution proposée par le CEA/SBT [12] remplace le ou les étage(s) haute(s) température(s) par un réfrigérateur à adsorption pré refroidissant un ou plusieurs étages de désaimantation. L'avantage est que pour une même variation d'entropie, les besoins en champ reste réduit (0.75 T) ce qui réduit les besoins en bobine et écrantage. La figure 15 montre le principe d'un système 'one-shot' et le prototype en cours de développements au CEA/SBT. Le système devrait peser moins de 7 kg dans cette version. Elle peut fournir 1 μ W de puissance à 50 mK ainsi que 10 μ W de puissance à 300 mK



a. Schéma de principe.



b. Prototype en cours de développement par le CEA/SBT pour l'Agence spatiale européenne.

Figure 15 Couplage d'un réfrigérateur à adsorption et d'une désaimantation

5. Interrupteurs Thermiques

Chacun des dispositifs décrits ici ne peuvent fonctionner qu'à l'aide d'interrupteurs thermiques permettant de connecter/déconnecter certaines parties (pompe à charbon, étage de désaimantation etc...) afin de laisser passer la chaleur ou non. Deux technologies sont principalement utilisées sous le Kelvin : les interrupteurs à gaz et les interrupteurs supraconducteurs.

5.1. Interrupteurs à gaz

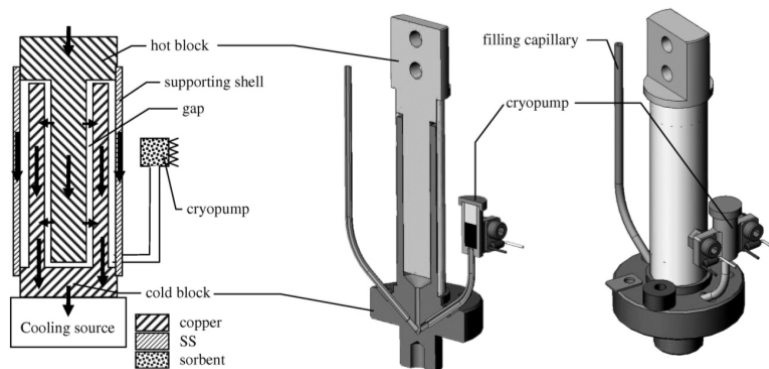


Figure 16 Interrupteur à gaz (from [13])

L'interrupteur à gaz tire parti de la conduction des gaz pour assurer sa position fermée. Cette technologie est maîtrisée au sein du laboratoire depuis plusieurs années. Le principe général de nos interrupteurs est décrit figure 16. L'interrupteur est composé de deux pièces conductrices concentriques (du cuivre) en regard séparées d'une distance e . Les deux pièces sont maintenues mécaniquement par un tube paroi fine en inox, ou titane, deux métaux thermiquement peu conducteurs. Lorsque l'interrupteur est vide, la chaleur ne peut passer que par le tube qui est par construction (paroi fine, métal peu conducteur) un mauvais conducteur de la chaleur. Si on vient remplir l'interrupteur de gaz (de l'Hélium en dessous de 4 K), la chaleur passe par l'épaisseur e de gaz *via* les pièces de cuivre. En première approche, la conduction dans le gaz est le facteur dimensionnant¹. Elle s'exprime par :

$$\dot{Q} = \frac{S}{e} \int k(T) dT$$

S est ici la surface des pièces de cuivre effectivement en regard. La caractéristique de nos interrupteurs thermiques réside dans le fait que l'espace entre les deux pièces de cuivre est très réduit (typiquement de 0.1 mm). La conductance de l'interrupteur étant inversement proportionnelle à e , elle est très grande. Ces systèmes sont très isolants en position fermée et de très bon conducteurs en position ouverte. Leurs performances sont excellentes pour une utilisation relativement aisée : une mini pompe à charbon permet de remplir ou vider le dispositif. Il suffit donc d'un chauffage pour basculer l'interrupteur. Ces interrupteurs sont capables de fonctionner sur une vaste gamme de température, selon le choix du gaz utilisé ([13]). En utilisant de l'³He, l'interrupteur à gaz fonctionne proprement jusqu'à environ 300 mK. En dessous, la conjonction de deux propriétés fait

¹ Le gaz limite effectivement les performances de l'interrupteur, sauf dans des cas limites, fortes puissances ou très basses températures, où les gradients de température dans le cuivre doivent être pris en compte

que l'interrupteur va naturellement se placer dans une position ouverte. Il existe en effet deux modes de propagation de la chaleur dans les gaz (résumé dans la figure 17) :

- Le libre parcours moyen des molécules est très inférieur à la distance e (la limite prise habituellement est $\lambda < \frac{e}{100}$). Le gaz est en régime visqueux, la conduction dans le gaz est indépendante de sa pression.
- Le libre parcours moyen des molécules est très supérieur à la distance e ($\lambda > 100.e$). Le gaz est en régime moléculaire, la conduction dans le gaz est proportionnel à sa pression.

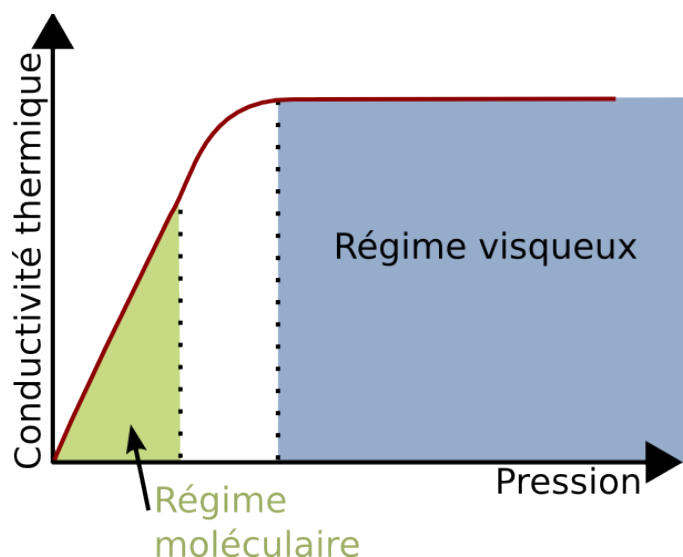






Figure 17 Régime de la conductivité du gaz en fonction de sa pression

Or en dessous de 300 mK, on atteint vite la température de condensation de l' ^3He et la pression dans l'interrupteur est alors la pression de vapeur saturante. Celle-ci chute de façon exponentielle avec la température. Le libre parcours moyen est inversement proportionnel à la pression. Le régime atteint alors vite le régime moléculaire et comme les pressions à ces températures sont extrêmement petites, l'interrupteur passe en position ouverte. En pratique, la transition est aux environs de 200-250 mK. On peut toujours tirer parti des interrupteurs si on a besoin d'une position uniquement ouverte entre 50 et 300 mK. Dans le cas du froid continu, il est nécessaire d'avoir un interrupteur capable d'être en position fermée à 50 mK. Les interrupteurs à gaz ne peuvent donc pas être utilisés, il faut se tourner vers l'interrupteur supraconducteur.

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

5.2. L'interrupteur supraconducteur

5.2.1. Conduction dans la phase normale

Dans un métal et en l'absence de mécanisme exotique, trois vecteurs permettent la propagation de la chaleur:

- * Le nuage électronique : les électrons de conduction peuvent être considéré comme des électrons libre de se déplacer dans la matière et forme ce que l'on appelle généralement le nuage électronique. Le comportement typique de la conductivité thermique électronique est linéaire en température: $\kappa \propto T$.
- * Les phonons : les phonons sont des vibrations de la maille cristalline du matériau. On peut comparer le phénomène à la vibration d'une corde de piano. Le comportant de la conductivité thermique des phonons est :

$$\kappa_{g,s} = \frac{1}{3} C_p \cdot U \cdot l \quad (22)$$

Où C_p est la chaleur spécifique du matériau, U est la vitesse du son dans le matériau et l le libre parcours moyen des phonons. Ce libre parcours est très grand. Dans les faits, le facteur limitant est la plus petite dimension du supraconducteur. La théorie de Debye nous donne l'expression de la chaleur spécifique en fonction de la température (voir [14] page 459) :

$$C_p = \frac{12\pi^4}{5} \frac{R}{V_{molaire}} \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3 \quad (23)$$

Où Θ_D est la température de Debye (caractéristique des modes de vibration de la maille dans le matériau concerné), R la constante des gaz parfait et $V_{molaire}$ le volume molaire du supraconducteur. C_p s'exprime en $J/m^3.K$.

- * Pour être plus précis, dans la phase métallique normale, le facteur limitant à température intermédiaire se trouve être l'interaction électron/phonon. Cette interaction donne lieu à un comportement en T^2 plutôt qu'en T^3 .

En conséquence et pour résumer, les phonons dominant à haute, et les électrons à basse température (*grosso modo* en dessous du Kelvin). Dans la gamme de température qui nous intéresse, la conductivité thermique du métal normal est une fonction linéaire de la température, les contributions des phonons et des interactions électron-phonon ne sont pas décelables.

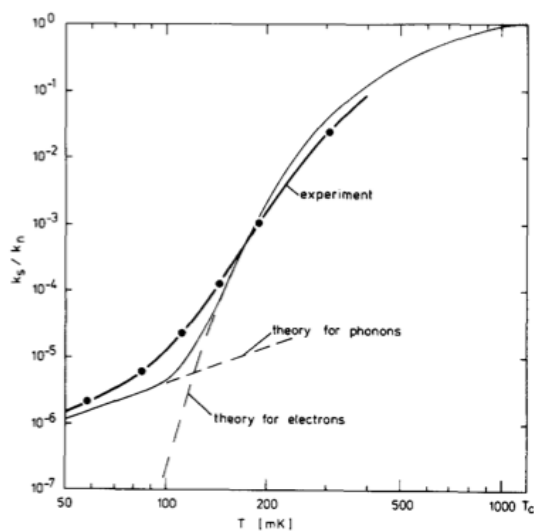
5.2.2. Conduction dans la phase supraconductrice

Dans le cas d'un métal supraconducteur, les électrons du nuage électronique sont impliqués dans la supraconductivité. Ils forment ce que l'on appelle les paires de Cooper

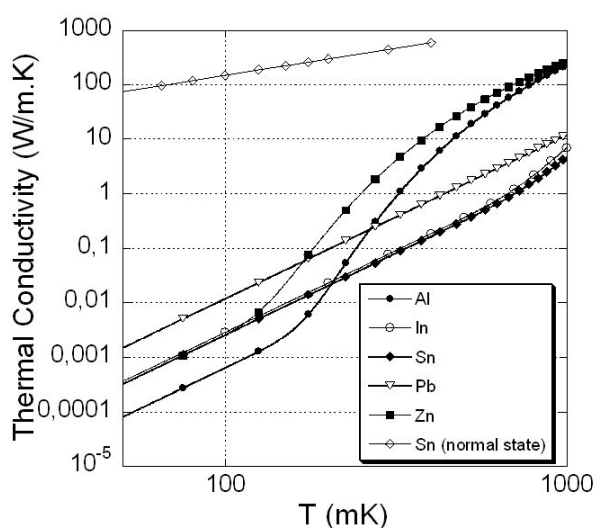
| | |
|--|-------|
| Ce document est la propriété du CEA-SBT et ne peut être reproduit ou communiqué sans son autorisation. | 27/30 |
|--|-------|

(voir [15] par exemple). Les paires de Cooper n'interviennent pas dans la conductivité thermique. Il reste cependant ce que l'on appelle des excitations électroniques aux propriétés très similaires aux électrons de conduction de la phase normale. À certains égards, la supraconductivité est semblable à la superfluidité, les électrons de conduction (électrique) peuvent notamment être décrit par un modèle à deux fluides (décrit par London, voir [15] page 4 ou [16] page 278), un fluide étant composé des paires de Cooper, l'autre des excitations électroniques restant dans le superconducteur. De façon simple, la proportion des excitations électroniques tend vers 1 lorsque la température atteint la température critique du supraconducteur (disparition des paires de Cooper et de la supraconductivité) et tend vers 0 au fur et à mesure que la température tend vers 0 et que la supraconductivité se développe. Les excitations électroniques prennent part dans la conductivité thermique au même titre que les électrons de conduction dans la phase normale. La conductivité électronique du supraconducteur sera égale à celle des électrons de la phase normale (loi en 'T') modulées par le nombre d'excitations présents dans le supraconducteur :

$$\frac{\kappa_{e,s}}{\kappa_{e,n}} = n \quad (24)$$







a. Rapport des conductivités thermiques dans l'état supraconducteur et dans la phase normale.



b. Conductivité thermique simulée de quelques supraconducteurs en dessous de 1 K

Figure 18





| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

Où n est la densité d'excitation électronique et les indices e , s et n représentant respectivement électronique, supraconducteur et normal. n va chuter de façon exponentielle avec la température ([17]) et la partie électronique va devenir négligeable devant la contribution des phonons. Une illustration de ce phénomène est donné figure 18.a. La figure figure 18.b montre l'évolution (calculée) de la conductivité thermique de quelques supraconducteurs en dessous du Kelvin. Le phénomène de transition notamment pour l'aluminium et pour le zinc dont les températures critiques sont assez basses (respectivement 1.2 et 0.87 K). Pour ces deux matériaux, on peut voir un écart à la conduction des phonons dès 200 mK dû aux excitations électroniques alors que l'étain, le plomb et l'indium (respectivement T_C 3.7 , 7.2 et 3.4 K) gardent leur comportement dû aux phonons plus longtemps.

La conductivité de l'étain dans la phase métallique est également donné en guise de comparaison. Il y a en théorie plus de 4 ordres de grandeur entre la phase métallique et la phase supraconductrice. En pratique, les résistances de contact lors de la fabrication de ces interrupteurs limitent fortement les performances de ces dispositifs.

5.2.3. Dispositif

Les supraconducteurs de choix sont de type I (faible champ critique, absence du réseau de vortex [15]) dont la température critique est la plus haute possible afin que la conductivité thermique dans l'état supraconducteur ne soit plus d'origine électronique. Un champ de quelques milli tesla permet de faire transiter le dispositif et de basculer d'une position ouverte (OFF) dans la phase supraconductrice à une position fermée (ON) dans l'état normal.

| | | |
|---|---|---|
|  CEA-GRENOBLE | Technologies sub Kelvin | |
| |    | Date: 25 mai 2009 Reference: SBT/NL-09-03 Revision: 1.0 |

6. Bibliographie

- 1 Luukanen, A., Leivo, M. M., Suoknuuti, J. K., Manninen, A. J. and Pekola, J. P. (2000). On-Chip refrigeration by evaporation of hot electrons at Sub-Kelvin temperatures. *Journal of Low Temperature Physics*, 120(3):281–290.
- 2 Pekola, J. P., Heikkilä, T. T., Savin, A. M., Flyktman, J. T. and Giazotto, F. et al. (2004). Limitations in cooling electrons using Normal-Metal-Superconductor tunnel junctions. *Physical Review Letters*, 92(5):056804.
- 3 Enss, P. C. and Hunklinger, S. (2005). *Low-temperature physics*.
- 4 IXO/XEUS : <http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=103>.
- 5 SPICA mission : <http://www.ir.isas.jaxa.jp/spica/index.html>.
- 6 Piat, M. Thermométrie à très basse température : la thermométrie résistive et ses difficultés.
- 7 LakeShore : <http://www.lakeshore.com/>.
- 8 Beun, J., Miedema, A. and Steenland, M. (1957). Measurements of the magnetic anisotropies and the thermodynamic temperatures of potassium chromium alum below 1 K. *Physica*, 23(1-5):1–25.
- 9 Vilches, O. E. and Wheatley, J. C. (1966). Measurements of the specific heats of three magnetic salts at low temperatures. *Physical Review*, 148(2):509.
- 10 Bromiley, P. A. (1999). *Development of an Adiabatic Demagnetisation Refrigerator for use in Space*. PhD thesis,
- 11 Shirron, P. J. (2007). Cooling capabilities of adiabatic demagnetization refrigerators. *J Low Temp Phys*, 148:915-920.
- 12 Duval, J. M., Luchier, N., Duband, L. and Sirbi, A. (2008). Continuous cooling with ADRs coupled to helium3 sorption cooler. *15th International Cryocooler Conference*.
- 13 Catarino, I., Bonfait, G. and Duband, L. (2008). Neon gas-gap heat switch. *Cryogenics*, 48(1-2):17–25.
- 14 Ashcroft, N. W. and Mermin, N. D. (1976). *Solid State Physics*. Thomson Learning.
- 15 Tinkham, M. (2004). *Introduction to Superconductivity*. Dover Publications Inc., 2nd Revised edition edition.
- 16 Levy (2000). *Magnétisme et supraconductivité*. EDP Sciences.
- 17 Mueller, R. M., Buchal, C., Oversluisen, T. and Pobell, F. (1978). Superconducting aluminum heat switch and plated press-contacts for use at ultralow temperatures. *Review of Scientific Instruments*, 49(4):515–518.