

PROPRIÉTÉS THERMIQUES
ET CHALEUR SPÉCIFIQUE
À BASSE TEMPÉRATURE

Pierre GAROCHE

Laboratoire de Physique des Solides, C.N.R.S.
Université de Paris-Sud, Bât. 510,
91405 Orsay

*Détection de Rayonnements
à Très Basse Température*

Balaruc Les Bains

15 Novembre 1999

DRTBT1999-05

PLAN

INTRODUCTION

CHALEUR SPÉCIFIQUE D'UN MÉTAL (FERMIONS)

L'ÉTAT SUPRACONDUCTEUR

LA CHALEUR SPÉCIFIQUE DES BOSONS

LES EFFETS DU DÉSORDRE

LES CONTRIBUTIONS NUCLÉAIRES

NANOCALORIMÈTRE ET CALORIMÉTRIE ALTERNATIVE

PICOCALORIMÉTRIE DE COUCHES ATOMIQUES

INTRODUCTION

La détection de rayonnement par une simple mesure de l'échauffement thermique associé à l'absorption d'une particule à basse température implique une bonne maîtrise des phénomènes de propagation de la chaleur.

Pour une quantité donnée d'énergie déposée dans le milieu absorbant, la sensibilité de la détection thermique est d'autant plus grande que la capacité calorifique est faible. C'est pourquoi il importe de bien maîtriser les différentes contributions à la chaleur spécifique observées à très basse température.

Après un bref rappel des propriétés de diffusion de la chaleur à basse température et des problèmes associés à la non linéarité des équations, nous décrirons les différentes contributions à la chaleur spécifique observées au-dessous d'un Kelvin. Un bref rappel de la manière dont elles sont calculées nous permettra de distinguer le comportement des deux familles de particules, bosons et fermions, et de distinguer les excitations thermiques qui peuvent contribuer à la diffusion de la chaleur de celles qui ne représentent qu'un simple réservoir thermique.

La présentation succincte de quelques effets associés au désordre atomique et aux contributions nucléaires à la chaleur spécifique nous permettra de souligner les difficultés rencontrées aux très basses températures en soulignant les effets de temps de réponse thermique.

Finalement nous terminerons notre exposé en présentant des méthodes de mesures de capacité calorifique permettant de déterminer des chaleurs spécifiques inférieures au nanojoule par Kelvin.

L'objet de la thermodynamique.

La thermodynamique est la science qui étudie les échanges d'énergie entre les systèmes matériels. Ces échanges sont soumis à deux contraintes essentielles :

Une contrainte de conservation (le premier principe de la thermodynamique).

Les échanges d'énergie entre deux objets s'opèrent de telle sorte que ce qui est cédé par l'un est exactement récupéré par l'autre : l'énergie est une grandeur qui se conserve.

Une contrainte de d'évolution (le second principe de la thermodynamique).

L'énergie se conserve, mais le désordre ne peut que croître. La mesure du désordre thermique est l'entropie. C'est une grandeur thermodynamique qui caractérise l'état d'un système thermodynamique.

Une contrainte d'origine. (Le troisième principe de la thermodynamique).

L'échelle des températures a une origine, par convention la température nulle ou zéro absolu. Lorsqu'on s'approche de la température du zéro absolu, tous les corps se mettent dans un même état de désordre thermique. L'entropie, grandeur thermodynamique qui mesure ce désordre est alors la même pour tout les corps, par convention on choisit cette valeur commune de l'entropie égale à zéro.

La thermodynamique est née bien avant la physique microscopique. C'est pourquoi elle énonce ses lois indépendamment de l'hypothèse atomique et moléculaire. Elle étudie les systèmes macroscopiques, contenant un nombre d'atomes et de molécules tellement élevé qu'ils apparaissent comme formés par des milieux continus.

A l'origine, la thermodynamique s'est développée dans ce cadre : ce n'est que plus récemment que l'hypothèse atomique est venue éclairer les principes qui la fondent.

Il convient de noter que le développement de la physique classique s'appuie sur deux grands domaines des mathématiques. La géométrie qui a donné un cadre très rigoureux pour exprimer les conditions d'invariances. On parlera de symétrie ou de brisure de symétrie. L'analyse qui a conduit à formuler presque tous les phénomènes physiques sous forme d'une équation intégrale ou d'une équation différentielle.

Les fondements de la thermodynamique se sont développés sans le recours à ces outils d'analyse, à l'inverse c'est l'étude des phénomènes de propagation de la chaleur par Fourier qui a permis la naissance d'une nouvelle branche des mathématiques : l'analyse.

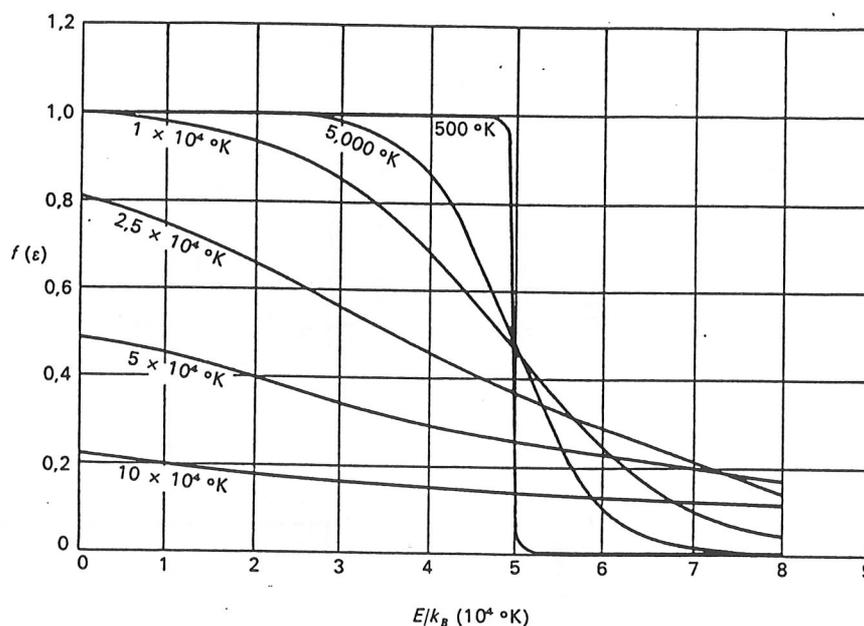
C'est pourquoi la thermodynamique est quelquefois difficile à comprendre parce qu'elle emprunte ses concepts et ses modes de raisonnement à une culture scientifique très différente.

Dans ce qui suit, nous donnerons explicitement les interprétations microscopiques, en parlant du mouvement des atomes et des molécules. C'est ainsi que nous montrons que le troisième principe impose une condition très importante pour les détecteurs basse température : La chaleur spécifique doit tendre vers zero lorsque la temperature tend vers zero. Cette relation conditionne l'extraordinaire augmentation de sensibilité des détecteurs thermiques à basse température. C'est la raison de ce cours sur les chaleurs spécifiques à basse température.

Chaleur Spécifique d'une assemblée de Fermions

Pour une assemblée de Fermions la probabilité qu'un état d'énergie U soit occupé est $f(u)$: Cette distribution est singulière, elle ne varie rapidement que sur un intervalle très faible. Quand on augmente la température, tous les électrons n'augmentent pas leur énergie. Seule la fraction T/T_F peut être excitée thermiquement.

Fonction de distribution de FermiDirac à différentes températures



$$u = k_B T * NT/T_F$$

La chaleur spécifique du gaz d'électrons est donnée par:

$$C_{el} = \partial u / \partial T = N k_B T / T_F$$

$$T_F = 50000 \text{ Kelvin}$$

En pratique $C_{el} = \gamma T$ γ est la constante de B. S.

De 10 à 0.001 mJ / Mole

Chaleur Spécifique du réseau atomique

Equipartition de l'énergie

$1/2 k_B T$ par degré de liberté

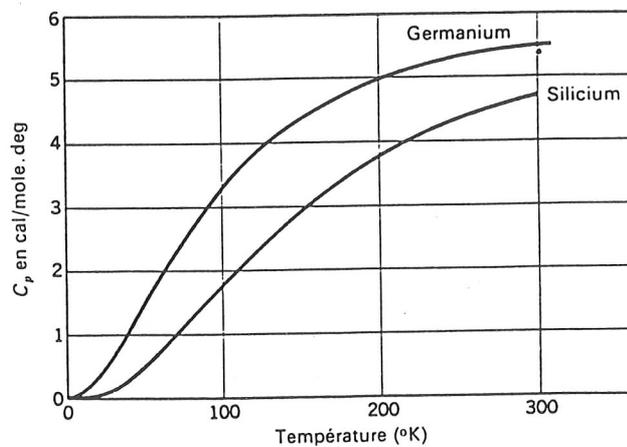
6 degrés de liberté par atomes: $U = 3 N_0 k_B T$

$$C = \partial E / \partial T = 3 N T \quad R = 8.3 \text{ Joules/K}$$

Si $T \approx \Theta_D$ $k_B \Theta_D$ énergie élastique
densité

Modèle basse température

Si $T < \Theta_D$



Attention !! 10 K situation $T \approx \Theta_D$ pour H, He
adsorbé

Tableau 1 Température de Debye θ_D , en deg K

(L'indice zéro de θ indique que les valeurs expérimentales correspondent à la limite des basses températures.)

Li	344	Be	1440	B	2230	C	2230	N		O		F		Ne	75																				
Na	158	Mg	400	Al	428	Si	645	P		S		Cl		Ar	92																				
K	91	Ca	230	Sc	360	Ti	420	V	380	Cr	630	Mn	410	Fe	470	Co	445	Ni	450	Cu	343	Zn	327	Ga	320	Ge	374	As	282	Se	90	Br		Kr	72
Rb	56	Sr	147	Y	280	Zr	291	Nb	275	Mo	450	Tc		Ru	600	Rh	480	Pd	274	Ag	225	Cd	209	In	108	Sn	200	Sb	211	Te	153	I		Xe	64
Cs	38	Ba	110	La / β	142	Hf	252	Ta	240	W	400	Re	430	Os	500	Ir	420	Pt	240	Au	165	Hg	71,9	Tl	78,5	Pb	105	Bi	119	Po		At		Rn	
Fr		Ra		Ac		Ce		Pr		Nd		Pm		Sm		Eu	200	Gd		Tb	210	Dy		Ho		Er		Tm		Yb	120	Lu	210		
						Th	163	Pa		U	207	Np		Pu		Am		Cm		Bk		Cf		Es		Fm		Md		No		Lw			

Chaleur spécifique d'une assemblée de bosons

Relation de dispersion de bosons : $\omega_{\mathbf{k}} = c k^\alpha$

$\alpha = 1$ pour des phonons, ou des magnons

$\alpha = 2$ pour des magnons ferromagnétiques

$$U = \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega_{\mathbf{k}} \langle n_{\mathbf{k}} \rangle_T \quad : \text{énergie interne}$$

$$= \frac{\hbar}{(2\pi)^d} \int d^d \mathbf{k} \frac{c k^\alpha}{\exp\left(-\frac{c k^\alpha}{k_B T}\right) - 1}$$

d : dimensionnalité d'espace

$$U \propto T^{1+d/\alpha}$$

$$C = \frac{\partial U}{\partial T} \propto T^{d/\alpha} \quad : \text{chaleur spécifique}$$

$$\Rightarrow C \propto T^3 \quad : \text{phonons 3D}$$

$$C \propto T^2 \quad : \text{phonons 2D}$$

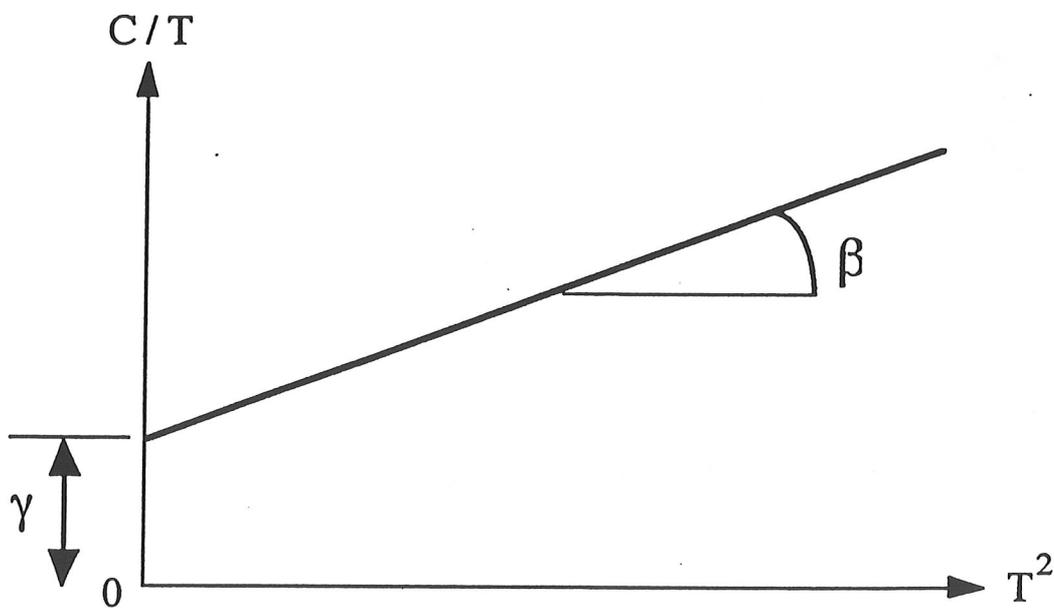
$$C \propto T^{3/2} \quad : \text{magnons ferromagnétiques 3D}$$

Chaleur spécifique d'un métal

À basse température : $C_{\text{tot}} = C_{\text{el}} + C_{\text{ph}} = \gamma T + \beta T^3$

$\gamma \propto N(E_F)$: contribution électronique ($T \ll T_F$)

$\beta \propto \Theta_D^{-3}$: " " des vibrations de réseau ($T \ll \Theta_D$)



Cas des métaux de transition : $C_{\text{ph}} \ll C_{\text{el}}$

$$C_{\text{el}} = \gamma T \quad \text{J/K}$$

$$C_{\text{ph}} = 1944 \left(T / \Theta_D \right)^3$$

EFFETS DU DÉSORDRE SUR $C_{\text{réseau}}$

A) Évolution de Θ_D dans les amorphes

$$\frac{1}{\Theta_D^3} \propto \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{V_l^3} + \frac{1}{V_t^3} \right)$$

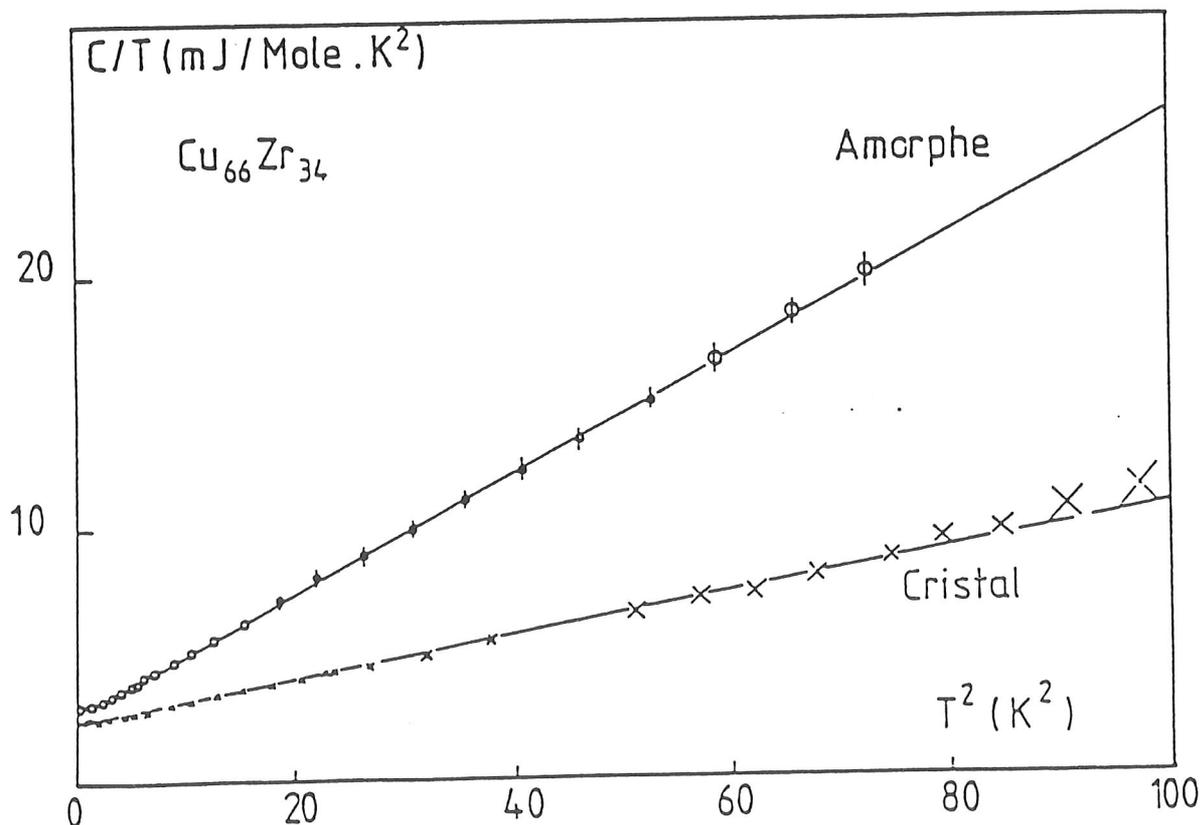
V_l : vitesse des ondes de compression

V_t : vitesse des ondes de cisaillement

$V_t = \sqrt{\mu/\rho}$; avec μ petit dans un verre

μ : module de cisaillement ; $\Theta_D \propto \sqrt{\mu}$

$\delta\mu = -60\% \Rightarrow \delta\Theta_D = -30\% \Rightarrow \delta C_{\text{réseau}} = +100\%$



EFFETS DU DÉSORDRE SUR $C_{\text{réseau}}$

B) Contribution des systèmes à 2 niveaux

Dans les verres, \exists contribution excédentaire:

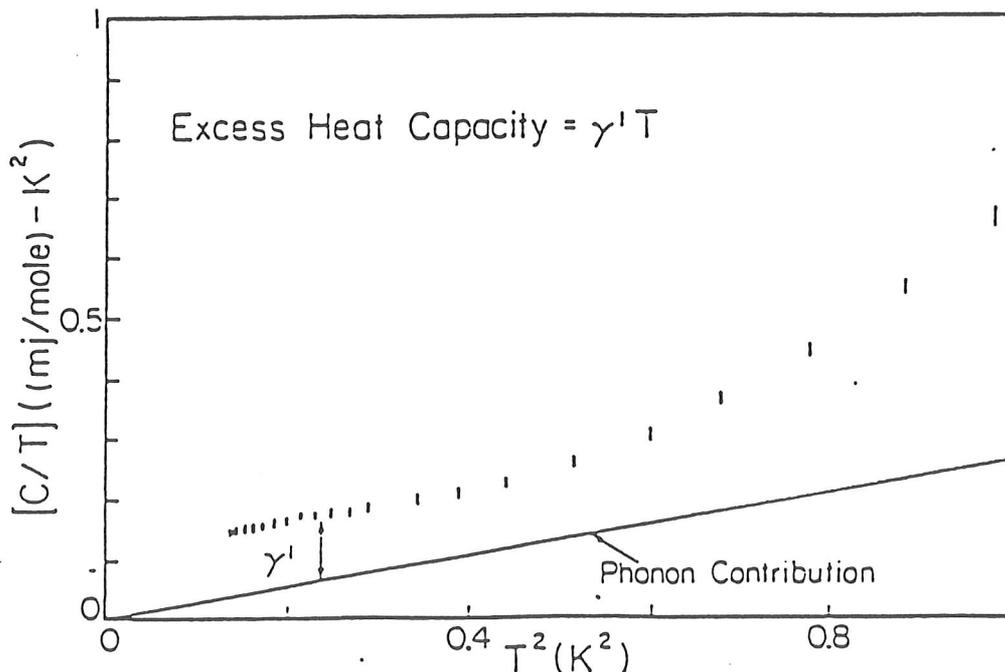
$$C_{2 \text{ niveaux}} \propto \gamma' T^\alpha, \text{ avec } \alpha \approx 0.8 - 1.1$$

Ce terme est associé à une entropie de désordre atomique pouvant osciller entre deux positions ;

La distribution en énergie de la densité de niveaux conduit à une densité d'états constante :

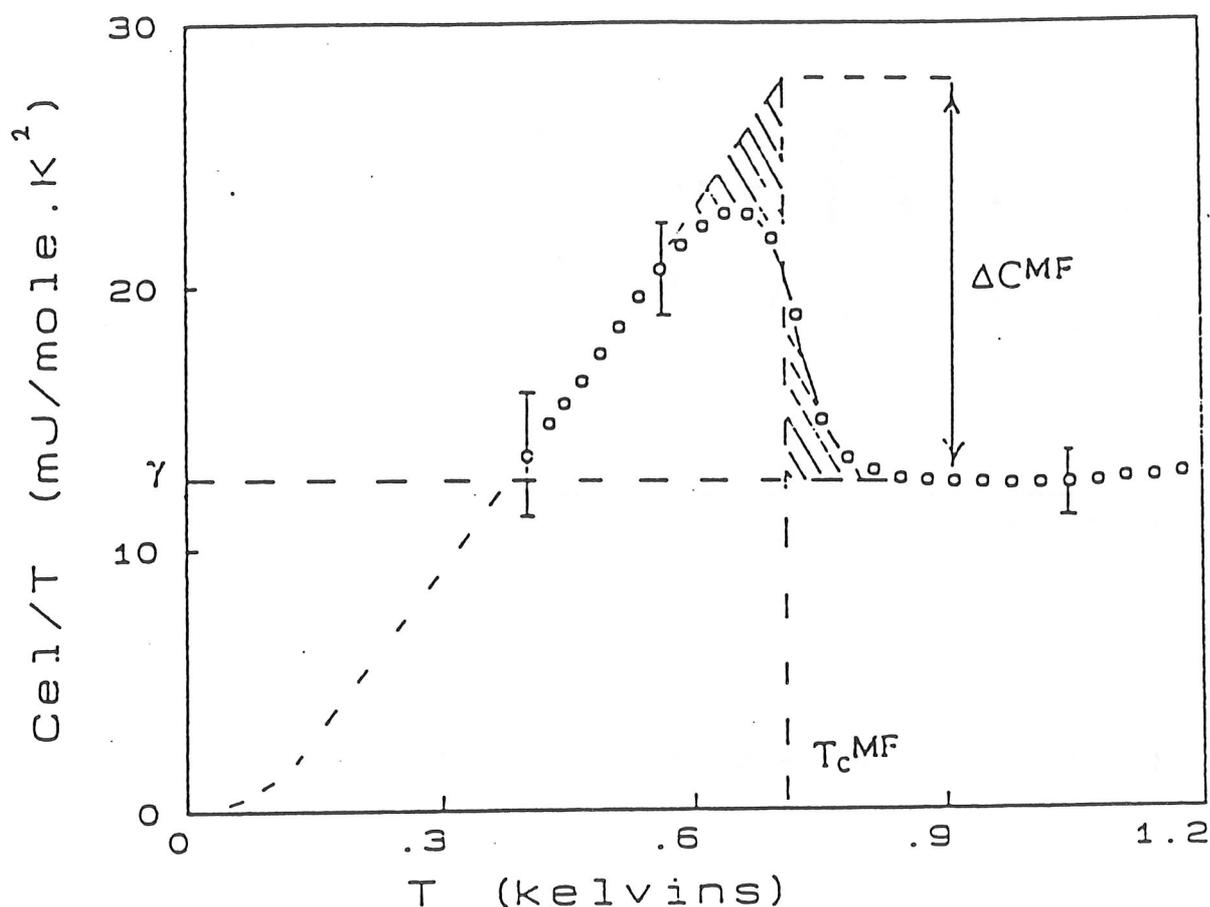
$$\Rightarrow C_{2 \text{ niveaux}} \propto \gamma' T, \text{ avec } \gamma' \approx 0.1 \text{ mJ/mole.K}^2$$

$\gamma' \approx 1/100^e$ du γ d'un métal de transition.



TRANSITION SUPRACONDUCTRICE

après soustraction de $C_{réseau}$:



$\int \frac{C}{T} dT$ est homogène à une entropie

hachuré : entropie des fluctuations

ΔC_{MF} : saut champ-moyen

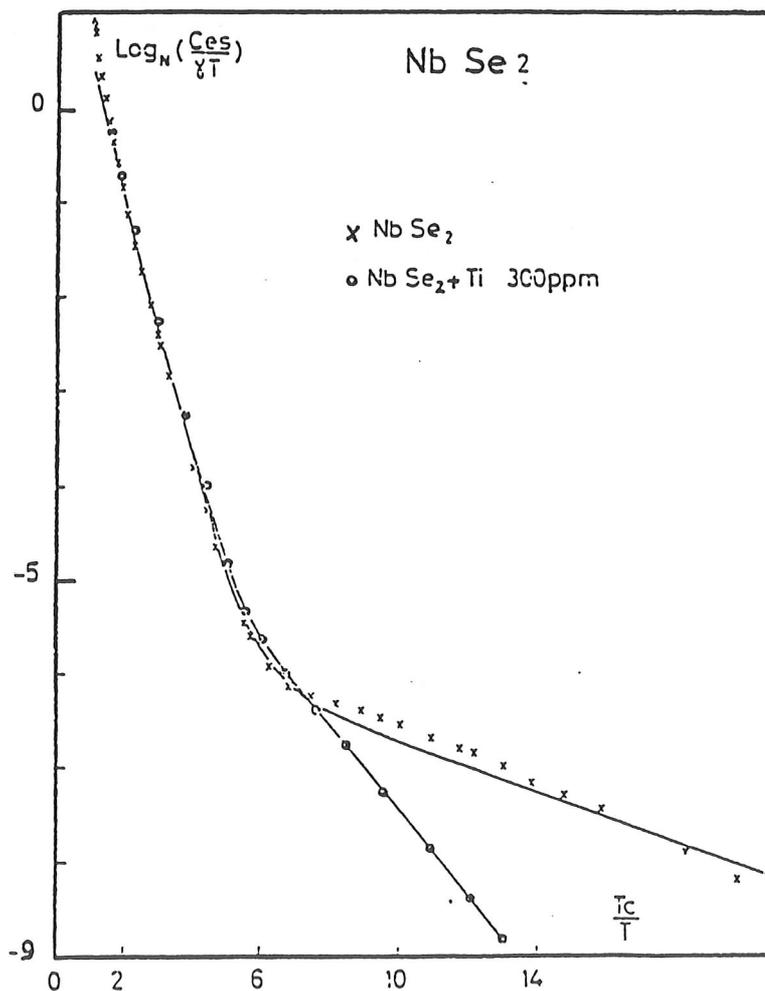
T_c^{MF} : T_c correspondante

DÉCROISSANCE EXPONENTIELLE DANS UN SUPRACONDUCTEUR ANISOTROPE

Gap $\Delta \Rightarrow$ décroissance exponentielle observée;
Mais ATTENTION si \exists 2 gaps Δ_0 et Δ_{min} :

$$C_{es} = a \exp\left(\frac{\Delta_0}{T}\right) + b \exp\left(\frac{-\Delta_{min}}{T}\right)$$

C_{es} (gap minimum Δ_{min}) \gg C_{es} (gap moyen Δ_0)



CHALEUR SPÉCIFIQUE NUCLÉAIRE

- 1 - CALCUL DE C_N :

Entropie d'un système de spin σ :

$$S = R \text{Log}(2\sigma + 1)$$

$$Z = \sum_{i=1}^n e^{-\beta E_i} \quad : \text{ fonction de partition}$$

(n : nombre d'états nucléaires)

$$\text{si } \beta E_i \ll 1 \Rightarrow Z \approx \sum_{i=1}^n \left(1 - \beta E_i + \frac{1}{2} \beta^2 E_i^2 \right)$$

Énergie nucléaire :

$$\langle E \rangle = -\frac{\partial}{\partial \beta} \text{Log } Z = -\frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta} = -\frac{\beta}{n} \text{trace } H^2$$

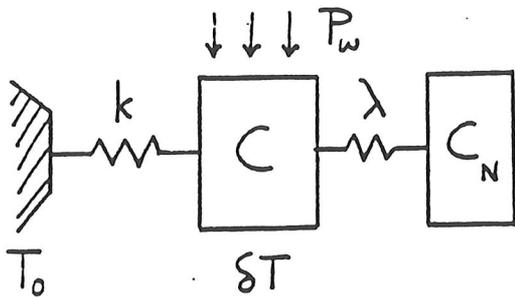
Chaleur spécifique C_N :

$$C_N = \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} = \frac{1}{nk_B T^2} \text{trace } H^2 \propto \frac{1}{T^2}$$

CHALEUR SPÉCIFIQUE NUCLÉAIRE

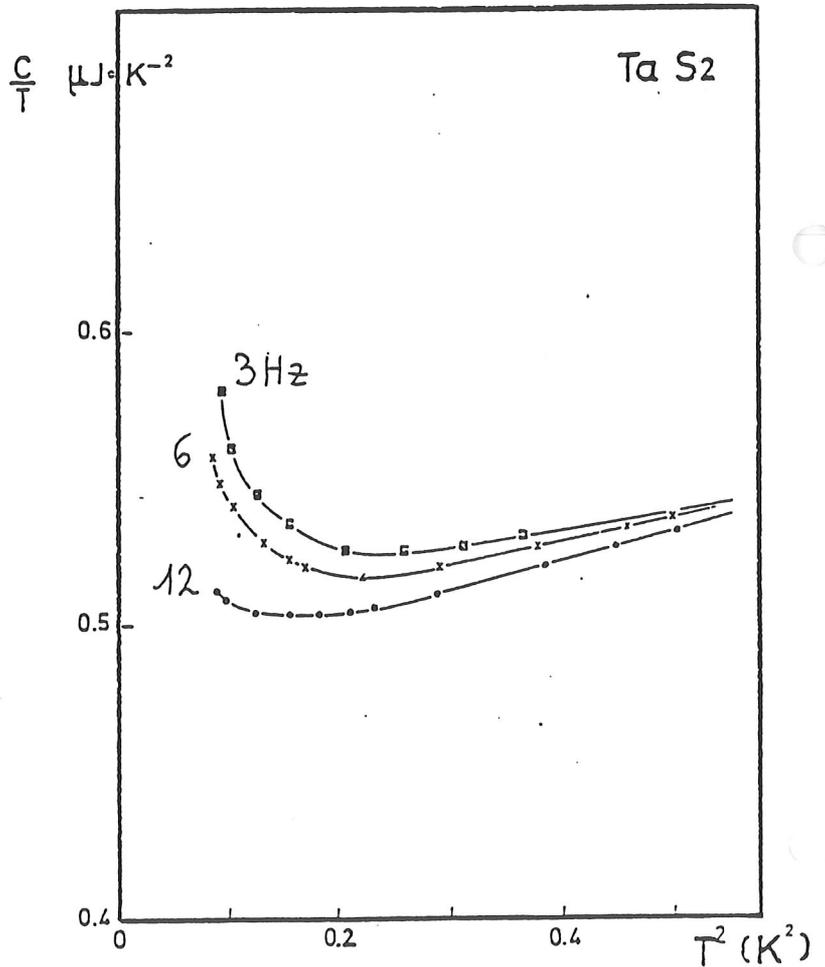
- 2 - CONSÉQUENCES À BASSE T

Équilibre thermique entre phonons et noyaux:



$$\tau = \frac{C}{k} \quad T_1 = \frac{C_N}{\lambda}$$

Le couplage avec le bain thermique est associé au T_1 nucléaire.



En régime permanent, si $\omega\tau \gg 1$ et $T_1 \ll \tau$:

$$C_{Mes}^2 \approx C^2 \left(1 + \frac{1}{\omega^2 T_1^2} \frac{C_N}{C} \left(\frac{C_N}{C} + 2 \right) \right)$$

Conduction Thermique
Diffusion de la chaleur à basse température

Pierre Garoche

Laboratoire de physique des solides CNRS

Université de Paris Sud
Bat 510
91405 ORSAY

Détecteurs cryogéniques
Balaruc les Bains
15 novembre 1999

Avantages des bolomètres

- Conversion de l'énergie en phonons
- Très faible quantum d'énergie des phonons :
 $E_{\text{ph}} \cong 10 \mu\text{eV}$ (à 300 mK)
- Très grand nombre d'excitations générées
 \Rightarrow excellente résolution
- Les fonctions "*absorbeur*" et "*senseur thermique*" sont séparées
- Insensibilité du senseur aux dommages :
 \Rightarrow grande durée de vie du détecteur

- Problème du temps de réponse

Diffusion de la chaleur

Comment améliorer la sensibilité ?

– Conversion de l'énergie E en *chaleur* :

$$\text{variation de la température : } \Delta T = \frac{E}{C_T}$$

augmenter $\Delta T \Rightarrow$ réduire C_T

Deux possibilités :

◆ réduire la température de fonctionnement

◆ réduire le volume du bolomètre

– Conversion de la chaleur en variation de la résistance électrique :

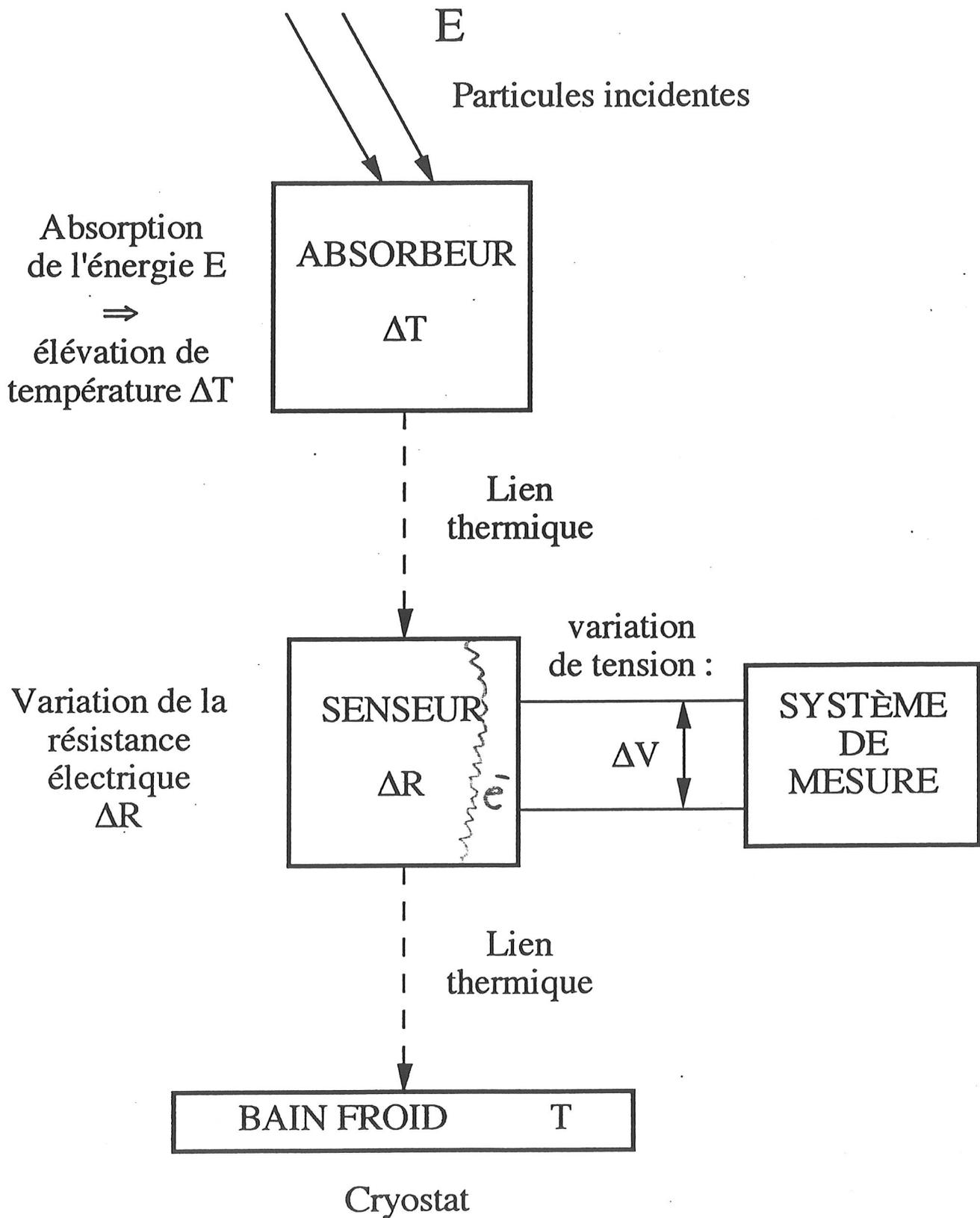
◆ dépend du senseur choisi

◆ doit générer un ΔR mesurable

◆ doit avoir une faible C_p

Le temps de réponse est relié à la conduction thermique

Bolomètre : le principe de la détection



4^e Ecole d'Automne

Détection de rayonnements à très basse température

Balaruc les Bains du 14 au 20 novembre 1999

Physique et techniques des basses températures
détecteurs cryogéniques, acquisition et traitement des signaux.

**« CHALEURS SPÉCIFIQUES
ANORMALES »**

Maurice CHAPPELLIER

DRTBT 1999-05

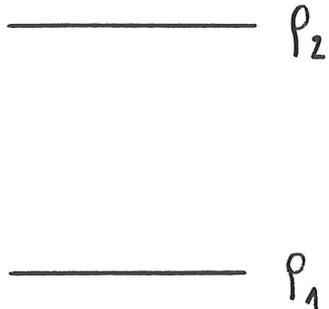
M. Chapellier SPEC

Chaleurs spécifiques particulières Cours Balaruc Nov 99

I Anomalie de Schottky

Calculons la chaleur spécifique d'un système à deux niveaux séparés par l'énergie E

Le rapport des populations à l'équilibre est donné par l'exponentielle de Boltzmann

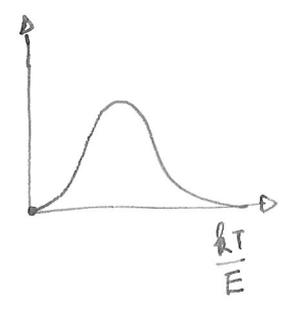


$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

avec $\rho_1 + \rho_2 = 1$

On a donc, pour l'énergie interne du système

$$U = \frac{E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)}$$



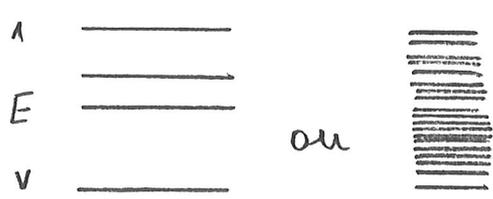
Pour des températures $kT \gg E$ on peut développer les exponentielles.

Il vient

d'où $C = \frac{\partial U}{\partial T} = \frac{E}{2} \cdot \frac{E}{kT^2}$

La chaleur spécifique varie en T^{-2}

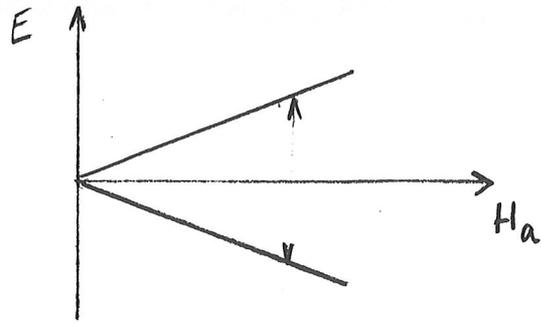
$\approx \frac{E}{T}$ au maxi.



La situation est beaucoup plus générale, pour un nombre quelconque de niveaux séparés par une énergie totale E, pour $kT \gg E$ on aura toujours une chaleur spécifique en T^{-2}

Exemples

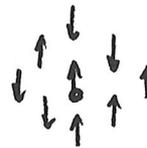
Spin 1/2 dans un champ magnétique externe



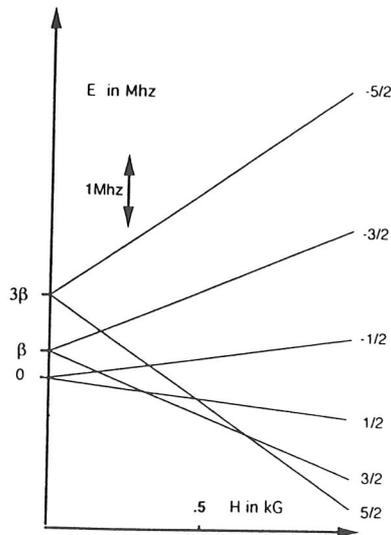
ou dans le champs interne produit par une impureté magnétique



ou champs moyens produit par les voisins (CMN)



Spins >1/2 soit dans un champs magnétique externe mais aussi dans le gradient du champs électrique produit par les ions voisins (à condition que l'environnement ne soit pas cubique auquel cas le gradient est nul) on donne ci dessous le diagramme d'énergie du spin nucléaire de l'Al dans le saphir. Dès T=.250 K la chaleur spécifique quadrupolaire est égale à la chaleur due aux phonons mais elle croit comme T^{-2}



$\beta = 360 \text{ kHz}$

Fig. 1. Energy levels of Al nuclei in a magnetic field along the c-axis.

Nous donnons ci dessous une table des fréquences de résonance des différents noyaux , avec pour les spins >1/2 la valeur du moment quadrupolaire

R 1111

ISOTOPE (Z, A)	FREQUENCY of γ rays in Mc for a 10 Kilograms field	NATURAL ABUNDANCE %	RELATIVE SENSITIVITY for equal number of nuclei constant field	MAGNETIC MOMENT μ in multiples of the nuclear magneton (in μ_N)	SPIN I in multiples of $\frac{1}{2}$	ELECTRIC QUADRUPOLE MOMENT Q in 10^{-28} cm ²
H ¹	29.1670	100	0.322	0.0855	1/2	—
H ²	42.5759	99.9844	1.000	1.000	1/2	—
H ³	6.33566	1.56 × 10 ⁻²	9.65 × 10 ⁻³	0.409	1	2.77 × 10 ⁻³
H ⁴	45.414	—	1.21	1.07	1/2	—
H ⁵	32.135	10 ⁻⁵ - 10 ⁻⁷	0.142	0.762	1/2	—
H ⁶	6.265	7.43	8.50 × 10 ⁻³	0.392	1	4.6 × 10 ⁻⁴
H ⁷	16.547	92.57	0.294	1.94	3/2	-0.1
H ⁸	5.983	100	1.39 × 10 ⁻²	0.703	3/2	2 × 10 ⁻²
H ⁹	4.575	18.83	1.99 × 10 ⁻²	1.72	3	7.4 × 10 ⁻²
H ¹⁰	13.660	81.17	0.165	1.60	3/2	3.55 × 10 ⁻²
H ¹¹	10.705	1.108	1.59 × 10 ⁻²	0.251	1/2	—
H ¹²	3.076	99.635	1.01 × 10 ⁻³	0.193	1	—
H ¹³	4.315	0.365	1.04 × 10 ⁻³	0.101	1/2	7.1 × 10 ⁻²
H ¹⁴	5.772	3.7 × 10 ⁻²	2.91 × 10 ⁻²	1.88	5/2	-4 × 10 ⁻³
H ¹⁵	40.055	100	0.833	0.941	1/2	—
H ¹⁶	3.363	0.257	2.46 × 10 ⁻³	0.395	3/2	—
H ¹⁷	4.434	—	1.81 × 10 ⁻²	1.67	3	—
H ¹⁸	11.362	100	9.25 × 10 ⁻²	1.32	3/2	0.1
H ¹⁹	3.22	—	11.5 × 10 ⁻³	2.02	4	—
H ²⁰	2.668	10.05	2.88 × 10 ⁻³	0.714	5/2	—
H ²¹	11.694	100	0.206	3.04	5/2	0.149
H ²²	8.158	4.70	7.44 × 10 ⁻³	0.199	1/2	—
H ²³	17.230	100	6.63 × 10 ⁻³	0.405	3/2	—
H ²⁴	3.366	0.74	2.26 × 10 ⁻²	0.384	3/2	-0.053
H ²⁵	7.08	—	8.50 × 10 ⁻³	0.597	3/2	—
H ²⁶	4.172	75.4	4.70 × 10 ⁻³	0.496	3/2	-7.9 × 10 ⁻²
H ²⁷	4.893	—	1.21 × 10 ⁻²	0.919	2	-0.168
H ²⁸	3.472	24.6	2.71 × 10 ⁻³	0.408	3/2	-6.21 × 10 ⁻²
H ²⁹	1.937	93.08	5.08 × 10 ⁻¹	0.233	3/2	+0.07
H ³⁰	2.470	1.19 × 10 ⁻²	5.21 × 10 ⁻³	1.55	4	—
H ³¹	1.092	6.91	8.44 × 10 ⁻³	0.128	3/2	—
H ³²	4.34	—	8.50 × 10 ⁻³	0.816	2	—
H ³³	2.865	0.13	6.40 × 10 ⁻²	1.41	2	—
H ³⁴	10.344	100	0.301	5.10	7/2	-0.22
H ³⁵	2.400	7.75	2.09 × 10 ⁻²	0.658	5/2	—

ISOTOPE (Z, A)	FREQUENCY of γ rays in Mc for a 10 Kilograms field	NATURAL ABUNDANCE %	RELATIVE SENSITIVITY for equal number of nuclei constant field	MAGNETIC MOMENT μ in multiples of the nuclear magneton (in μ_N)	SPIN I in multiples of $\frac{1}{2}$	ELECTRIC QUADRUPOLE MOMENT Q in 10^{-28} cm ²
V ⁵⁰	2.401	5.51	3.76 × 10 ⁻³	1.18	7/2	—
V ⁵¹	10.2	0.24	0.288	5.03	7/2	—
V ⁵²	4.245	0.34	5.55 × 10 ⁻³	5.58	6	—
V ⁵³	11.183	~100	0.392	5.1392	7/2	0.2
V ⁵⁴	2.408	9.54	9.03 × 10 ⁻¹	0.28	3/2	—
V ⁵⁵	11.100	—	0.362	5.42	7/2	—
V ⁵⁶	10.553	100	0.178	2.89	5/2	0.6
V ⁵⁷	1.38	2.245	3.38 × 10 ⁻³	3.2 × 10 ⁻²	1/2	—
V ⁵⁸	7.347	—	0.137	4.60	4	—
V ⁵⁹	10.1	—	0.283	5.00	7/2	—
V ⁶⁰	15.44	—	0.382	2.90	2	—
V ⁶¹	20.103	100	0.281	4.98	7/2	—
V ⁶²	4.6	1.25	5 × 10 ⁻³	4.3	5/2	—
V ⁶³	3.79	69.09	3.33 × 10 ⁻²	0.445	3/2	-0.18
V ⁶⁴	11.285	—	9.31 × 10 ⁻²	1.33	3/2	—
V ⁶⁵	3.0	—	9.79 × 10 ⁻²	0.791	1	—
V ⁶⁶	12.090	30.91	1.14	1.43	3/2	-0.15
V ⁶⁷	2.664	4.12	2.88 × 10 ⁻²	0.730	5/2	0.18
V ⁶⁸	10.949	60.2	6.81 × 10 ⁻²	1.200	3/2	0.178
V ⁶⁹	12.934	39.8	0.142	1.595	3/2	0.112
V ⁷⁰	1.485	7.61	1.40 × 10 ⁻²	1.15	9/2	-0.2
V ⁷¹	7.202	100	2.51 × 10 ⁻²	0.856	3/2	0.3
V ⁷²	—	—	—	—	—	—
V ⁷³	8.131	7.50	6.93 × 10 ⁻³	0.191	5/2	1.1
V ⁷⁴	2.211	—	2.94 × 10 ⁻³	1.09	7/2	0.7
V ⁷⁵	10.667	50.57	7.86 × 10 ⁻³	2.0991	3/2	0.34
V ⁷⁶	11.499	49.43	9.85 × 10 ⁻³	1.35	3/2	0.28
V ⁷⁷	1.64	11.55	1.88 × 10 ⁻³	1.27	9/2	0.15
V ⁷⁸	1.70	—	2.06 × 10 ⁻³	1.31	9/2	2.5
V ⁷⁹	10.2	—	6.80 × 10 ⁻²	1.19	3/2	—
V ⁸⁰	—	—	—	—	—	—
V ⁸¹	—	—	—	—	—	—
V ⁸²	—	—	—	—	—	—
V ⁸³	—	—	—	—	—	—
V ⁸⁴	—	—	—	—	—	—
V ⁸⁵	—	—	—	—	—	—
V ⁸⁶	—	—	—	—	—	—
V ⁸⁷	—	—	—	—	—	—
V ⁸⁸	—	—	—	—	—	—
V ⁸⁹	—	—	—	—	—	—
V ⁹⁰	—	—	—	—	—	—
V ⁹¹	—	—	—	—	—	—
V ⁹²	—	—	—	—	—	—
V ⁹³	—	—	—	—	—	—
V ⁹⁴	—	—	—	—	—	—
V ⁹⁵	—	—	—	—	—	—
V ⁹⁶	—	—	—	—	—	—
V ⁹⁷	—	—	—	—	—	—
V ⁹⁸	—	—	—	—	—	—
V ⁹⁹	—	—	—	—	—	—
V ¹⁰⁰	—	—	—	—	—	—

ISOTOPE (Z, A)	FREQUENCY of γ rays in Mc for a 10 Kilograms field	NATURAL ABUNDANCE %	RELATIVE SENSITIVITY for equal number of nuclei constant field	MAGNETIC MOMENT μ in multiples of the nuclear magneton (in μ_N)	SPIN I in multiples of $\frac{1}{2}$	ELECTRIC QUADRUPOLE MOMENT Q in 10^{-28} cm ²
Ag ¹⁰⁷	1.723	51.35	6.62 × 10 ⁻³	0.1130	1/2	—
Ag ¹⁰⁹	1.981	48.65	1.01 × 10 ⁻²	0.1299	1/2	—
Ag ¹¹⁰	2.21	—	1.40 × 10 ⁻¹	-0.145	1/2	—
Ag ¹¹¹	9.028	12.86	9.54 × 10 ⁻³	-0.3022	1/2	—
Ag ¹¹²	9.444	12.34	1.09 × 10 ⁻²	-0.6135	1/2	—
Ag ¹¹³	9.310	4.16	0.345	5.1900	9/2	0.70
Ag ¹¹⁴	0.329	85.84	0.347	5.3073	9/2	0.61
Ag ¹¹⁵	13.92	0.35	4.32 × 10 ⁻²	-0.9132	1/2	—
Ag ¹¹⁶	15.17	7.97	4.52 × 10 ⁻²	-0.9919	1/2	—
Ag ¹¹⁷	13.37	8.06	5.15 × 10 ⁻²	-1.0109	1/2	—
Ag ¹¹⁸	10.19	57.25	0.169	3.3117	5/2	-0.33
Ag ¹¹⁹	5.518	42.75	1.57 × 10 ⁻²	2.5334	7/2	-0.65
Ag ¹²⁰	11.16	0.89	1.80 × 10 ⁻²	-0.7319	1/2	—
Ag ¹²¹	13.45	7.03	3.16 × 10 ⁻²	-0.8534	1/2	—
Ag ¹²²	—	—	—	—	—	—
Ag ¹²³	—	—	—	—	—	—
Ag ¹²⁴	—	—	—	—	—	—
Ag ¹²⁵	—	—	—	—	—	—
Ag ¹²⁶	—	—	—	—	—	—
Ag ¹²⁷	—	—	—	—	—	—
Ag ¹²⁸	—	—	—	—	—	—
Ag ¹²⁹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³⁰	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³¹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³²	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³³	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³⁴	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³⁵	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³⁶	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³⁷	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³⁸	—	—	—	—	—	—
Ag ¹³⁹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴⁰	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴¹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴²	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴³	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴⁴	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴⁵	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴⁶	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴⁷	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴⁸	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁴⁹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵⁰	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵¹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵²	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵³	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵⁴	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵⁵	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵⁶	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵⁷	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵⁸	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁵⁹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶⁰	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶¹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶²	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶³	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶⁴	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶⁵	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶⁶	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶⁷	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶⁸	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁶⁹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷⁰	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷¹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷²	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷³	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷⁴	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷⁵	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷⁶	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷⁷	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷⁸	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁷⁹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸⁰	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸¹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸²	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸³	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸⁴	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸⁵	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸⁶	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸⁷	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸⁸	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁸⁹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁹⁰	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁹¹	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁹²	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁹³	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁹⁴	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁹⁵	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁹⁶	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁹⁷	—	—	—	—	—	—
Ag ¹⁹⁸	—	—	—	—	—	—

Autre cas : degré de liberté interne « caché »

Les groupes CH_3 (groupe méthyl) ont la faculté de tourner autour de l'axe ternaire avec une énergie quantifiée dépendant de l'environnement mais en générale de plusieurs dizaines de K .

l'hydrogène moléculaire H_2 a un état de base $J=0$ $I=0$

Il n'est donc pas magnétique (parahydrogène suivant une nomenclature ancienne qui prêter à confusion . Cette état est séparé de l'état excité suivant $J=1$ $I=1$ qui a du magnétisme nucléaire. Ces deux états sont séparés par 86K

Etat vitreux: les substances amorphes , à basses températures ont une chaleur spécifique particulière $C \propto T$ expliquée par la présence de systèmes à deux niveaux (TLS pour two levels systems en anglais) dont les énergies $\gg kT$ est distribuée de façon uniforme

II) Mises en équilibre thermique. Temps de relaxation.

Les chaleurs spécifiques précédentes sont définies à l'équilibre thermique. Dans une expérience de bolométrie l'augmentation de température peut être très rapide, et ce qui importe est ce qui peut se passer avant que l'énergie reçue retourne au bain thermique. Un degré de liberté très mal couplé ne sera pas comptabilisé dans le bilan thermique et ne diminuera pas les signaux attendus.

Nous allons passer en revue rapidement les processus qui concourent à la mise en équilibre thermique

Pour un système à deux niveaux , il faut connaître quelle perturbation couple ces niveaux entre eux (et au bain).

De façon assez générale pour des spins nucléaires, un champ de radiofréquence à la fréquence $E = \hbar\nu$ induit des transitions entre ces deux niveaux. Il faut donc trouver dans ce qui vient de l'agitation thermique un champ de radiofréquence induit, par exemple par les électrons de conduction ou des impuretés magnétiques, une perturbation qui contient une composante de Fourier à la fréquence de résonance.

Métaux:

Ce sont les électrons de conduction, qui ont une interaction de contact avec les spins nucléaires qui vont relaxer les noyaux. On peut montrer que le temps caractéristique obtenu que l'on appelle T_1 suit la loi de Korringa $T_1 T = \text{cte}$

Il n'existe malheureusement peu de données mais les ordres de grandeurs sont dans ce qui suit

métal	AL	Cu ₆₃	Cu ₆₅	Pt	Li	Na
$T_1 T$ (secK)	1.77	1.27	1.04	.03	43	5

La valeur petite de $T_1 T$ du platine est due à la grande densité électronique au niveau de Fermi pour ce métal.

$T_1 T$ s'écrit

$$T_1 T = \frac{E_F^2}{k \hbar^3} \frac{1}{\gamma_e^2 \gamma_n^2} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^2 \frac{1}{|\psi(0)|^4}$$

ou

γ_e et γ_n sont les rapports gyromagnétique électronique et nucléaire. $\psi(0)$ est la fonction d'onde électronique normalisée au volume atomique

Remarque: Ces données concernent les métaux de grande pureté. Il suffit de quelques dizaines de ppm d'impuretés magnétiques pour diminuer considérablement $T_1 T$

Nous donnons également les temps de relaxations de noyaux métalliques dans des matrices ferromagnétiques.

Nuclear Spin-Lattice Relaxation Time τ_1 for Most of the Systems of Table I^a

Thermometer	$\tau_1 T$, sec · K	τ_1 (lim), sec
⁵⁴ MnFe	0.12	≅ 10
⁵⁴ MnNi		< 20
⁶⁰ CoFe	0.89	≅ 65
⁶⁰ CoNi		< 30
⁶⁰ Co _{fcc} Co	0.55	≅ 20

^aNote: Values for ⁵⁴MnFe, ⁶⁰CoFe, and ⁶⁰Co_{fcc}Co are from Refs. 15a and 15c. The numerical values of τ_1 (lim) for ⁵⁴MnNi and ⁶⁰CoNi are based on our measurements. All data have been calculated by assuming a single exponential relaxation.

Isolants :

Nous allons traiter de la relaxations des ions magnétiques car ils sont les principaux agents de relaxation pour les spins nucléaires et partant pour l'énergie quadrupolaire.

Entre deux niveaux electronique, il peut avoir un échange de phonons qu e l'on appelle processus direct. Il est du a la modulation des niveaux induite par le déplacement produit par ondes elastiques. Nous renvoyons nos lecteur au court et remarquable article de R. Orbach Spins lattice relaxation in Solids.

Le système étudié est représenté par la fig 1 ou nous allons nous intéresser aux niveaux a et b

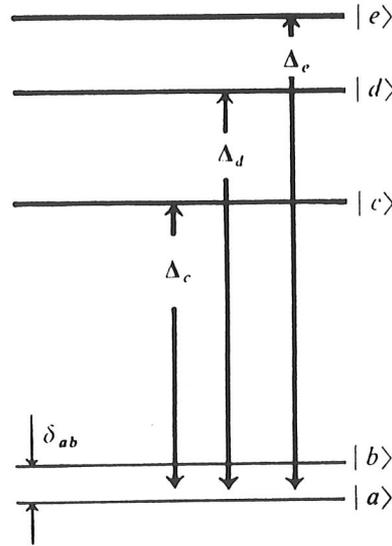


FIG. 1

A representative spin system. δ_{ab} is the energy splitting between the lowest two eigenstates $|a\rangle$ and $|b\rangle$. $\Delta_c, \Delta_d, \dots$ are the energy splittings from the mean energy of $|a\rangle$ and $|b\rangle$ to the levels $|c\rangle, |d\rangle, \dots$

Le processus à un phonon ou processus directe est représenté par la fig2.

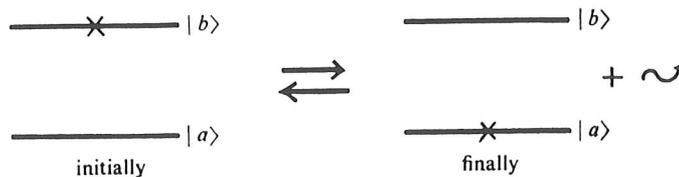


FIG. 2

A schematic drawing of the direct process. Initially the spin is in the eigenstate $|b\rangle$; a transition is effected to the eigenstate $|a\rangle$ and a phonon is emitted of energy δ_{ab} .

Un calcul complet conduit à la formule suivante:

Usually, $\delta_{ab} \ll kT$. Under this condition,

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{3\delta_{ab}^2 kT}{\pi \rho v^5 \hbar^4} |\langle a | V_{cf}^{(1)} | b \rangle|^2.$$

Le terme de droite est un élément de matrice dépendant du champ cristallin.

Si les deux états a et b sont un niveau de spin $1/2$ avec un champ magnétique extérieur, alors l'élément de matrice s'annule. Il faut aller à un ordre supérieur en faisant intervenir d'autres niveaux. On obtient alors

The relaxation time, using $g\beta H = \delta_{ab}$, is then given by

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{12\beta^2 g^2 H^4 kT}{\pi \rho v^5 \hbar^4 \Delta_c^2} |\langle c | \mu | a \rangle \langle a | V_{cf}^{(1)} | c \rangle|^2, \dots$$

Un processus à deux phonons existe aussi, il va permettre d'utiliser tout le spectre de phonons en absorbant et émettant deux phonons dont la différence d'énergie est égale à δ_{ab}

Le processus le plus important est le processus direct, le seul restant en lice à très basse température. Les interactions entre les impuretés magnétiques et les noyaux font intervenir ce temps caractéristique au premier ordre bien que dans certains cas un paramètre de gel intervient quand l'impureté magnétique devient complètement orientée. Elle n'a alors plus de degré de liberté et cesse d'agir sur les noyaux voisins.

Processus spins spins

Si deux systèmes ont des croisements d'énergie, alors un échange rapide peut prendre place avec une conservation directe de l'énergie. Un exemple est donné dans la relaxation de l'énergie quadrupolaire de Al dans le saphir. Les impuretés de fer constituent un réservoir d'énergie directement couplé au quadrupolaire à champs magnétique nul. Ils constituent une voie privilégiée pour la thermalisation de l'énergie.

Références bibliographiques:

Chaleurs spécifiques "anormales"

N. Phillips

J. Appli Phy	37	3577	(1966)	Constantan
RSI	34	782	(1963)	Constantan et manganin
RSI	36	1382	(1965)	idem + alliage W-Pt

Aucun de ces articles ne présente une quelconque indication de temps de relaxation. On ne peut en déduire que, à l'échelle de temps (sec) utilisé pour changer la température, le système se met en équilibre. Il est probable que dans ces alliages magnétiques, le temps est court (?)

Interaction quadrupolaire, temps de relaxation dans les métaux

A. Abragam Principles of Magnetic Resonance Oxford Press
voir aussi J. Winter Magnetic Resonance in Metals Oxford Press

Temps de relaxation dans les solides isolants:

Spin Lattice Relaxation in ionic solid Manenkov and Orbach Edit Harper and Row 1966

Article de R. Orbach dans Ter Haar Edit:

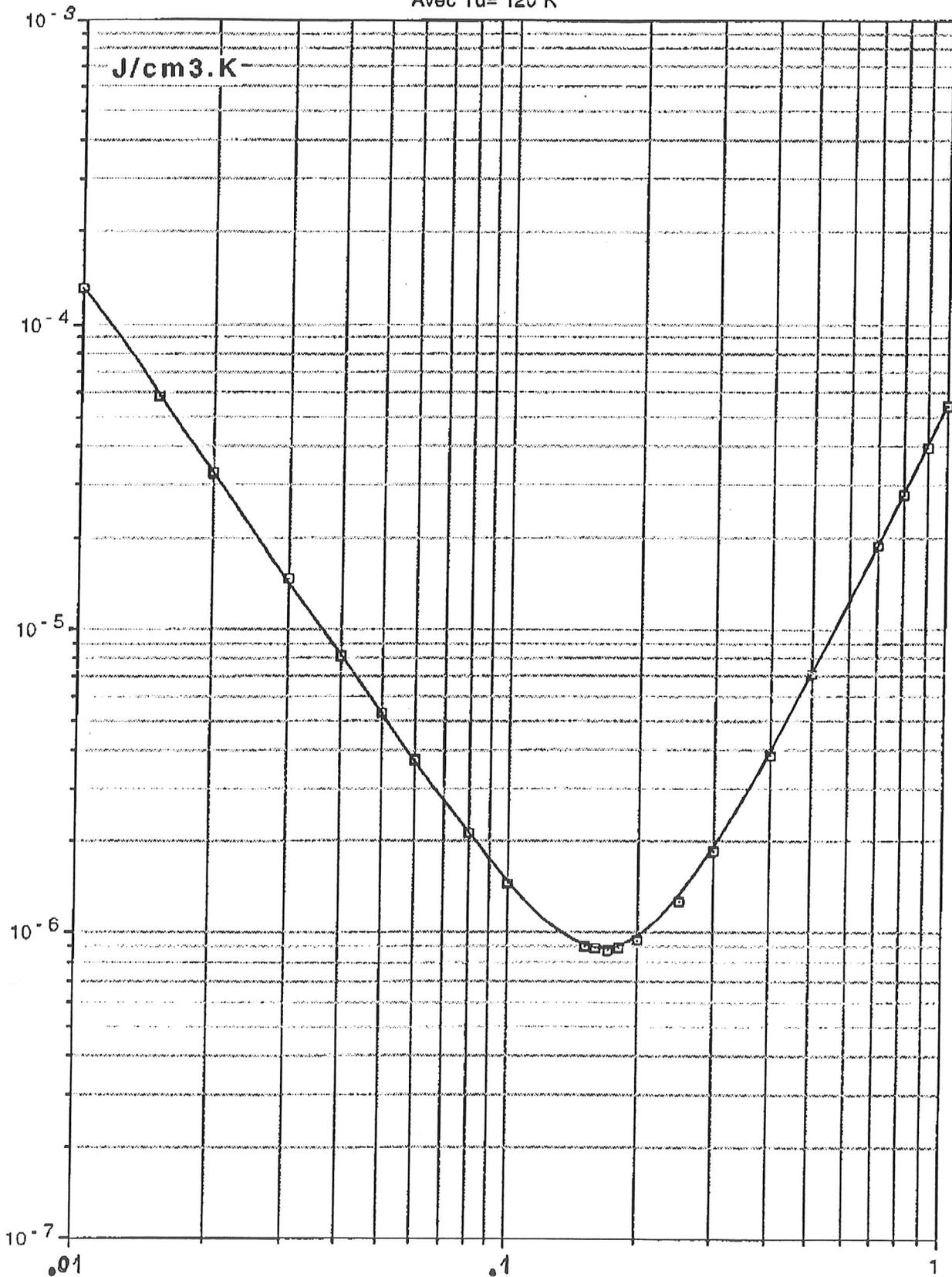
Spin nucléaire \rightarrow remontée BT.

(amorphe)

capacité calorifique théorique du Bismuth

$$C_v = 2,8 \cdot 10^{-7} T^2 + 2,1 \cdot 10^{-5} \cdot T + 1944 T^3 / T_d^3 \quad (\text{J/mole/K})$$

Avec $T_d = 120 \text{ K}$



$$\gamma = 0,021 \text{ mJ/mole/K}^2$$

$$d = 9,78 \text{ g/cm}^3$$

$$M = 208,98 \text{ g}$$

↑ 100mk

↑ 300mk.

$$\bar{V}_m = \frac{208,98}{9,78} = 21,37 \text{ cm}^3/\text{mol}$$

N.Philips (Phys. Rev. 118, 644, 1960)

Conduction thermique

Le flux d'énergie ne dépend pas de la différence de température, mais du gradient de température !

Le flux de quasi-particules dans la direction x est:

$\frac{1}{2} n \langle |V_x| \rangle$ n est la concentration de particules

Elles transportent une énergie $C \Delta T = C l \frac{\partial T}{\partial x}$ en se déplaçant d'une région de température $T + \Delta T$ à une région de température T séparée par une distance égale au libre parcours moyen l .

$$Q = K \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$K = \frac{1}{3} C V l$$

V vitesse des quasi particules C chaleur spécifique

l libre parcours moyen.

On suppose la vitesse V constante. La conduction thermique résulte du transport d'énergie $C \Delta T$ à la vitesse V sur un libre parcours moyen l .

PROPAGATION DE LA CHALEUR

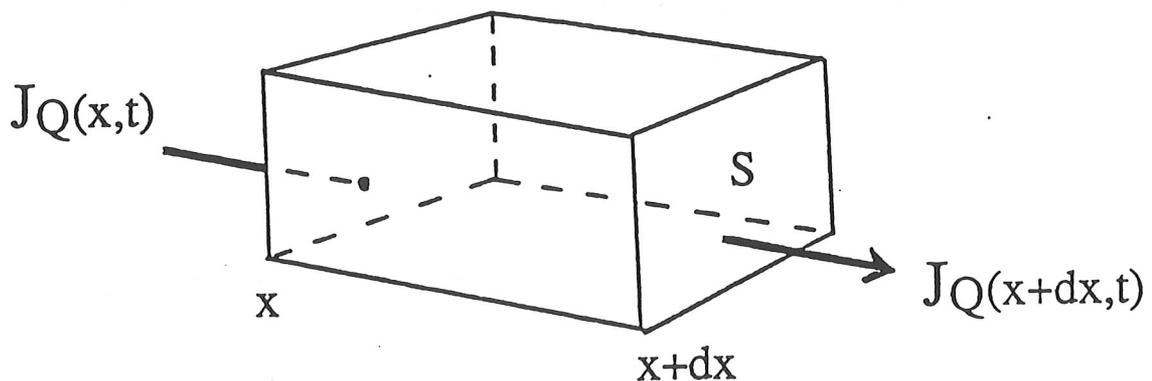
$$J_Q = \frac{d^2Q}{dS dt} = -K \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1^{\text{ère}} \text{ loi de Fourier})$$

T : température locale (en x, t)

J_Q : flux de chaleur (en W/m^2)

K : conductivité thermique (en $W/m \cdot ^\circ K$)

Le flux J_Q s'écoule vers les T décroissantes.



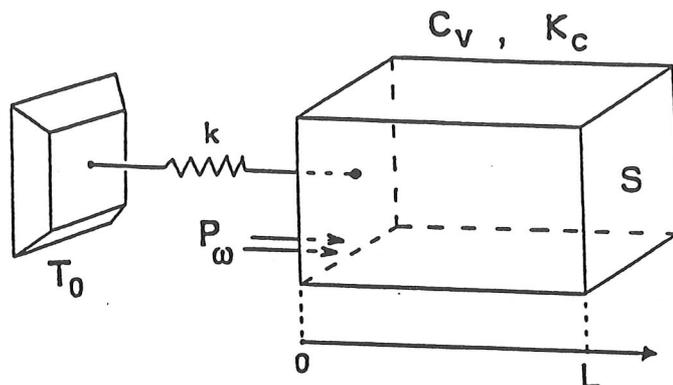
Bilan d'énergie (par unité de surface) :

$$-K \left(\frac{\partial T}{\partial x} (x,t) - \frac{\partial T}{\partial x} (x+dx,t) \right) dt = C_v dx \Delta T$$

C_v : chaleur spécifique volumique (en $J/m^3 \cdot ^\circ K$)

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx dt = C_v dx \frac{\partial T}{\partial t} dt$$

CONDUCTIVITÉ THERMIQUE K_c



$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K_c}{C_v} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{2ème loi de Fourier})$$

conditions aux limites :

$$\frac{\partial T}{\partial x}(L, t) = 0$$

$$-K_c S \frac{\partial T}{\partial x}(0, t) = P_0 (1 - e^{i\omega t}) - k (T(0, t) - T_0)$$

onde thermique stationnaire :

$$T(x, t) = \langle T \rangle + \delta T(x) e^{i\omega t + \varphi}$$

$$\langle T \rangle = T_0 + \frac{P_0}{k}$$

$$\delta T(x) = \delta T_1 (e^{q(x-L)} + e^{-q(x-L)})$$

$$q = q_0(1+i) \quad q_0 = \sqrt{\frac{\omega C_v}{2K_c}}$$

mesurer $\delta T(x=0)$ et $\varphi \Rightarrow$ calculer C_v et K_c

avec : P_0 et ω (excit.); S et L (éch.) et k (nanocalorimètre).

Conduction thermique à Basse température

± moins des atomes $c(\bar{v}) \lambda = \bar{v} \lambda$ $\lambda \downarrow \cdot c$ \rightarrow c \rightarrow $\rho c v$

La conduction thermique est limitée par :

- Les défauts,
- Les joints de grains,
- Les isotopes,
- L'épaisseur.

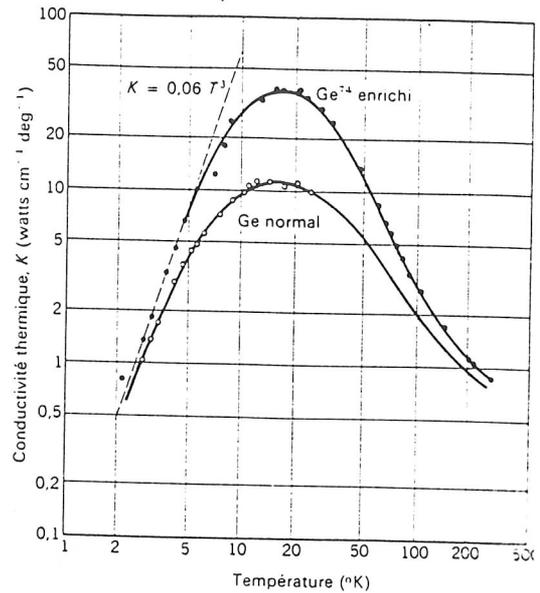


Figure 26 Effet isotopique sur la conduction thermique dans le germanium; il conduit à une multiplication par trois de la conductivité maximale. L'échantillon enrichi contient 96 % de Ge^{74} ; le germanium naturel contient 27 % de Ge^{70} , 27 % de Ge^{72} , 8 % de Ge^{73} , 37 % de Ge^{74} et 1 % de Ge^{76} . Au-dessous de 5 °K pour l'échantillon enrichi $K = 0,060 T^3$, ce qui s'accorde bien avec la théorie de Casimir de la résistance thermique due aux collisions avec les joints de grain. Les valeurs de la conductivité dans un libre parcours moyen de 1,80 mm, qui est effectivement de l'ordre du libre parcours calculé d'après la surface des grains : 1,57 mm [d'après T. H. GEBALLE et G. W. H. Phys. Rev., 110, 773 (1958)].

Loi en T^3 pour les phonons

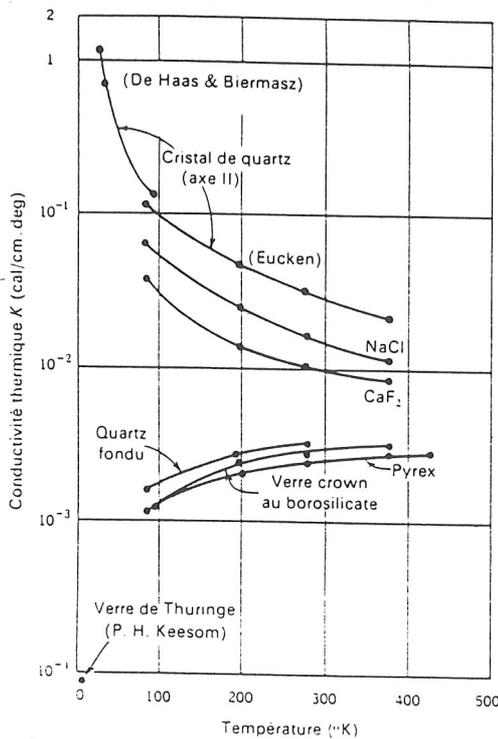


Figure 27 Variation de la conductivité thermique de divers cristaux et verres en fonction de la température.

Effets du désordre:

La conduction thermique est monotone.

Le libre parcours moyen est faible dans un verre.

$\lambda = \bar{v} \lambda$
en désordre.

Relation entre conduction électrique et conduction thermique.

$$K_{el} = 1/3 C_{el} V_F I_{el}$$

Ceci suppose $I_{el}(E) = I_{el}(\Delta T)$ *OK HT.*

Op on arrive à l'approximation d'un champ électrique.

Alors à haute température: $L = K/\sigma T$

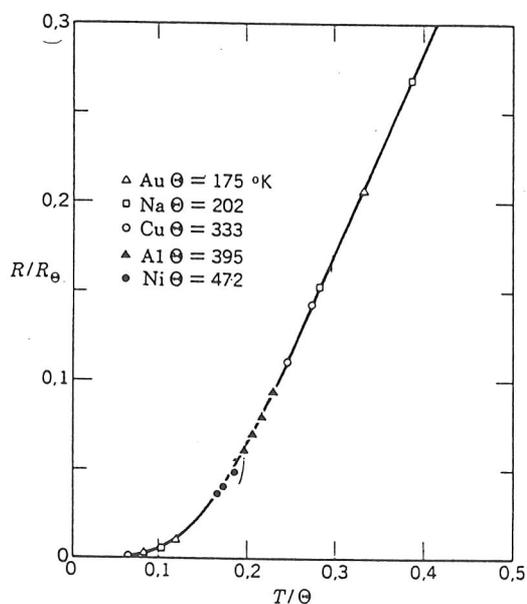


Figure 14 Variation théorique (Grüneisen) de la résistance électrique en fonction de la température, et valeurs expérimentales pour quelques métaux (d'après Bardeen).

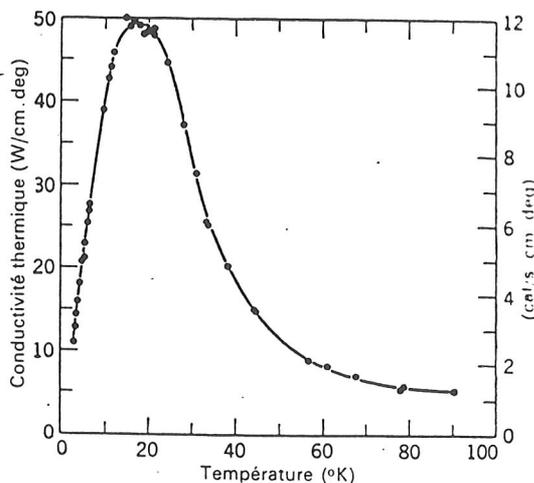


Figure 15 Conductivité thermique du cuivre (d'après Berman et MacDonald).

W.F. ou elligoy di'ordonn'.

Quadrupolar interactions in non-cubic crystal and related extra heat capacities. Possible effects on a sapphire bolometer

M. Bassou^{a,c}, M. Rotter^{b,c}, M. Bernier^c, M. Chapellier^{c,*}

^aUniversity of Tunis, Tunis, Tunisia

^bUniversity Charles Praha, Czech Republic

^cCEA/DSM/DRECAM/SPEC, Gif-sur-Yvette, France

Abstract

It is shown that in a non-cubic crystal, the extra heat capacity due to quadrupolar interaction of nuclear spins $> \frac{1}{2}$ could be much bigger than the phonon heat capacity when the temperature decreases. The possible coupling between quadrupolar and phonon heat reservoir via paramagnetic impurities is stressed. A NMR experiment done on sapphire is presented with an evaluation of the coupling between the two reservoirs and its consequence on the performance of the bolometer.

1. Introduction

The standard heat capacity in a pure dielectric crystal comes from quantized elastic excitations. This heat capacity decreases as T^3 , and hence could be reduced by lowering the temperature. Unfortunately, in crystals containing nuclear spins $I > \frac{1}{2}$ in a non-cubic lattice, those

spins interact with the existing gradient of the electric field. This field is produced mainly by the surrounding ions which lift the degeneracy of the nuclear levels, even in the absence of a magnetic field. As an example we take Al nuclei ($I = \frac{5}{2}$) in a crystal of sapphire. The gradient of the electric field having the cylindrical symmetry, the Hamiltonian in a magnetic field H directed along the c -axis takes a simple form [1]:

$$H = h\gamma H I_z + 1/2 h\beta I_z^2.$$

The corresponding energy diagram is shown in Fig. 1. In zero field there are three levels, each twofold degenerate. The value of β is 360 KHz. At thermal equilibrium (Boltzmann distribution) this produces an extra heat capacity given to first order ($h\beta/kT \ll 1$) by a Schottky law. Numerically one gets $C_q = 25.9(h\beta/kT)^2 \text{ J mole}^{-1} \text{ K}^{-1}$ which should be compared to the Debye law with a Debye temperature of 1100 K (and 5 atoms per unit cell) $C_{ph} = 7.3 \times 10^{-6} T^3 \text{ J mole}^{-1} \text{ K}^{-4}$. These two heat capacities are equal around 0.25 K. The main problem is then to know how these separate reservoirs are coupled. If there is no coupling between phonons and quadrupolar levels this extra capacity will have no influence on the properties of the bolometer.

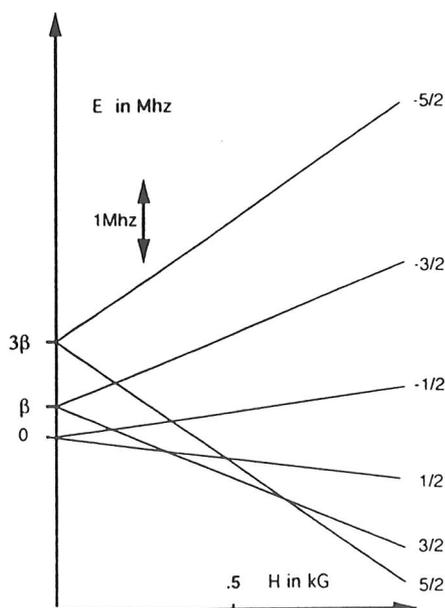


Fig. 1. Energy levels of Al nuclei in a magnetic field along the c -axis.

2. Coupling between C_q and C_{ph}

The only efficient way to exchange energy between the nuclear quadrupolar reservoir and the crystal is provided by the transverse component of an oscillating magnetic field around the resonant frequencies shown in Fig. 1. All

* Corresponding author. Tel. +33 1 69 087235, fax +33 1 69 088786, e-mail chap@amoco.saclay.cea.fr.

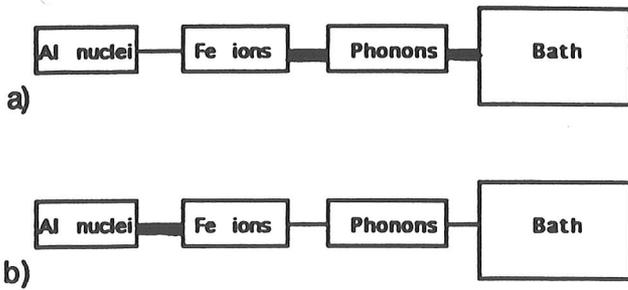


Fig. 2. Coupling between Al nuclei, Fe ions, phonons of the crystal and the main bath. (a) Applied magnetic field, (b) zero field. The strength of the coupling is visualized by the thickness of the line.

other mechanisms as direct phonons coupling give negligible contributions at very low temperature. Paramagnetic impurities which are always present in sapphire (mostly Fe^{3+}) with their large electronic magnetic moment are better coupled to the lattice, usually by exchange of a phonon (for phase space reasons this coupling increases with the applied magnetic field but is known to be still finite in zero field). The nuclei are coupled to the paramagnetic impurities, sometimes very strongly when there is a crossing in their frequencies. This situation occurs in zero applied field due to the dipolar broadening of the Fe^{3+} spin levels. The situation is summarized in Fig. 2, the coupling strength represented by the thickness of the line between the different thermal baths.

3. Measurement of Al spin temperature and coupling to the bath. Experimental procedure

The crystal is a sphere of 10 mm in diameter, containing 30 ppm of Fe. A dc magnetic field along the c -axis could be applied to the sample. The crystal is cooled by glueing with GE varnish on a bunch of copper wires attached to the mixing chamber of a dilution refrigerator. A NMR coil is wound around the crystal to produce a radiofrequency field perpendicular to both c -axis and dc field.

The system is prepared in a nonequilibrium state by cooling the Al spins after an adiabatic demagnetization of the Fe ions (which may be considered as spins $\frac{1}{2}$ for simplicity, see Ref. [2] for more details). During this process, the Fe ions are highly polarized in a moderate field 0.5 T and then cooled down by reducing the applied magnetic field to zero. It is only when the field goes to zero that we observe a rapid change in the population of the nuclear levels of Al. Afterward they will relax exponentially to equilibrium with a characteristic time T_1 measured by nuclear resonance.

4. Results

In fields larger than 0.01 T and at temperatures less than 50 mK, the relaxation of Al is so long that we were not

able to measure it. We will report here only low field and low temperature relaxation, and will extract upper limits of the coupling is bolometric experiments.

- At $T = 25$ mK and the field between 2 mT and 20 mT, the relaxation is exponential. T_1 ranges from 2×10^4 to 8×10^4 s.

- If the field is swept back and forth from around -1.2 to 1.5 mT then $T_1 = 1.2 \times 10^4$ s.

- At zero field, T_1 is 2.4×10^3 s, independent of the lattice temperature from 25 to 75 mK.

5. Analysis and conclusions

Only this last result will be analysed here. In a bolometric experiment, we measure the temperature increase ΔT of the phonons. We suppose for simplicity that this increase is instantaneous, and then the temperature relaxes slowly to the main bath. Within the rise time τ of the thermometer, the energy transferred to the spins is, to first order

$$\Delta Q \cong C_q \Delta T \tau / T_1.$$

If absorbed from the phonon reservoir, this energy would produce a temperature decrease

$$\delta T = \Delta Q / C_{ph}.$$

This formula is valid only if $\delta T / \Delta T \ll 1$.

It follows that

$$\delta T / \Delta T = (\tau / T_1) C_q / C_{ph}.$$

For $\tau = 10^{-4}$ and 25 mK the ratio is 4×10^{-3} , still very small. We conclude from this simple analysis that for this sample the effect of the quadrupolar reservoir has a negligible effect on the size of the bolometric signal. However one should remember that C_q / C_{ph} goes like T^{-5} .

A more detailed paper will be published elsewhere.

References

- [1] A. Abragam, The principles of Nuclear Magnetism (Clarendon, Oxford) chap. 7, p. 249.
- [2] M. Chiba, M. Chapellier and M. Rotter, NMR study of heat transfer in ruby Al_2O_3 , Cr^{3+} at very low temperatures, LT15 (1978) 1000; M. Chapellier, M. Chiba and M. Rotter, Heat transfer between sapphire and dilute ^3He at very low temperature, LT15 (1978) 271.

