

La Chaleur spécifique des solides à basse température

X. OUDET,

Laboratoire de Magnétisme et d'Optique de l'Université de Versailles
C.N.R.S., 45 Avenue des Etats-Unis, 78035 Versailles, France

RÉSUMÉ. Le calcul du terme linéaire de chaleur spécifique des métaux est effectué dans le cadre où les électrons de conduction sont liés à leur atome, possèdent une trajectoire et où seule une faible fraction dzêta participent effectivement au passage du courant. L'étude montre également qu'il y a un terme en T^3 attaché aux électrons dzêta du fait que leurs atomes sont désordonnés.

ABSTRACT. The calculation of the linear term of specific heat of metals is done in the framework where the conduction electrons are bound to their atom, have a trajectory and where only a small zeta fraction are involved in the current flow. The study shows equally that there is a T^3 term attached to the zeta electrons as a result of the disorder of their atoms.

1 Introduction

L'étude de la chaleur spécifique des solides à basse température date du début du vingtième siècle. Le fait qu'elle tende vers zéro lorsque la température absolue tend vers zéro fut une grave difficulté en particulier pour la théorie de l'électron libre qui conduit à supposer l'existence d'un terme constant. La découverte par Planck de l'état quantique pour expliquer le rayonnement du corps noir a laissé croire que les difficultés d'interprétation de la chaleur spécifique étaient également liées à des problèmes quantiques. En fait, pour la chaleur spécifique électronique, comme nous l'avons montré récemment c'est le modèle de l'électron libre qui est en cause. L'étude de la conductivité à basse température montre que seule une faible fraction dzêta des électrons de conduction, de l'ordre de 10^{-4} , est temporairement libre et peut de ce fait participer au passage du courant [1]. En dehors de cette faible fraction les électrons de conduction doivent être considérés comme localisés. La capacité des électrons dzêta à participer

au passage du courant leur vient d'une position désordonnée qui rend la barrière de potentiel, c'est à dire le gap qui les retient à leur atome suffisamment faible. Ces résultats conduisent à reprendre l'étude de la chaleur spécifique à basse température associée aux électrons de conduction. De plus comme les électrons de conduction sont localisés il y a lieu de soupçonner une origine semblable entre le terme de chaleur spécifique des électrons de conduction et le terme de réseau. C'est ce que montrera cette étude.

2 La cohésion.

Considérons la chaleur spécifique d'un métal à basse température. L'expérience montre qu'elle s'exprime par la relation suivant :

$$C = \gamma T + \alpha T^3 \quad (2.1)$$

Le terme linéaire γT est celui attribué aux électrons de conduction, le terme αT^3 est attribué au réseau cristallin [2,3]. Du fait du modèle de l'électron libre ces deux termes sont supposés avoir des origines bien distinctes. Par contre avec des électrons de conduction localisés, qui sont les plus externes de l'atome, il y a lieu de supposer que l'énergie thermique doit être stockée par ces électrons de la même manière que par les électrons qui sont à la surface du reste de l'atome c'est à dire de l'ion. En effet les liaisons des électrons avec leur voisinage sont le résultat d'interactions entre charges de signe opposées. Il n'y a donc pas lieu de chercher deux mécanismes distincts de stockage de l'énergie suivant que l'on considère l'ion ou l'électron de conduction. Par suite le calcul de la chaleur spécifique de chacun des termes α et γ doit dériver de la même approche.

Pour mieux le comprendre il est utile de revenir sur le mécanisme de la liaison entre les atomes. L'atome doit être considéré comme un ensemble de directions inhomogènes, la constante d'écran du noyau étant variable avec la direction considérée et avec le temps. Cette propriété est évidente si nous admettons la notion de trajectoire électronique. C'est une des propriétés qui conduit à l'hypothèse des trajectoires électroniques classiques si nous voulons comprendre la cohésion des atomes [1,4]. Il y a ainsi, pour l'atome considéré, des directions avec de faible constante d'écran, directions dans le voisinage desquelles les électrons des atomes voisins sont soumis à un potentiel positif attractif. Pour cette raison nous les appellerons les directions positives. Il y a également des directions avec de fortes constantes d'écran, directions dans le voisinage desquelles les électrons des atomes voisins sont

soumis à un potentiel négatif. Cette situation se produit lorsqu'un électron de l'atome considéré passe dans ce voisinage. Pour cette raison nous les appellerons les directions négatives. Ainsi en termes classiques les directions positives d'un ion attirent le plus grand nombre d'atomes voisins dans leurs directions négatives.

Sur un intervalle de temps très court par rapport aux périodes des mouvements électroniques cette approche fait jouer un rôle dissymétrique à des ions et des atomes identiques. Mais le mouvement des électrons fait que les constantes d'écran varient dans le temps et transforme une direction positive en direction négative lorsque des électrons de l'atome considéré viennent graviter dans le voisinage de cette direction. Nous admettons que c'est ainsi que les ions et les atomes identiques jouent des rôles identiques en moyenne dans le temps. Le terme de cohésion qui en résulte se développe dans les trois directions de l'espace. Pour les composés du type métallique l'on peut distinguer l'ion et le ou les électrons les plus externes. L'ion pour ces corps donne naissance au terme en T^3 de la chaleur spécifique, les électrons les plus externes donnent naissance au terme en T de la chaleur spécifique électronique.

Maintenant pour mieux comprendre les transferts d'énergie il est intéressant d'aller plus loin dans la compréhension de l'attraction. Avec l'étude des doublets, nous avons introduit l'hypothèse que le potentiel électrique est de la matière et qu'il y a un échange continuuel entre l'électron et le potentiel électrique considéré comme le proton lui-même [5-7]. La densité de cette matière caractéristique du potentiel électrique est par hypothèse supposée inversement proportionnelle à la distance qui sépare la zone de l'espace considérée du centre de charge du proton. Un état quantique donné correspond à un nombre n de quanta d'action h au sens mécanique du terme. Si E est l'énergie de l'état et p la quantité de mouvement, les quanta d'action sont la somme, sur une période, des actions élémentaires $E dt$ ou $p dl$. Si la densité de matière croît du fait d'une cause extérieure à l'atome, l'énergie et la quantité de mouvement échangée sur l'intervalle $\{dt, dl\}$ augmente. Par suite, pour respecter le nombre de quanta d'action échangés sur la période, celle-ci et la longueur de la trajectoire diminue. Si la majorité des électrons d'un atome, du fait de la présence des atomes voisins, ont leurs trajectoires qui diminuent de longueur le volume de l'atome diminue. C'est ce phénomène qui est à l'origine de l'attraction entre les atomes d'un solide. Nous supposons que c'est par ce type de mécanisme que l'énergie de translation du gaz qui est l'énergie thermique du gaz parfait se transmet au solide avec éventuellement un liquide transmetteur tel l'hélium ou un autre gaz liquide.

S'il y a plusieurs protons nous supposons que le potentiel électrique est la somme de ceux créés par les différents protons. Nous appellerons centre de l'atome le barycentre des charges positives de l'atome. Supposons alors la zone de l'espace considérée suffisamment éloignée du noyau de l'atome. Pour un atome isolé la densité de matière qui est caractéristique du potentiel électrique, peut être considérée comme inversement proportionnelle à la distance qui la sépare du centre de l'atome. Par ailleurs, nous supposons qu'il est possible de considérer que son extension est infinie le potentiel électrique tendant vers zéro avec l'infini. Lorsqu'il y a plusieurs atomes il existe entre les atomes un minimum d'intensité du potentiel électrique donc de la densité de matière qui le caractérise. Ce minimum définit entre un atome donné et ses voisins une surface de minimum de densité de matière ou potentiel. Le volume de l'atome est par suite contenu à l'intérieur de cette surface. A l'intérieur de ce volume le potentiel électrique est lié à la présence des protons et des électrons de l'atome mais également à celle des protons et des électrons des atomes voisins. De ce fait dans les directions positives des atomes voisins mais à l'intérieur du volume d'un atome le potentiel électrique et donc la densité de matière correspondante sont plus élevée qu'en l'absence des voisins.

3 L'énergie thermique du solide

Le calcul de la capacité calorifique d'un ensemble consiste à déterminer l'énergie thermique emmagasinée à la température considérée, puis à dériver cette énergie par rapport à la température. Considérons alors un solide qui baigne dans un gaz, il échange de l'énergie thermique avec lui (figure 1). Si nous sommes à l'équilibre, les flux de chaleur entrant et sortant sont égaux. A chaque choc l'atome de gaz heurtant la surface du solide s'arrête puis repart. Durant l'interaction avec la surface il cède ou reçoit de l'énergie thermique. Cette énergie est en suite transmise de proche en proche aux atomes voisins. Elle se répartit ainsi sur l'ensemble des atomes du solide. Il est utile de souligner qu'en fait le solide cède ou reçoit uniquement de l'énergie de translation. En effet les interactions avec les atomes voisins ne permettent pas au solide d'emmagasiner de l'énergie de rotation. Ainsi même si le solide baigne dans un liquide ou dans un gaz quelconque tout se passe comme s'il baignait dans un gaz parfait. En effet la loi des gaz parfait $PV = RT$ traduit le fait que pour ces atomes la seule énergie qu'ils possèdent est de l'énergie de translation et qu'il n'y a pratiquement aucune interaction entre eux. Ainsi la seule source d'énergie thermique à considérer vis à vis du solide est le gaz parfait.

A basse température les atomes du solide forment un tout. L'énergie absorbée est proportionnelle à son volume. A haute température les atomes du solide tendent à vibrer indépendamment les uns des autres, l'énergie absorbée est toujours proportionnelle au volume du solide, mais elle tend à être proportionnelle au nombre des atomes du solide : soit à $3kT$ par atome comme le montre la loi de Dulong et Petit. Tant que l'énergie moyenne emmagasinée par atome est faible devant kT la cohésion du solide n'est que peu perturbée et le solide peut être considéré comme un tout. C'est la situation du solide à basse température que nous supposons respectée dans cette étude.

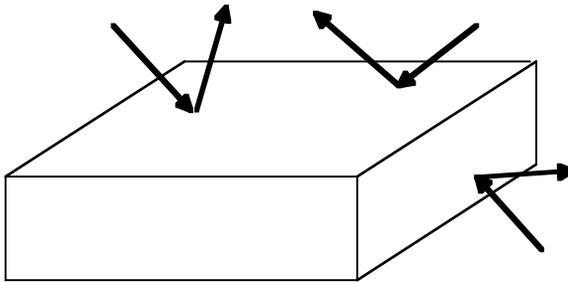


Figure 1. Les échanges d'énergie entre le gaz et le solide. Les flèches symbolisent les atomes de gaz qui viennent heurter les parois du solide puis repartent en ayant cédé ou acquis de l'énergie.

Pour calculer l'énergie d'origine thermique du solide à la température T considérons le temps et son rôle dans les échanges entre le solide et le gaz parfait. C'est un aspect important du problème qui jusqu'ici ne semble pas avoir été pris en compte. Lorsque l'équilibre thermique est atteint le solide reçoit du gaz autant d'énergie thermique qu'il en cède. De ce fait le seul terme à calculer est l'énergie reçue U_s . Il vient de ce que entre l'absorption et la restitution il s'écoule un certain temps. *C'est le temps mis pour restituer l'énergie absorbée qui est caractéristique de la capacité calorifique du solide.* En effet l'énergie thermique se déplace continuellement d'un atome à l'autre. Il y a donc un facteur temporel $F(\tau)$ de transfert de cette énergie d'un atome à l'autre. Par rapport au gaz l'énergie U_s emmagasinée par le solide est proportionnelle à l'énergie de translation transportée par chaque atome de gaz à l'époque du choc, soit E . De plus U_s est également proportionnelle pour chaque énergie E à la probabilité d'avoir des atomes du gaz ayant une

énergie voisine de E sur le segment dE . Cette probabilité est proportionnelle à la densité d'énergie des atomes du gaz : soit $D(E, U)$ par unité d'énergie, l'énergie moyenne étant U . Par ailleurs l'énergie thermique absorbée par le solide est proportionnelle au nombre des atomes du solide. Pour la simplicité nous considérons uniquement les solides ayant une seule espèce atomique. On a donc pour une molécule gramme si N est le nombre d'Avogadro :

$$U_s = \int_0^{\infty} NEF(\tau) D(E, U) dE \quad (3.1)$$

La borne supérieure d'intégration est prise égale à l'infini car les énergies susceptibles de limiter le domaine d'intégration sont supposées très grandes devant l'énergie thermique E . Pour calculer U_s il est donc nécessaire de déterminer le facteur temporel $F(\tau)$.

4 Le stockage de l'énergie.

Le facteur temporel $F(\tau)$ est étroitement lié à la synchronisation du mouvement des électrons de liaison. Pour caractériser la synchronisation considérons dans un cristal une chaîne d'atomes d'une même espèce chimique et d'un même site cristallographique et sur chacun d'eux un électron dans un même état quantique. Pour simplifier nous supposons son mouvement fermé et périodique. Pour chacun de ces électrons la période du mouvement associé est donc la même. Soit dans cette chaîne A et B deux atomes voisins et sur chacun d'eux e_A et e_B l'électron considéré (figure 2).



Figure 2. Le mouvement synchrone.

Ainsi en l'absence de désordre à zéro degré Kelvin il y a corrélation entre les mouvements des électrons de liaison de manière à ce que l'énergie de cohésion soit maximum. Par exemple l'électron e_A passe entre A et B lorsque e_B est le plus éloigné possible de e_A . L'électron e_A est par suite attiré par le cœur de l'atome B mais la présence de e_B lui interdit de quitter son atome. De même pour e_B par rapport à son autre voisin dans cette chaîne et ainsi de

suite. Ainsi chaque électron de liaison est plus attiré par le cœur de son propre atome que par celui d'un atome voisin. Il en est de même pour l'ensemble des directions où il y a des chaînes d'atomes identiques. Il y a synchronisation du mouvement des électrons qui se trouvent dans le même état quantique sur un atome d'une même espèce chimique situé dans même site cristallographique.

Considérons alors le solide à température suffisamment basse pour que l'énergie absorbée conserve la synchronisation entre le plus grand nombre d'électron homologues. La synchronisation a un rôle dans le transfert de l'énergie. En effet lors de l'interaction d'un atome de gaz avec la paroi du solide une partie de l'énergie de translation de l'atome du gaz est transférée sur un ou plusieurs électrons de un ou plusieurs atomes du solide. Considérons un électron e_A qui a absorbé cette énergie. L'énergie de liaison E_l à son atome a varié. La synchronisation avec ses voisins n'est plus respectée. L'électron e_A a tendance après un certain nombre de révolutions à passer entre les atomes A et B à la même époque que e_B . Cette tendance a pour effet de modifier la période de l'électron e_B par transfert d'énergie. De proche en proche l'ensemble des électrons homologues d'un même site tendent à conserver la synchronisation. Pour que la tendance à conserver la synchronisation ait lieu, il faut toutefois que l'énergie moyenne transférée $\frac{1}{2}kT$ pour une direction reste faible par rapport à l'énergie E_l .

Ainsi l'énergie absorbée se propage. La période du mouvement de l'électron qui transporte l'énergie absorbée est inversement proportionnelle à E_l . Par suite le transfert est d'autant plus rapide que l'énergie de liaison E_l est plus élevée, $F(\tau)$ est inversement proportionnel à E_l . Pour déterminer plus complètement facteur temporel $F(\tau)$ considérons un atome de gaz qui heurte la surface du solide. L'énergie absorbée est proportionnelle à l'énergie E transportée par l'atome de gaz. Le transfert de cette énergie sur les atomes voisins est d'autant plus long que celle-ci est importante. Le facteur temporel correspondant est par suite d'autant plus long, nous le supposons proportionnel à l'énergie E transportée. Ainsi nous supposons que pour chaque direction de liaison, le facteur temporel est proportionnel à l'énergie absorbée E et inversement proportionnelle à l'énergie E_l de la liaison.

Supposons alors pour simplifier que dans les trois directions de l'espace les énergies de liaison à considérer soient les mêmes. Comme il y a trois directions indépendantes de liaison, la probabilité d'absorption en volume est proportionnelle au produit des probabilités d'absorption dans les trois directions. L'expression (3.1) se transforme en :

$$U_s = \int_0^{\infty} N \frac{E^4}{E_\ell^3} D(E, U) dE \quad (4.1)$$

Dans cette expression $D(E, U)$ est la densité de probabilité pour un atome du gaz d'avoir une énergie E avec l'énergie moyenne U qui est égale à $_kT$ pour une direction. Cette formule n'est valable qu'à basse température lorsque l'énergie E transportée par les atomes du gaz peut être considérée comme faible devant E_ℓ et que par suite la borne supérieure d'intégration peut être considérée comme infinie. L'expression de $D(E, U)$ a été déterminée par ailleurs [8], nous avons :

$$D(E, U) = \frac{\alpha}{AU} \left[1 + \exp\alpha \left(\frac{E}{U} - 1 \right) \right]^{-1} \quad \text{avec } \alpha = 1,5049 \text{ et } A = 1,7054 \quad (4.2)$$

Pour calculer U_s effectuons le changement de variable $E = xU$. Il vient :

$$U_s = N \frac{U^4}{E_\ell^3} \int_0^{\infty} x^4 D(x) dx \quad (4.3)$$

avec
$$D(x) = \frac{\alpha}{A} [1 + \exp\alpha(x - 1)]^{-1} \quad (4.4)$$

Posons :
$$J_4 = \int_0^{\infty} x^4 D(x) dx \quad (4.5)$$

Le calcul donne : $J_4 = 11,17$

Comme $U = _kT$, puisque c'est l'énergie moyenne dans une direction indépendante, nous retrouvons bien le terme en T^4 de l'énergie thermique des solides à basse température qui correspond au terme en T^3 de la chaleur spécifique. Toutefois il y a lieu d'associer ce terme à celui γ de la chaleur spécifique électronique. En effet les électrons de conduction correspondent à un désordre atomique faible. Nous avons appelé la fraction des atomes

désordonnés ζ [1]. Pour ces atomes l'énergie E_ℓ est faible par rapport à celle des atomes ordonnés. Par suite lorsque la température croît le terme en T^3 des atomes ζ se manifeste avant celui correspondant aux atomes ordonnés. Pour ce terme pour un atome gramme il y a $N\zeta$ atomes qui contribuent.

Il vient :

$$U_s = N\zeta \frac{k^4 T^4}{16E_\ell^3} J_4 \quad (4.6)$$

Dérivons par rapport à T pour avoir la chaleur spécifique C et soit α le coefficient du terme en T^3 . En posant $E_\ell = k\theta_\ell$ il vient :

$$C = N\zeta \frac{kT^3}{4\theta_\ell^3} J_4 = \alpha T^3 \quad (4.7)$$

d'où :

$$\theta_\ell = \left[\frac{\zeta R J_4}{4\alpha} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (4.8)$$

Pour le sodium $\alpha = 4,19$ mJ/mol-degré⁴ et $\zeta = 3,1 \cdot 10^{-4}$ [1], ce qui donne $\theta_\ell = 2,45$ K. Ce qui est une valeur plausible puisque le domaine de validité du terme α est pour $T < 4$ K [9]. Par ailleurs si nous avons considéré toute la molécule gramme en prenant $\zeta = 1$, comme le fait le modèle de Debye, nous aurions trouvé $\theta_\ell = 36,1$ K ce qui est une valeur trop forte par rapport au domaine de validité de α . La valeur de θ_ℓ ainsi calculée n'est autre que l'équivalent dans cette approche de la température θ_D de Debye. Dans le modèle de Debye α est donné par la relation :

$$\alpha = \frac{234 Nk}{\theta_D^3} \quad (4.9)$$

D'où le rapport entre θ_D et θ_ℓ :

$$\theta_D = \left[\frac{936}{J_4} \right]^{\frac{1}{3}} \theta_e \quad (4.10)$$

Soit :

$$\theta_D = 4,38 \theta_e \quad (4.11)$$

Avec $\theta_e = 36,1\text{K}$ l'on vérifie que $\theta_D(\text{Na}) = 158\text{K}$ comme l'indique [9].

Pour les métaux nous savons qu'à basses températures avec le terme de chaleur spécifique en T^3 , il apparaît un terme en T . Cette propriété vient de l'atome de métal dans lequel on peut distinguer deux parties : les électrons de conduction et le reste de l'atome qui forme l'ion, chacune de ces parties conduisant à un terme de cohésion. C'est l'ion qui donne naissance au terme en T^3 nous avons maintenant à déterminer le terme en T .

5 La chaleur spécifique des électrons de conduction

Considérons alors le cas des métaux. Pour fixer les idées considérons l'atome de sodium. Sa structure électronique est $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^1$. L'électron $3s^1$ est l'électron de conduction qui est relativement éloigné des électrons $1s^2, 2s^2, 2p^6$ qui avec le noyau forme l'ion. Ce dernier est lié dans les trois directions de l'espace alors que l'électron de conduction conduit à un état de liaison avec les atomes voisins principalement dans une seule direction. C'est cet aspect des phénomènes qui permet de distinguer la chaleur spécifique des électrons de conduction de celle des ions.

Considérons maintenant le terme de cohésion qui résulte des électrons de conduction. Ces électrons s'orientent de manière à être en liaison avec le plus grand nombre possible de directions positives des ions voisins. Ils sont liés à leur atome par une barrière d'énergie ou gap E_g . En quelque sorte ils appartiennent à l'atome auquel ils sont liés. Le gap dépend de la direction considérée. En effet un électron quitte d'autant plus facilement son atome que sa trajectoire s'écarte du centre du potentiel. De ce fait le gap présente un minimum dans la direction du grand axe, qui est d'autant plus prononcé que l'excentricité de la trajectoire est forte. Réciproquement l'interaction lors d'un choc ou d'un transfert d'énergie entre électrons sera d'autant plus forte que la direction du choc ou du transfert est voisine du grand axe. Cette analyse conduit à supposer que les électrons de conduction emmagasinent l'énergie thermique essentiellement dans une seule direction de l'espace.

Nous avons là une situation différente de celle de l'ion qui est lié au solide dans les trois directions de l'espace. De ce fait le facteur temporel de l'expression (3.1) est proportionnel à E/E_g au lieu de $(E/E_g)^3$ en remplaçant E_t par E_g .

Il reste, comme nous l'a montré l'étude de la conductivité métallique, qu'il y a deux types d'électrons de conduction : ceux qui participent au passage du courant en nombre très faible et les autres [1]. Nous avons appelé ζ le rapport des premiers sur les seconds. Pour le sodium nous avons trouvé $\zeta = 3,1 \cdot 10^{-4}$. Remarquons alors que les électrons de conduction ζ qui participent au passage du courant ont un gap plus faible que leur homologues. De ce fait l'énergie absorbée en surface lorsqu'elle est transférée à ces atomes reste plus longtemps sur leur atome.

Pour une molécule gramme nous avons donc :

$$N_i = \zeta N \quad (5.1)$$

En remplaçant E_t par E_g , puis comme nous l'avons vu $(E/E_g)^3$ par E/E_g l'énergie thermique U_{el} des électrons de conduction est alors donnée par :

$$U_{el} = \int_0^{\infty} \zeta N \frac{E^2}{E_g} D(E, U) dE \quad (5.2)$$

Avec le même changement de variable $E = xU$ que précédemment il vient :

$$U_{el} = \zeta N \frac{U^2}{E_g} \int_0^{\infty} x^2 D(x) dx \quad (5.3)$$

où $D(x)$ est définie par la relation (4.4).

Posons :

$$J_{el} = \int_0^{\infty} x^2 D(x) dx \quad (5.4)$$

Le calcul donne :

$$J_{el} = 1.688$$

L'énergie U à considérer est celle des gaz parfaits avec $U = _kT$. L'expression (5.3) devient :

$$U_{el} = J_{el}\zeta N \frac{k^2 T^2}{4E_g} \quad (5.5)$$

Le terme de chaleur spécifique $C_{el} = \gamma T$ est obtenu en dérivant U_{el} par rapport à T . Il vient pour le terme γ :

$$\gamma = J_{el}\zeta N \frac{k^2}{2E_g} \quad (5.6)$$

Soit en introduisant la température T_g par la relation $E_g = kT_g$:

$$\gamma = J_{el}\zeta N \frac{k}{2T_g} \quad (5.7)$$

Connaissant $\gamma = 1,38$ mJ/mol-degré² et $\zeta = 3,1 \cdot 10^4$ pour le sodium nous pouvons comparer la valeur de E_g ainsi calculée à son maximum de 2°K donné par l'étude de la résistivité du sodium entre 2K et 20K. Le calcul donne $T_g = 1,58$ K, soit un accord satisfaisant.

Notons que l'expression de l'énergie des électrons externes qui sont les électrons de conduction dans bien des solides n'est pas spécifique de l'état conducteur ce que montre l'expérience [10,11]. Dans les supraconducteurs avec une température critique T_c élevée le terme γ existe ce qui est surprenant dans l'approche classique [12,13]. Cette propriété s'observe également sur les phases isolantes voisines comme Y_2BaCuO_5 . Pour $BaCuO_2$, le terme $\gamma = 150$ mJ/K².mol-Cu.

6 Conclusion

Ainsi le terme γT de la chaleur spécifique des électrons de conduction a pour origine deux aspects. Il vient d'une part de ce que leur énergie thermique est proportionnelle à celle des atomes du gaz. Il vient d'autre part d'un facteur temporel de transfert d'un atome à l'autre de l'énergie absorbée, qui est lui-même proportionnel à l'énergie thermique des atomes du gaz. Par ailleurs les électrons dzêta qui participent à la conduction étant en petit nombre et désordonnés, les ions correspondants sont eux-mêmes

désordonnés. Cette propriété implique un terme αT^3 associé aux électrons dzêta.

Références

- [1] Oudet X., Ann. Fondation Louis de Broglie, 25, 275-292, (2000) et sur le site <http://www.FondationLouisdeBroglie.org> with the English version.
- [2] Seitz F., Théorie moderne des solides, Traduction de Modern theory of solides, page 129, Masson et Cie, (1949).
- [3] Kittel C., "Introduction to solid state physics", third edition, page 212, (1967), John Wiley and Sons.
- [4] Oudet X., Ann. Fondation Louis de Broglie, 17, 315-345, (1992).
- [5] Oudet X., Ann. Fondation Louis de Broglie, 20, 473-490, (1995).
- [6] Oudet X., J. Appl. Phys., 79, 5416-5418, (1996).
- [7] Oudet X., Ann. Fondation Louis de Broglie, 25, 1-25, (2000) et sur le site : <http://www.FondationLouisdeBroglie.org> with the English version.
- [8] Oudet X., Ann. Fondation Louis de Broglie, 12, 11-27, (1987).
- [9] C.R.C. Handbook of Chemistry and Physics, Editor : Robert C. Weast, CRC Press, Inc. 68th 1987-1988, page D182.
- [10] Zeller R.C. and Pohl R.O., Phys. Rev. B, 4, 2029-2041, (1971).
- [11] Stephens R.B., Phys. Rev. B, 8, 2896-2905, (1973).
- [12] Eckert D., Bezinge A., Junod A. and Muller J., Physica C, 153-155, 1036-1037, (1988).
- [13] Eckert D., Junod A., Graf T. and Muller J., Physica C, 153-155, 1038-1039, (1988).

Manuscrit reçu le lundi 24 octobre 2000, révisé le 30 avril 2001.