



HAL
open science

Le phénomène magnétocalorique

Pierre Weiss, Auguste Piccard

► **To cite this version:**

Pierre Weiss, Auguste Piccard. Le phénomène magnétocalorique. J. Phys. Theor. Appl., 1917, 7 (1), pp.103-109. <10.1051/jphysap:019170070010300>. <jpa-00241982>

HAL Id: jpa-00241982

<https://hal.science/jpa-00241982v1>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire HAL, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

LE PHÉNOMÈNE MAGNÉTOCALORIQUE ;

PAR MM. PIERRE WEISS et AUGUSTE PICCARD.

I. Au cours d'expériences ayant pour objet le relevé exact d'un réseau d'isothermes de l'aimantation du nickel en fonction du champ, dans le voisinage du point de Curie, nous avons observé des variations très sensibles de la température, accompagnant l'établissement ou la suppression du champ.

L'appareil comprend un four électrique contenant la substance et dont la température est indiquée à un centième de degré près par un couple constantan-argent. La substance est aimantée par un électro-aimant dont le champ est connu en fonction du courant d'excitation. L'aimantation se mesure par la méthode balistique en faisant glisser la substance, avec le four qui la contient, du centre d'une bobine induite au centre d'une autre bobine identique dont l'enroulement est de sens contraire (1).

Quand la température est voisine du point de Curie et que l'on établit un champ de 15.000 gauss on observe un échauffement pouvant atteindre 0°,7. Si l'on supprime le champ, l'échauffement disparaît. Si, l'effet de l'établissement du champ s'étant produit, on attend que la substance ait repris la température du four, la suppression du champ produit l'effet inverse. Le couple accuse un refroidissement.

La réversibilité de cet effet suffit à marquer la différence avec le phénomène bien connu de la chaleur d'hystérèse. L'ordre de grandeur aussi est différent. La chaleur d'hystérèse ne produit, même pour un acier très dur, qu'une élévation de température de $\frac{1}{200}$ de degré par cycle. Pour le nickel elle est encore beaucoup plus faible.

On pouvait supposer une action du champ magnétique sur la force électromotrice du couple. Nous nous sommes assurés par des expériences indépendantes que cette action n'existe pas ou du moins qu'on peut lui assigner une limite supérieure de $\frac{1}{200}$ de degré. Il serait d'ailleurs bien invraisemblable que le couple fut sensible au

(1) A. PICCARD, *Arch. de Sc. phys. et nat.*, t. XLIV, p. 467 ; 1917.

champ magnétique seulement dans le voisinage du point de Curie du nickel.

II. Ce phénomène est, comme la discontinuité de la chaleur spécifique au point de Curie⁽¹⁾, une conséquence du champ moléculaire. La chaleur élémentaire communiquée à l'unité de masse est, pour un gaz paramagnétique :

$$dQ = C_{\sigma} dt - H d\sigma$$

où :

C_{σ} est la chaleur spécifique à aimantation constante,

σ l'aimantation spécifique et

H le champ magnétique.

Cette quantité devient pour une substance où les actions mutuelles d'orientation s'expriment par un champ moléculaire H_m .

$$dQ = C_{\sigma} dt - (H + H_m) d\sigma$$

et l'on a, pour un phénomène adiabatique :

$$dt = \frac{H + H_m}{C_{\sigma}} d\sigma.$$

Mais les mesures magnétiques qui étaient le but premier de notre travail ont montré que, conformément à l'hypothèse primitive du champ moléculaire, celui-ci est proportionnel à l'aimantation,

$$H_m = n \cdot \sigma.$$

En négligeant le champ extérieur par rapport au champ moléculaire, approximation souvent permise, on a par conséquent :

$$dt = \frac{n}{2C_{\sigma}} d\sigma^2.$$

L'élévation de température est proportionnelle à l'accroissement du carré de l'aimantation.

On peut se dispenser de faire cette approximation. Tant que l'aimantation n'est pas trop grande pour être considérée comme proportionnelle au champ total $H + H_m$, c'est-à-dire pratiquement jusqu'à la moitié de la saturation absolue au moins, on a :

$$\frac{\sigma}{H + H_m} T = C$$

(1) Voir ce recueil, page 87.

où C est la constante de Curie. En adjoignant à cette formule la relation donnée par la théorie du champ moléculaire

$$C \times n = \theta$$

où θ est le point de Curie, on trouve :

$$dt = \frac{T}{\theta} \frac{n}{2C_\sigma} d\sigma^2$$

qui ne diffère de la formule approchée que par le facteur $\frac{T}{\theta}$ peu différent de l'unité dans la région où le phénomène a une certaine importance.

Dans l'application de cette formule il convient de faire une distinction entre les variations apparentes et réelles de l'aimantation.

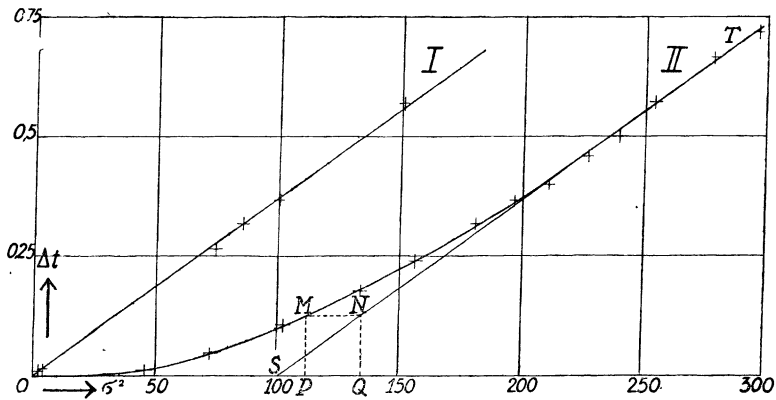


FIG. 1.

D'après la théorie du champ moléculaire il se produit, dans des éléments de volume de grandeur suffisante pour que le champ moléculaire puisse s'y développer, une aimantation spontanée de grandeur et de direction déterminée. La direction dépend, dans chacun de ces éléments de volume, des propriétés magnéto-cristallines et des accidents de la structure microscopique. Elle est donc livrée au hasard. La substance bien que fortement aimantée paraît non magnétique par compensation. Le champ extérieur fait dévier l'aimantation de la direction qu'elle a prise spontanément et la rapproche de sa propre direction. L'aimantation primitivement cachée devient ainsi

sensible à l'observation. A la température ordinaire, dans les métaux ferro-magnétiques usuels, cet effet constitue à lui seul presque toute l'aimantation donnée par les méthodes de mesures classiques et l'aimantation à saturation n'est autre que l'aimantation spontanée complètement orientée.

Au-dessus du point de Curie l'aimantation spontanée n'existe pas et toute variation d'aimantation produite par le champ est réelle.

A faible distance au-dessous du point de Curie, en même temps qu'il se produit une aimantation apparente par orientation de l'aimantation spontanée le champ a pour effet de changer d'une manière appréciable la grandeur réelle de l'aimantation. A chaque accroissement du champ correspondent donc des accroissements réel et apparent superposés.

Pour observer le phénomène dans sa pureté il faut donc opérer au-dessus du point de Curie. Pour le nickel étudié ce point est à 629°,6 abs. A 634°9 nous avons trouvé, en faisant varier le champ de zéro aux valeurs de la première colonne, et inversement de ces valeurs à zéro :

H	Δt°	σ^2	$\frac{\Delta t}{\sigma^2}$
990	0,011	2,18	(0,00505)
1.320	0,014	4,04	(0,00347)
7.820	0,264	74,5	0,00355
8.780	0,317	85,5	0,00371
10.050	0,370	100,8	0,00367
14.960	0,569	151,0	0,00377

On se rend compte, par la représentation graphique, en I dans la figure, et aussi par les nombres de la dernière colonne du tableau que la variation de température est bien proportionnelle au carré de l'aimantation. Les deux premiers points, correspondant à des effets très faibles et difficilement mesurables avec une certaine précision relative, ont été pris pour s'assurer que Δt et σ^2 tendent vers zéro dans un rapport fini.

Le tableau suivant contient une série de mesures faites au-dessous du point de Curie, à 627°2 abs.

H	Δt°	σ^2
320	0,011	45,8
660	0,048	72,5
1.320	0,106	102,5
2.330	0,176	134,3
3.340	0,240	156,2
4.670	0,319	181,2
5.640	0,367	197
6.600	0,399	211
7.820	0,458	227
8.780	0,500	239,5
10.050	0,572	254
12.320	0,665	278
14.230	0,718	296,5

Ces mesures sont représentées par la courbe II. Elle part tangentiellement à l'axe des σ^2 . D'abord des accroissements notables de l'aimantation, dus pour la plus grande partie à l'orientation de l'aimantation spontanée ne donnent lieu qu'à de très faibles phénomènes thermiques. Puis, l'aimantation réelle se développant de plus en plus, la courbe se relève et lorsqu'à partir de $\sigma^2 = 200$ environ l'orientation est parachevée et tout accroissement d'aimantation est réel, la courbe II devient sensiblement parallèle à la droite I. Il doit en effet en être ainsi d'après la théorie développée ci-dessus, avec l'approximation consistant à remplacer $\frac{T}{\theta}$ par l'unité.

III. On peut interpréter les courbes I et II en disant que les abscisses représentent les valeurs apparentes du carré de l'aimantation, et les ordonnées les valeurs vraies à une autre échelle. Quand il y a une aimantation spontanée ces dernières sont comptées à partir du carré de cette quantité. Si l'aimantation était dès le début orientée dans la direction du champ, la courbe II serait remplacée par la ligne OST où OS est le carré de l'aimantation spontanée. Comme TS est donné par l'expérience il en résulte que les mesures calorimétriques combinées avec les mesures d'aimantation donnent sans ambiguïté l'aimantation spontanée.

Mais ce n'est pas tout. Soit OP une valeur observée du carré de l'aimantation apparente. PM représentera l'excès du carré de l'aimantation vraie sur celui de l'aimantation apparente à l'échelle des ordonnées. On revient à l'échelle des abscisses en traçant MNQ. OQ est le carré de l'aimantation vraie correspondant à OP. Le

phénomène magnéto-calorique donne donc la grandeur de l'aimantation vraie, abstraction faite de sa direction dans la substance.

IV. Les observations du phénomène magnéto-calorique ont toutes été faites 25 secondes après la fermeture ou la rupture du courant d'excitation de l'aimant. Ce retard était imposé par la lenteur de l'établissement et de la disparition du champ. Pendant ce temps la différence de température entre le corps et le milieu, c'est-à-dire le four électrique, diminue dans un rapport constant. Le phénomène est donc en réalité plus grand que les valeurs observées. Une pièce d'argent, servant à fixer la sphère de nickel dans le four, augmente sa capacité d'environ 15 0/0 et agit dans le même sens. Néanmoins il est intéressant de calculer la valeur absolue du phénomène d'après la formule :

$$dt = \frac{n}{2C_\sigma} d\sigma^2$$

en empruntant à des mesures d'aimantation inédites $n = 70.000$ et à l'étude calorimétrique ⁽¹⁾ la chaleur spécifique vraie du nickel immédiatement au-dessus du point de Curie $C_\sigma = 0,1256 \times 4,19.10^7$ ergs par degré. On trouve :

$$dt = 0,00665d\sigma^2$$

valeur 1,8 fois plus grande que la valeur observée 0,0037, ce qui est parfaitement plausible.

V. La démonstration expérimentale du phénomène magnéto-calorique serait facile s'il ne fallait, pour l'observer avec une certaine ampleur, porter la substance à une température voisine du point de Curie, maintenir cette température constante et mesurer exactement ses variations. Elle serait beaucoup plus simple pour une substance dont le point de Curie serait à la température ordinaire. Tel est le cas de certains ferro-nickels irréversibles, de titre en nickel voisin de 25 ou 30 0/0, quand par une élévation de température préalable on les a amenés à l'état non magnétique à la température ordinaire. Nous avons examiné à cet effet une petite collection de ferro-nickels que nous devons à M. Ch. Ed. Guillaume et nous avons trouvé que le métal contenant 27 0/0 de nickel et 2 0/0 de carbone

(1) WEISS, PICCARD et CARRARD, *Archives des Sc. phys. et nat.*, t. XLIII, p. 117; 1917.

donne, dans un champ de 21.000 gauss, un effet de $0^{\circ},34$ environ qui varie peu dans l'intervalle de 8° à 37° . On est donc dans le voisinage de son maximum. Avec cette substance la démonstration du phénomène magnéto-calorique devient une expérience de cours des plus faciles.

VI. En résumé, ce nouveau phénomène apporte une confirmation frappante de la théorie du champ moléculaire qui rend compte de toutes ses particularités et aurait pu le faire prévoir.

Il est intéressant aussi comme moyen d'investigation, en permettant de déduire de l'aimantation apparente observée l'aimantation vraie, débarrassée de l'effet de raccourci produit par son inclinaison sur la direction du champ. Dans l'établissement d'un réseau précis d'isothermes de l'aimantation, étude actuellement en voie d'exécution, on pourra tracer, à côté des isothermes de l'aimantation apparente, les isothermes de la grandeur vraie, particulièrement précieuses pour le contrôle de la théorie.

Enfin dès à présent le phénomène magnéto-calorique a donné la valeur de l'aimantation spontanée à quelques températures. Ces déterminations sont d'accord avec celles que l'on peut déduire de mesures purement magnétiques.
