Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 22 (1969)
Heft: 3

Artikel: Propriétés magnétiques d'alliages de susceptibilité élevée
Autor: Donzé, Paul
Kapitel: I: Quelques généralités
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739162

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 10.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

(Ce, Eu et Yb) illustrent l'instabilité de leur état de valence électronique; un effet Kondo est possible sur Yb dans Au [Partie V].

— Les propriétés d'une impureté telle que le Cr, élément de transition 3d, au sein d'un métal fortement paramagnétique comme le Pd, ne sont pas encore bien connues. De nombreux obstacles se dressent devant l'interprétation des résultats de mesures, magnétiques entre autres, concernant le système d'alliages *Pd*-Cr, actuellement très étudié. [Partie VI].

— Les mesures sur des alliages Ni-Rh confirment la haute susceptibilité de bande de ce système, spécialement dans le voisinage de la composition critique pour l'établissement du ferromagnétisme, où d'autres effets (tel le superparamagnétisme) sont également présents. Le Fe en solution dans Ni-Rh présente un moment magnétique « géant » en compétition avec un effet Kondo possible dans les alliages riches en Rh. [Partie VII].

I. QUELQUES GÉNÉRALITÉS

I.1. Grandeurs magnétiques. définitions et unités

Le champ électromagnétique peut se traiter comme un tenseur. Dans certain système de coordonnées on définit ses composantes à l'aide de deux vecteurs - champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ qui apparaissent dans l'équation de Lorentz

$$\vec{F} = q\left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c}\right)$$

exprimant la force agissant sur une particule chargée. La grandeur de ces deux vecteurs dépend du choix de l'unité de charge q, mais non des unités de v/c, rapport des vitesses de la particule et de la transmission du champ électromagnétique. Le vecteur polaire $\vec{E}$, intensité du champ électrique, exerce une force indépendante du mouvement de la charge. Le vecteur axial $\vec{B}$, induction magnétique, exerce une force seulement si la charge est en mouvement relativement au système de coordonnées dans lequel $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont évalués. $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont indépendants, mais leurs dérivées par rapport au temps et à l'espace sont reliées par les équations de Maxwell; en particulier l'une de ces équations exprime la tension induite par une variation de champ:

$$V = \int_C \vec{E}.\vec{dl} = \frac{d}{dt}\int_S \vec{B}.\vec{dS}$$

où C est la courbe de fermeture de la surface S.

Dans le système d'unités de Gauss — les gens qui s'occupent de magnétisme évitent en général le système d'unités Giorgi ! — la tension et le courant électriques sont exprimés en unités électrostatiques (u.e.s.), l'induction magnétique $\vec{B}$ en unités électromagnétiques (u.e.m.). Bien que l'intensité de champ magnétique $\vec{H}$ et l'aimantation $\vec{M}$ aient les mêmes unités que $\vec{B}$, on utilise en général pour B le gauss, pour H l'œrsted, et pour M l'u.e.m./cm³. Une substance ferromagnétique peut s'aimanter d'une manière plus ou moins permanente. Dans le voisinage d'un tel aimant règne un champ magnétique dont l'intensité H est donc exprimée en œrsteds (Oe): par définition un champ de 1 Oe exerce une force de 1 dyne sur un pôle magnétique unité. Un « pôle » magnétique est une fiction théorique, et n'a en fait jamais pu être isolé expérimentalement. Si l'on place une substance dans un champ H, l'induction magnétique, B en gauss, est donnée par l'équation suivante:

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M}$$

La grandeur M est l'intensité d'aimantation, ou moment magnétique par unité de volume de la substance. Soit en u.e.m./cm³. La susceptibilité par unité de volume χ_v est définie comme le rapport entre l'aimantation apparue et le champ magnétique équivalent à la perturbation:

$$\chi_v = M/H$$

La susceptibilité magnétique par unité de masse χ_g est obtenue en divisant χ_v par la densité ρ de la substance considérée:

$$\chi_g = \chi_v/\rho$$

χ_v est une quantité sans dimension, ainsi donc χ_g a les dimensions d'une densité réciproque cm³/g. Assez souvent on se réfère à une « mole » (molécule-gramme ou atome-gramme) d'une substance de masse atomique m et de susceptibilité molaire $\chi_m = \chi_g\ m$. On peut également pour des raisons pratiques dans le cas d'un corps ferromagnétique faire appel à la notion d'aimantation spécifique, exprimée en u.e.m/g:

$$\sigma_g = \chi_g H = M/\rho$$

En ce qui concerne ces questions de définitions et unités magnétiques, on peut se reporter avec profit à l'article de E. Vogt et M. Höhl, édité dans la série de tables Landolt-Börnstein, référence (I.1); ce travail contient également toutes références concernant les propriétés magnétiques des éléments et alliages métalliques connues en 1961.

I.2. Méthode de mesure

« So many different experimental arrangements have been used for the measurement of the susceptibilities of liquids and solids that one might almost think that variety had been the main object in the minds of the workers of this field ».

Cette remarque de L.F. Bates extraite de son livre « Modern Magnetism » édité pour la première fois en 1939 (I.2), laissera certainement quelque peu songeur le lecteur qui va subir plus loin la description d'un appareillage, modèle 1964-1968, basé principalement sur la méthode inventée en 1855 par le génial M. Faraday (I.3). Bien sûr cette méthode de détermination de susceptibilité magnétique qui repose sur la mesure de la force exercée sur un spécimen par un champ magnétique inhomogène a subi de très nombreuses améliorations (I.4). L.G. Gouy, P. Curie, W. Sucksmith, R.M. Bozorth, entre autres, ont présenté bon nombre de variantes, aussi raffinées que sensibles, à cette méthode de force.

Une seconde école utilise pour mesurer les propriétés magnétiques une technique où l'on mesure la variation d'induction magnétique d'un solénoïde due à la présence de l'échantillon. Cette classe de méthode implique la mesure de la tension induite dans une bobine de détection par le changement de flux si l'on fait varier le champ magnétique extérieur, la position de la bobine ou du spécimen. Dans ce type de mesures d'induction se sont illustrés notamment (I.5) D. O. Smith, A. Arrot et J. E. Goldmann, et surtout S. Foner, dont le « magnétomètre à spécimen vibrant » est produit depuis peu de temps par une firme privée, distribué commercialement, et semble actuellement être le meilleur appareillage pour mesures magnétiques par sa précision et son universalité.

Au moment du choix des composantes de notre futur appareillage un tel magnétomètre du type Foner n'était encore qu'à l'état de prototype — son prix de revient est d'ailleurs encore maintenant assez élevé à cause du raffinement de ses parties électronique et mécanique —, et nous avons préféré opter pour le système de mesures plus classique du genre Faraday-Curie.

On trouvera sous (I.6) un certain nombre d'ouvrages concernant ces techniques de mesures magnétiques.

Dans un conducteur métallique les électrons sont mis en mouvement par l'application d'une tension électrique. Dans un champ magnétique la force agissant sur les électrons en mouvement est transmise au fil entier par collisions avec le réseau cristallin, produisant la force suivante par unité de longueur du conducteur parcouru par un courant I:

$$d\vec{F}/dl = (\vec{I} \times \vec{B})/c\,.$$

Considérons une bobine à N spires, de cadre rectangulaire de dimensions (x_0, y_0) située dans un champ magnétique variable selon z, et dans une position de couple nul.

La force résultante selon la direction y:

$$F_y = \frac{NIx_0}{c}(B_{z1} - B_{z2}) = \frac{NIx_0y_0}{c}\frac{dB_z}{dy}$$

s'écrit plus simplement dans la limite où la variation de B entre le haut et le bas du « cadre », soit y_0, est faible.

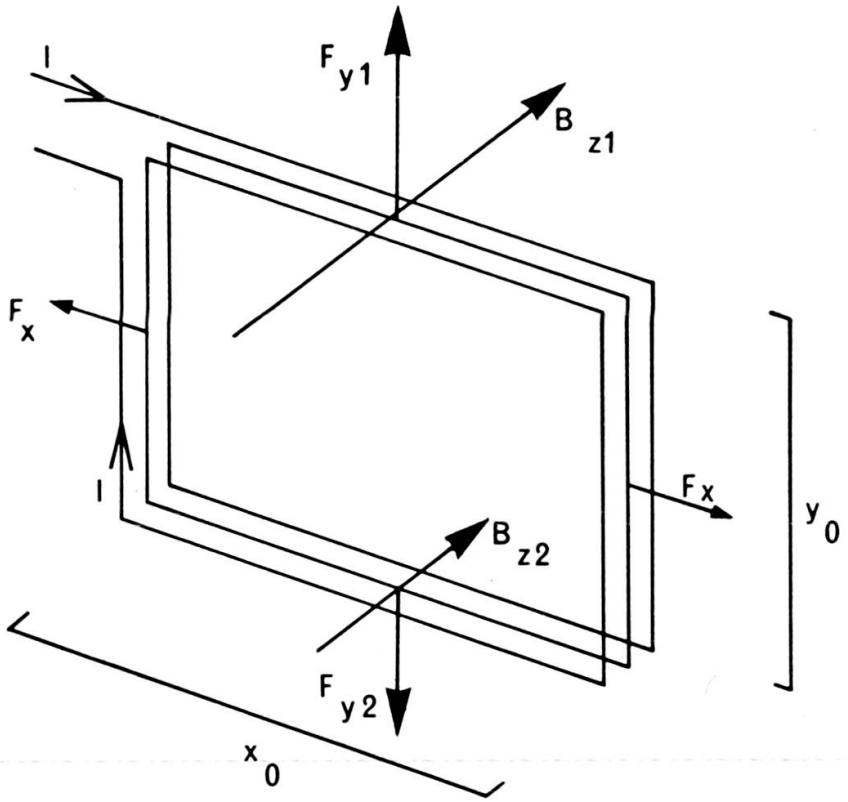

FIG. I

La quantité p $= NIx_0y_0/c$ est qualifiée de « moment magnétique de la bobine ». Si les boucles de courant sont remplacées par un échantillon de substance de moment magnétique p, l'équation $F_y = pdB_z/dy$ est toujours valable.

Soit H_z l'intensité du champ magnétique avant l'introduction du spécimen, fourni par exemple à l'aide d'un électro-aimant de pièces polaires d'axe z. A l'extérieur de l'échantillon, substitué maintenant à la bobine, B et H sont égaux bien que leurs sources soient différentes. $\vec{B}$ résulte de la superposition du champ appliqué et du champ causé par les courants de surface du spécimen uniformément aimanté. $\vec{H}$ a son origine dans la superposition du champ extérieur également et du champ des « pôles magnétiques » dus au terme rot $\vec{M}$ à la surface du spécimen. A l'intérieur de l'échantillon, l'intensité du champ magnétique est donnée par $H_i = H_z - 4\pi DM$. Une diminution du champ se produit au sein du spécimen, diminution qui dépend de l'aimantation M et d'un facteur géométrique D. D est appelé facteur de désaiman-

tation, $4\pi D$ coefficient de désaimantation et $4\pi DM$ champ de désaimantation. D a la valeur de $\frac{1}{3}$ pour un spécimen sphérique, est nul dans la limite d'une aiguille infiniment longue parallèle aux lignes du champ H, et tend vers l'unité dans l'autre limite d'une plaque infiniment mince perpendiculaire à H. Si l'échantillon de volume V a une susceptibilité volumique χ_v, et si la relation entre l'aimantation et le champ magnétique $M = \chi_v H$ est plus ou moins linéaire, nous pouvons calculer le moment magnétique du spécimen $p = MV = \chi_v\, H_i\, V$, et la force agissant sur un échantillon (de dimensions encore infinitésimales) placé dans un champ magnétique inhomogène:

$$F_y = \frac{\chi_v\, V}{1 + 4\pi D\, \chi_v}\, H_z\, \frac{dH_z}{dy}$$

Dans le cas d'un métal ordinaire, diamagnétique ou normalement paramagnétique, la valeur absolue de χ_v varie entre 10^{-6} et 10^{-4}, et pour un spécimen plus ou moins sphérique ($D = \frac{1}{3}$) nous pouvons laisser tomber le terme $4\pi D\chi_v$ négligeable par rapport à l'unité. Ainsi nous pouvons intégrer la force sur le volume entier de l'échantillon. Si de plus $\frac{1}{H} \cdot y_0 \cdot \frac{dH_z}{dy} \ll 1$ (dans nos conditions expérimentales en général 10^{-3} à 10^{-2}) où y_0 est la dimension de l'échantillon — le diamètre de la sphère — nous pouvons sortir $H_z\, dH_z/dy$ de l'intégrale:

$$F_y = \chi_v \iiint H_z\, \frac{dH_z}{dy}\, dV = \frac{\chi_v\, V}{2}\, \frac{dH_z^2}{dy}$$

C'est la situation expérimentale dans laquelle se sont placés Faraday puis Curie avec dH_z^2/dy constant sur tout le volume de l'échantillon. En faisant appel à la notion de susceptibilité spécifique $\chi_g = \chi_v/\rho$, avec $\rho = m/V$, nous aboutissons finalement à l'expression de la force agissant sur un spécimen de masse m connue, placé dans la configuration magnétique $H_z\, dH_z/dy$ constant produite grâce à un aimant de pièces polaires de forme spéciale:

$$\boxed{F_y = \chi_g\, m\, H_z\, \frac{dH_z}{dy}}$$

La mesure de F_y à l'aide d'une balance permet ainsi le calcul de la susceptibilité χ_g d'une substance, dont un échantillon est placé dans les conditions décrites ci-dessus.

Pour citer un exemple et fixer les idées, un spécimen de 50 mg de palladium de susceptibilité approximative $5\ 10^{-6}$ u.e.m./g à température ordinaire, est soumis à une force de 5 dynes dans un $H_z dH_z/dy$ de $20\ 10^6$ Oe^2/cm (valeur correspondant à un champ magnétique moyen de 15 kOe); c'est ainsi un changement apparent de masse d'environ 5 mg — $\Delta m = F_y/g$, g étant l'intensité de la pesanteur observée à Genève 980,582 cm sec^{-2} — qu'il faudra mesurer avec la meilleure précision possible, une fois que la configuration $H_z dH_z/dy$ sera bien connue et contrôlée.