

Appendice C

Objekttyp: **Appendix**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **22 (1969)**

Heft 3

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

APPENDICE C

AIMANTATION DES ALLIAGES DU TYPE PdFe

Pour effectuer les corrections de champ démagnétisant, nous avons besoin de connaître pour un alliage l'aimantation totale en fonction de la température; en vue d'obtenir au moins une approximation grossière de cette fonction, nous l'avons calculée avec le modèle simple du champ moléculaire en admettant que l'interaction dominante est le couplage ferromagnétique entre les agglomérats ou « clusters » formés par les atomes de Fe et leurs voisins de Pd polarisé. Nous savons que pour des concentrations de 0,3 % et plus les régions de polarisation positive se chevauchent et ceci donne lieu à un fort couplage. Quel nombre quantique J faut-il attribuer au moment d'un agglomérat ?

Pour le PdFe μ_{sat} est de l'ordre de 10 à 12 μ_B et nous attribuons un nombre quantique J de façon à ce que $\mu_{sat} = g J \mu_B$. Le facteur g peut être pris à 2,06, de sorte que le nombre $J = 5$ représente bien un agglomérat (le choix de valeurs un peu différentes comme $J = 6$ ne change que très peu les résultats numériques).

Nous écrivons que le champ effectif agissant sur les agglomérats est $(f + \lambda M)$, f étant le champ extérieur, λ la constante de couplage entre les agglomérats et M l'aimantation totale. Pour calculer cette dernière, nous avons à résoudre le système suivant bien connu:

$$\frac{M(T)}{M_{sat}} = \frac{2J + 1}{2J} \coth \left[\frac{2J + 1}{2J} x \right] - \frac{1}{2J} \coth \left[\frac{1}{2J} x \right] = B_J(x) \quad (1)$$

(fonction de Brillouin)

$$x = \frac{gJ\mu_B}{kT} [f + \lambda M(T)] \quad (2)$$

La constante λ est estimée à partir de la température de Curie θ_C . La distinction entre θ_f et θ_p ne peut pas être faite dans le cadre de ce modèle. Pour $x \ll 1$, $B_J(x)$ se réduit à $\frac{J + 1}{3J} x$; les équations (1) et (2) prennent alors la forme bien connue de la loi de

Curie-Weiss:

$$\frac{M(T)}{M_{sat}} = \frac{J + 1}{3J} \frac{gJ\mu_B}{kT} [f + \lambda M(T)], \quad \text{mais} \quad M_{sat} = gJ\mu_B N$$

N est le nombre de moments magnétiques par unité de volume si M est l'aimantation rapportée au volume, d'où:

$$M(T) = \frac{Ng^2\mu_B^2J(J+1)}{3kT} [f + \lambda M(T)] = \frac{C}{T} [f + \lambda M(T)]$$

$$\text{avec } C = \frac{Ng^2\mu_B^2J(J+1)}{3k}$$

Nous pouvons mettre maintenant l'équation (2) sous une forme plus utile:

$$\frac{M(T)}{f} = \frac{C}{T - \theta_c} \quad \text{avec } \theta_c = \lambda C$$

$$M(T) + \frac{f}{\lambda} = \frac{kT}{\lambda g J \mu_B} x \quad \text{mais } \frac{1}{\lambda} = \frac{C}{\theta_c}$$

$$M(T) + \frac{Ng^2\mu_B^2J(J+1)}{3k\theta_c} f = \frac{Ng\mu_B(J+1)}{3k\theta_c} kTx$$

$$\frac{M(T)}{M_{sat}} + \frac{g\mu_B(J+1)}{3k} \frac{f}{\theta_c} = \frac{J+1}{3J} \frac{T}{\theta_c} x,$$

$$\frac{T}{\theta_c} = \frac{1}{x} \frac{3J}{J+1} \left[B_J(x) + \frac{g\mu_B(J+1)}{3k} \frac{f}{\theta_c} \right] \quad (3)$$

$$\text{avec } \frac{M(T)}{M_{sat}} = B_J(x) \quad (1)$$

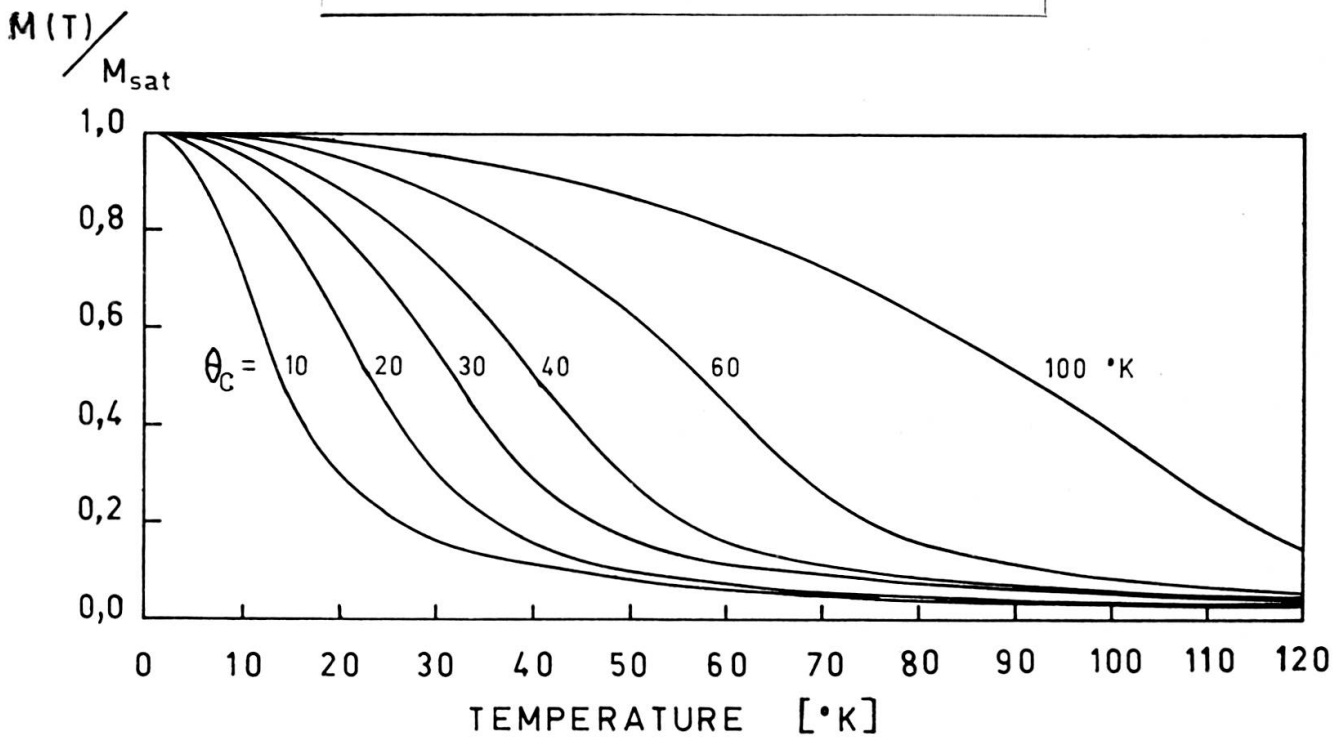


FIG. C-1. — Aimantation calculée avec le champ moléculaire $f + \lambda M$. $f = 12,5$ kGs $J = 5$, $g = 2$ et $\lambda = \theta_c/C$, θ_c est la température de Curie.

Nous prenons $J = 5$, $g = 2$ et $f = 12,5$ kGs. Cette dernière valeur correspond au champ appliqué dans nos mesures de résonance. θ_c est un paramètre. A chaque valeur arbitraire de x correspond une aimantation d'après (1) et une température d'après (3). Nous pouvons ainsi tracer un jeu de courbes d'aimantation en fonction de la température avec θ_c en paramètre (voir fig. C-1). Remarquons enfin que d'après la figure IV-1 θ_c est proportionnel à la concentration de Fe dans le domaine de 0,3% à 3% atomique avec le taux de 35° K par % de Fe, nous en concluons que le modèle ci-dessus décrit bien la situation avec une valeur λ constante.

Une telle procédure n'est valable que pour les alliages *PdFe* et les dérivés riches en Pd. Nous avons constaté que l'aimantation mesurée d'un alliage $\text{Pd}_{90}\text{Rh}_{10} + 1\%$ s'accordait approximativement avec nos courbes et les écarts n'influençaient pas la valeur de g déterminée par extrapolation à aimantation nulle.

*Institut de Physique expérimentale
de l'Université de Genève*