

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

Artikel: Étude par résonance magnétique d'alliages à haute susceptibilité
Autor: Dupraz, Jean
Anhang: Appendice A
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-739163>

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: 17.07.2025

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

APPENDICE A

CALCUL DE $\chi_+(\omega = 0) \equiv \chi_z$

Ce calcul, qui montre que le modèle est bien cohérent, ne présente pas de difficultés particulières; tout est dans la manière convenable de grouper les termes afin de mettre en évidence les simplifications possibles.

Cas particulier : $\delta_{ie} = \delta_{ei} = 0$

Il est utile de définir les quantités suivantes:

$$\omega_i' = \omega_i + a + i\delta_{iL}$$

$$\omega_e' = \omega_e + b + i\delta_{eL}$$

Alors les définitions (II-17) deviennent:

$$\varepsilon_i = \omega_i + a - i\delta_{iL} = \omega_i'$$

$$\zeta_i = \frac{g_i}{g_e} b + i\lambda_{ie}\beta\delta_{iL} = \lambda_{ie}\beta \left(\frac{1}{\beta} g_i \mu_B M_z + i\delta_{iL} \right)$$

mais selon (II-2) $M_z = \beta(f_z + \lambda_{ie}m_z)$, d'où:

$$\zeta_i = \lambda_{ie}\beta(\omega_i + a + i\delta_{iB}) = \lambda_{ie}\beta\omega_i'$$

$$\eta_i = \frac{1}{\lambda_{ie}} \left(\frac{g_i}{g_e} b + i\lambda_{ie}\beta\delta_{iL} \right) = \frac{1}{\lambda_{ie}} \zeta_i = \beta\omega_i'$$

La susceptibilité $\chi_+(\omega=0)$ donnée par (II-18) s'écrit:

$$\begin{aligned} \chi_+(\omega=0) &= \frac{\eta_i(\varepsilon_e + \zeta_e) + \eta_e(\varepsilon_i + \zeta_i)}{\varepsilon_i\varepsilon_e - \zeta_i\zeta_e} = \frac{\beta\omega_i'\omega_e'(1 + \lambda_{ie}\alpha) + \alpha\omega_i'\omega_e'(1 + \lambda_{ie}\beta)}{\omega_i'\omega_e' - \lambda_{ie}^2\alpha\beta\omega_i'\omega_e'} = \\ &= \frac{\alpha + \beta + 2\lambda_{ie}\alpha\beta}{1 - \lambda_{ie}^2\alpha\beta} \end{aligned}$$

On retrouve donc la susceptibilité statique donnée par (II-7) grâce à une simplification par la quantité $\omega_i\omega_e$.

Cas général : δ_{ie} et $\delta_{ei} \neq 0$

L'idée est de faire apparaître les quantités ω_i et ω_e de façon à effectuer une simplification semblable au cas précédent. On obtient alors pour les définitions (II-17):

$$\begin{aligned}\varepsilon_i &= \omega_i' + i\delta_{ie} + i\lambda_{ie}\alpha\delta_{ei} \\ \zeta_i &= \lambda_{ie}\beta \left[\frac{1}{\beta} g_i \mu_B M_z + i(\delta_{ie} + \delta_{iL}) \right] + i\delta_{ei} \\ \zeta_i &= \lambda_{ie}\beta(\omega_i + a + i\delta_{iL}) + i\lambda_{ie}\beta\delta_{ie} + i\delta_{ei} \\ \zeta_i &= \lambda_{ie}\beta\omega_i' + i\lambda_{ie}\beta\delta_{ie} + i\delta_{ei} \\ \eta_i &= \frac{1}{\lambda_{ie}} [\zeta_i - i(1 + \lambda_{ie}\alpha)\delta_{ei}] = \beta\omega_i' + i\beta\delta_{ie} - i\alpha\delta_{ei}\end{aligned}$$

Le dénominateur $D = \varepsilon_i \varepsilon_e - \zeta_i \zeta_e$ de χ_+ ($\omega=0$) s'écrit:

$$\begin{aligned}D &= \omega_i' \omega_e' (1 - \lambda_{ie}^2 \alpha \beta) + i\omega_i' \cdot \delta_{ei} (1 - \lambda_{ie}^2 \alpha \beta) + i\omega_e' \cdot \delta_{ie} (1 - \lambda_{ie}^2 \alpha \beta) - \\ &\quad - (\delta_{ie} + \delta_{ei} \lambda_{ie} \alpha) (\delta_{ei} + \delta_{ie} \lambda_{ie} \beta) + (\delta_{ie} \lambda_{ie} \beta + \delta_{ei}) (\delta_{ei} \lambda_{ie} \alpha + \delta_{ie}) \\ D &= \omega_i' \omega_e' (1 - \lambda_{ie}^2 \alpha \beta) + i\omega_i' \omega_e' (1 - \lambda_{ie}^2 \alpha \beta) \left(\frac{\delta_{ei}}{\omega_e'} + \frac{\delta_{ie}}{\omega_i'} \right)\end{aligned}$$

Le numérateur $N = \eta_i (\varepsilon_e + \zeta_e) + \eta_e (\varepsilon_i + \zeta_i) = N_i + N_e$ s'écrit

$$N_i = [\beta\omega_i' + i(\beta\delta_{ie} - \alpha\delta_{ei})] \{ \omega_e' (1 + \lambda_{ie}\alpha) + i[(1 + \lambda_{ie}\beta)\delta_{ie} + (1 + \lambda_{ie}\alpha)\delta_{ei}] \}$$

Il est utile pour calculer $N_i + N_e$ de remarquer que le terme $(\beta\delta_{ie} - \alpha\delta_{ei})$ change de signe à l'opération $i \rightarrow e$ et $e \rightarrow i$, tandis que le terme $[(1 + \lambda_{ie}\beta)\delta_{ie} + (1 + \lambda_{ie}\alpha)\delta_{ei}]$ est invariant, d'où:

$$\begin{aligned}N &= N_i + N_e = \omega_i' \omega_e' (\alpha + \beta + 2\lambda_{ie}\alpha\beta) + \\ &\quad + i\omega_i' \omega_e' \left(\frac{\beta}{\omega_e'} + \frac{\alpha}{\omega_i'} \right) [(1 + \lambda_{ie}\beta)\delta_{ie} + (1 + \lambda_{ie}\alpha)\delta_{ei}] + \\ &\quad + i\omega_i' \omega_e' (\beta\delta_{ie} - \alpha\delta_{ei}) \left[\frac{1}{\omega_i'} (1 + \lambda_{ie}\alpha) - \frac{1}{\omega_e'} (1 + \lambda_{ie}\beta) \right]\end{aligned}$$

$$\chi_+ (\omega=0) = \frac{N}{D} = \frac{R + iT + iV}{S + iU}$$

$$R = \alpha + \beta + 2\lambda_{ie}\alpha\beta$$

$$S = 1 - \lambda_{ie}^2 \alpha \beta$$

$$T = \left(\frac{\beta}{\omega'_e} + \frac{\alpha}{\omega'_i} \right) [(1 + \lambda_{ie}\beta) \delta_{ie} + (1 + \lambda_{ie}\alpha) \delta_{ei}]$$

$$U = (1 - \lambda_{ie}^2 \alpha \beta) \left(\frac{\delta_{ei}}{\omega'_e} + \frac{\delta_{ie}}{\omega'_i} \right)$$

$$V = (\beta \delta_{ie} - \alpha \delta_{ei}) \left[\frac{1}{\omega'_i} (1 + \lambda_{ie}\alpha) - \frac{1}{\omega'_e} (1 + \lambda_{ie}\beta) \right]$$

On remarque que $\frac{R}{S}$ n'est rien d'autre que la susceptibilité statique; il faut donc vérifier l'identité suivante:

$$\frac{R + iT + iV}{S + iU} \stackrel{?}{=} \frac{R}{S} \text{ ou encore } ST + SV \stackrel{?}{=} RU$$

En explicitant tous les termes dans la dernière relation, on constate qu'ils s'annulent tous deux à deux et l'on obtient bien une identité. On a ainsi démontré que:

$$\chi_+(\omega=0) \equiv \frac{\alpha + \beta + 2\lambda_{ie}\alpha\beta}{1 - \lambda_{ie}^2\alpha\beta} = \chi_z$$

Remarque:

A aucun moment dans ce calcul nous n'avons fait de simplification provenant de la loi de bilan détaillé. Ainsi le résultat ci-dessus en est totalement indépendant.