Introduction

Objekttyp: **Chapter**

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

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

Heft 3

PDF erstellt am: **28.05.2024**

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Appendice A. Calcul de $\chi_+ (\omega=0) = \chi_z$ 805
» B. Structure électronique des phases de Laves 808
» C. Aimantation des alliages du type *Pd*Fe 814

INTRODUCTION

Une des voies d'approche expérimentale au problème du couplage des impuretés magnétiques avec les électrons de conduction est la résonance paramagnétique électronique (EPR) de ions dilués dans les métaux. Nous donnons tout d'abord un rappel théorique succinct en nous attachant surtout à relever les aspects particuliers à la résonance dans les métaux et les informations que nous pouvons obtenir.

Dans beaucoup de cas un ion magnétique à l'état S (Gd^{+++}, Mn^{++} et Eu^{++}) conserve ses propriétés presque inchangées dans une matrice métallique. Il porte un moment magnétique $\vec{\mu}$ avec:

$$\vec{\mu} = - g_i \mu_B \vec{S} \tag{1}$$

où g_i, facteur g ionique, a une valeur très voisine de 2 (par exemple pour le Gd^{+++} les valeurs g_i observées dans les isolants sont voisines de 1,99), μ_B est le magnéton de Bohr ($\mu_B > 0$) et $\vec{S}$ le spin ionique. En présence d'un champ magnétique extérieur $\vec{H}$ dans la direction z, les énergies Zeeman sont données par:

$$E = - \vec{\mu} \cdot \vec{H} = g_i \mu_B \vec{H} \cdot \vec{S} \tag{2}$$

Un champ transverse de « fréquence » ω_i peut induire des transitions si nous satisfaisons à:

$$\omega_i = g_i \mu_B H_z \tag{3}$$

Nous écrivons nos équations avec $\hbar = 1$ et ω a ainsi la dimension d'une énergie.

Le principal effet que nous étudions est un couplage entre un ion magnétique au site $\vec{R}_n$ et un électron de conduction au site $\vec{x}$, couplage qui varie comme le produit scalaire entre les spins respectifs $\vec{S}$ et $\vec{\sigma}$, et qui peut être décrit phénoménologiquement par une densité d'interaction d'échange:

$$\mathscr{H}_{ex} = \sum_n \frac{1}{n_0} J \vec{S} \cdot \vec{\sigma}(\vec{x}) \, \delta(\vec{R}_n - \vec{x}) \tag{4}$$

$\vec{\sigma}(\vec{x})$ est la densité de spin électronique; J est un paramètre d'échange effectif, qui vaut habituellement une fraction d'électron-Volt; n_0 est le nombre de sites réticulaires par unité de volume. Nous notons que cette interaction d'échange est spécifique au problème de ions dilués dans une matrice métallique, et n'intervient pas si la matrice est un cristal isolant. On sait que dans ce dernier cas la conductivité est nulle, car

l'application d'un champ électrique provoque deux courants égaux et opposés. C'est une compensation de ce type qui entraîne l'absence d'échange dans un isolant.

Les niveaux d'énergie permise deviennent maintenant:

$$E = S_z \left(g_i \mu_B H_z + \frac{J}{n_0} \langle \sigma_z \rangle \right) \tag{5}$$

où $\langle \sigma_z \rangle$ est la valeur moyenne de la densité de spin électronique au site $\vec{R}_n$. En se rappelant que l'on peut écrire:

$$\chi_e H_z = \langle \sigma_z \rangle g_e \mu_B \tag{6}$$

où χ_e est la susceptibilité de spin des électrons de conduction et g_e leur facteur g, nous obtenons:

$$E = S_z \mu_B H_z \left(g_i + \frac{J \chi_e}{n_0 g_e \mu_B^2} \right) \tag{7}$$

Nous trouvons un déplacement de raie:

$$\boxed{\Delta g_i = \frac{J \chi_e}{n_0 g_e \mu_B^2}} \tag{8}$$

Cet effet est l'équivalent du déplacement de Knight bien connu en résonance magnétique nucléaire (NMR) dans les métaux. Nous pouvons ainsi déterminer J en mesurant Δg_i et χ_e. Notons qu'en présence d'échange interélectronique c'est bien la susceptibilité augmentée par échange χ_e qui intervient dans la relation (8), et non la susceptibilité « nue », ou susceptibilité des électrons sans interactions, que nous écrivons χ_e^0 (nous utiliserons aussi les notations α et α^0). Un grand nombre de résultats ont été obtenus par divers auteurs et nous renvoyons à une compilation déjà publiée (PETER et al. 1967). Un certain nombre de propriétés physiques dépendent de cet échange entre ions et électrons: moment effectif d'une impureté magnétique diluée dans une matrice métallique, abaissement de la température de transition supraconductrice par dilution de ions magnétiques et anomalies à basse température de la thermopuissance et de la résistivité. Enfin signalons que la résonance paramagnétique électronique ne se limite pas en fait aux ions à l'état S, puisque des résultats ont été obtenus récemment avec des ions Er^{+++} et Yb^{+++}.

Un autre effet de l'échange entre un spin ionique et les spins des électrons de conduction est de donner lieu à un mécanisme de relaxation déjà connu en NMR dans les métaux sous le nom d'élargissement de Korringa (ABRAGAM, 1961, p. 364). Si dans cette dernière référence nous identifions $1/T_1$ avec la mi-largeur à mi-hauteur $D\omega_K$ d'une raie d'absorption mesurée en unités de ω, nous obtenons:

$$\boxed{D\omega_K = \pi (\Delta g_i)^2 k_B T} \tag{9}$$

En présence d'échange interélectronique la quantité $D\omega_K$ est réduite par rapport à la valeur de Korringa donnée par (9) (MORYA, 1963; PETER et al. 1967). Le facteur de réduction ne nous est malheureusement pas connu; les résultats de Morya, qui donne ce facteur en fonction de l'échange interélectronique, ne sont valables que pour un modèle trop simple. Ce fait, et aussi l'effet d'étranglement dont nous parlerons dans le chapitre II, rend très problématique la détermination du paramètre d'échange J au moyen d'une seule mesure d'élargissement.

Cette relaxation de Korringa est toujours présente et constitue dans beaucoup de cas la contribution dominante à l'élargissement, au moins à haute température.

Nous avons vu qu'il y a un certain degré de similitude entre les expériences EPR et NMR. Le point important est que les relations (8) et (9) ne sont valables en EPR que si les électrons de conduction forment un système non résonnant qui dissipe instantanément son énergie dans le réseau. A la différence de ce qui se passe en NMR, les facteurs g des deux systèmes couplés, impuretés magnétiques et électrons de conduction, sont voisins; ceci donne lieu à des effets dynamiques lorsque le taux de dissipation des électrons dans le réseau ne peut plus être considéré comme infini. Ces effets peuvent être compris dans le cadre du modèle du champ moléculaire que nous exposerons au chapitre II. Dans le cas limite de la relaxation très rapide des électrons, ce modèle permet de retrouver la relation (8), tandis que la relation (9) est extérieure au modèle et son inclusion soulève quelques difficultés que nous discuterons.

Dans le chapitre III sera donnée une application où les données expérimentales obtenues avec du $LaRu_2$ dopé avec des ions Gd^{+++} seront analysées à l'aide des résultats du champ moléculaire. Nous verrons qu'à basse température le déplacement et la largeur de raie ne sont plus données par les relations (8) et (9), et les écarts seront expliqués en attribuant une certaine valeur, fonction de la température, au taux de relaxation des électrons vers le réseau.

Enfin dans le chapitre IV nous présenterons des résultats obtenus par résonance ferromagnétique dans des alliages du type *Pd*Fe, et nous verrons que le modèle du champ moléculaire permet d'expliquer certaines variations du facteur g observées dans une série d'alliages.

RÉFÉRENCES

ABRAGAM, A. « Principes du magnétisme nucléaire » *Presses Universitaires de France*, Paris (1961).
MORIYA, T. *J. Phys. Soc.* Japan *18*, 516 (1963).
PETER, M., J. DUPRAZ, and H. COTTET, *Helv. Phys. Acta 40*, 301 (1967).