Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 13 (1960)

Heft: 9: Colloque Ampère

Artikel: Quelques conséquences de la théorie des phases de domaines élémentaires sur la résonance ferromagnétique

Autor: Coumes, A.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-738590

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: 12.07.2025

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

Quelques conséquences de la théorie des phases de domaines élémentaires sur la résonance ferromagnétique

par A. Coumes

Laboratoire de Radio-Electricité et d'Electronique
Ecole d'Ingénieurs électroniciens, Grenoble

Des publications récentes ont mis en relief l'élargissement de la courbe de résonance ferromagnétique de certaines substances. Entre autres, Strub [1] ainsi que Van Itterbeek, Forrez, Smits et Witters [2] ont confirmé la présence de courbes présentant deux maximums. Nous avons précédemment [3] indiqué les principes d'un calcul permettant de prévoir l'allure de la courbe de Strub; nous nous proposons ici de préciser ce mode de calcul, et de fournir des résultats relatifs à diverses orientations du champ appliqué. Notre interprétation des résultats expérimentaux est fondée sur l'application de la théorie des phases de domaines élémentaires de Néel [4], [5].

1. Détermination du champ de résonance suivant une certaine direction.

Considérons un monocristal de ferrosilicium taillé suivant l'un des plans de base du cube et désignons par H_z le champ continu appliqué suivant la la direction O_z faisant l'angle θ avec un axe de facile aimantation (fig. 1). La fréquence angulaire de la résonance ferromagnétique est donnée par la relation de Kittel [6]:

$$\omega_0^2 = \gamma^2 \left[H_z + (N_x + N_{ex} - N_z) J_z\right] \left[H_z + (N_y + N_{ey} - N_z) J_z\right] \qquad (1)$$

N_x N_y N_z coefficients de champ démagnétisant.

N_{ex} N_{ey} coefficients du champ effectif d'anisotropie [6].

De la relation (1) nous tirons la valeur du champ de résonance (à fréquence H.F. constante) pour les diverses directions O_z. Nous obtenons sensiblement:

$$(H_z^{res})_\theta = A - B \cos 4\theta \quad \text{avec} \quad B \# 2 K_1/Js \,. \qquad (2)$$

L'écart entre la courbe calculée et les résultats expérimentaux (fig. 2) est habituellement expliqué en admettant que pour les faibles champs l'aimantation J_z suivant O_z diffère de l'aimantation spontanée J_s. Nous avons montré par ailleurs [7] que l'on obtient une bonne interprétation de cet écart en considérant que le calcul de Kittel doit être appliqué à l'aimantation J_s dans chacune des phases de domaines élémentaires. D'une façon plus précise $(H_z^{res})_\theta$ désignant le champ de résonance observé suivant

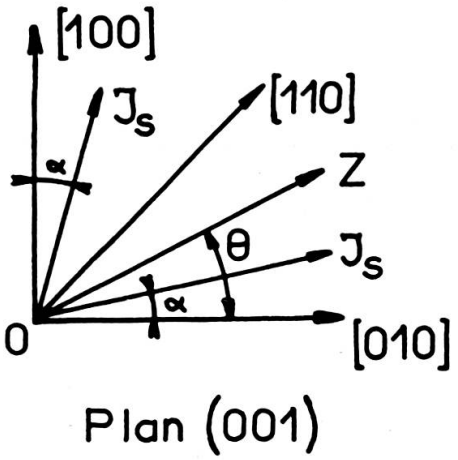

Fig.1

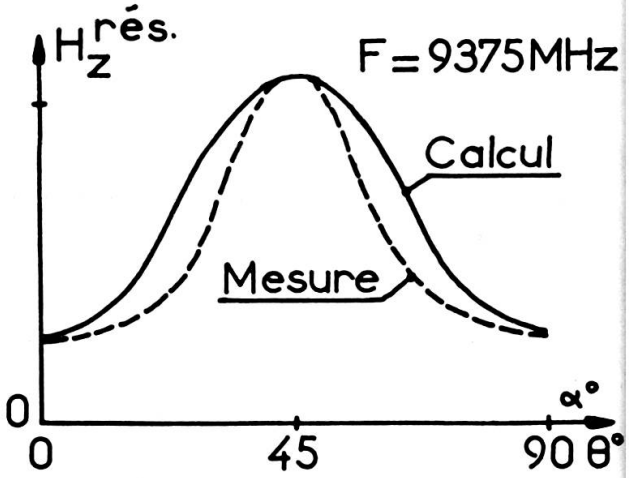

Fig.2

la direction θ, des considérations d'énergie minimale [4] permettant de calculer quelle est la direction réelle α de l'aimantation J_s dans chacune des phases de domaines élémentaires, et nous constatons que le champ intérieur suivant la direction α correspond justement aux conditions de la résonance pour une aimantation J_s suivant cette direction.

2. Courbe de résonance ferromagnétique.

Nous allons maintenant indiquer les principes du calcul de la courbe donnant l'absorption apparente μ_R en fonction du champ H_z appliqué, courbe par laquelle les résultats expérimentaux sont généralement traduits. En désignant par $\mu = \mu' + j\mu''$ la perméabilité relative en hyperfréquences, on porte en fonction de H_z les valeurs de la quantité $\mu_R = |\mu| + \mu'$ qui résulte de mesures d'absorption ou de surtension. Cette courbe est tracée pour une direction O_z fixe du champ extérieur.

Les valeurs théoriques de μ' et μ'' sont données par les équations de Bloembergen [8] dans lesquelles nous introduisons les coefficients du champ effectif d'anisotropie et nous considérons l'aimantation J_s orientée suivant la direction précédemment calculée. Il vient:

$$\mu_R^{res} = \frac{T_2 4\pi\gamma^2 J_s \left[H_z^{rés})_\alpha + (N_y + N_{ey} - N_z) J_s \right]}{\omega_0} \qquad (3)$$

De part et d'autre de H_z^{res}, μ_R décroît suivant une loi qu'il est aisé de traduire graphiquement: nous appellerons « courbe de résonance type » la courbe ainsi obtenue. Soit H_z une valeur du champ appliqué suivant la direction θ; nous calculons successivement:

a) la position α de l'aimantation J_s dans l'une des phases de domaines élémentaires (ou dans la phase unique);
b) le champ $(H_z^{res})_\alpha$ d'après la figure (2);
e) le champ intérieur, évidemment dirigé suivant la direction [110];
d) la composante H_α du champ intérieur suivant α;
e) l'écart Δ H entre H_α et le champ intérieur correspondant à la résonance suivant la direction α;
f) l'absorption apparente $(\mu_R^{res})_\alpha$ à la résonance suivant la direction α; ce calcul est fait à partir de la formule (3);
g) la valeur de $(\mu_R)_\alpha$ dans les conditions actuelles; $(\mu_R)_\alpha$ diffère de $(\mu_R^{res})_\alpha$ d'une quantité que l'on obtient en s'écartant de Δ H sur la « courbe de résonance type ».

C'est la valeur ainsi trouvée que l'on porte en fonction de H_z.

Résultats. — Nous donnons ici (fig. 3) les courbes théoriques ainsi calculées pour cinq orientations différentes du champ appliqué. La courbe ne présente pas d'anomalie pour $\theta = 0°$; pour $\theta = 15°$ on observe un élargissement; un second maximum apparaît pour $\theta = 25°$ et subsiste pour $\theta = 35°$; enfin pour $\theta = 45°$ la courbe présente un palier d'une largeur de 400 0_e environ. Ces calculs relatifs à un monocristal de ferrosilicium sont en bon accord avec l'expérience.

Une application directe des vues précédentes aux films de permalloy étudiées par Van Itterbeek etc... [2] n'est pas possible, la structure de ces films n'étant pas identique à celle des monocristaux de ferrosilicium étudiés ci-dessus. Cependant des raisons analogues semblent justifier l'allure des courbes de résonance observées dans le cas de films épais. Nous avons étudié

le cas, évidemment idéal, où cinq structures ayant un axe de facile aimantation respectivement orienté à 0°, 15°, 25°, 35° et 45° du champ appliqué

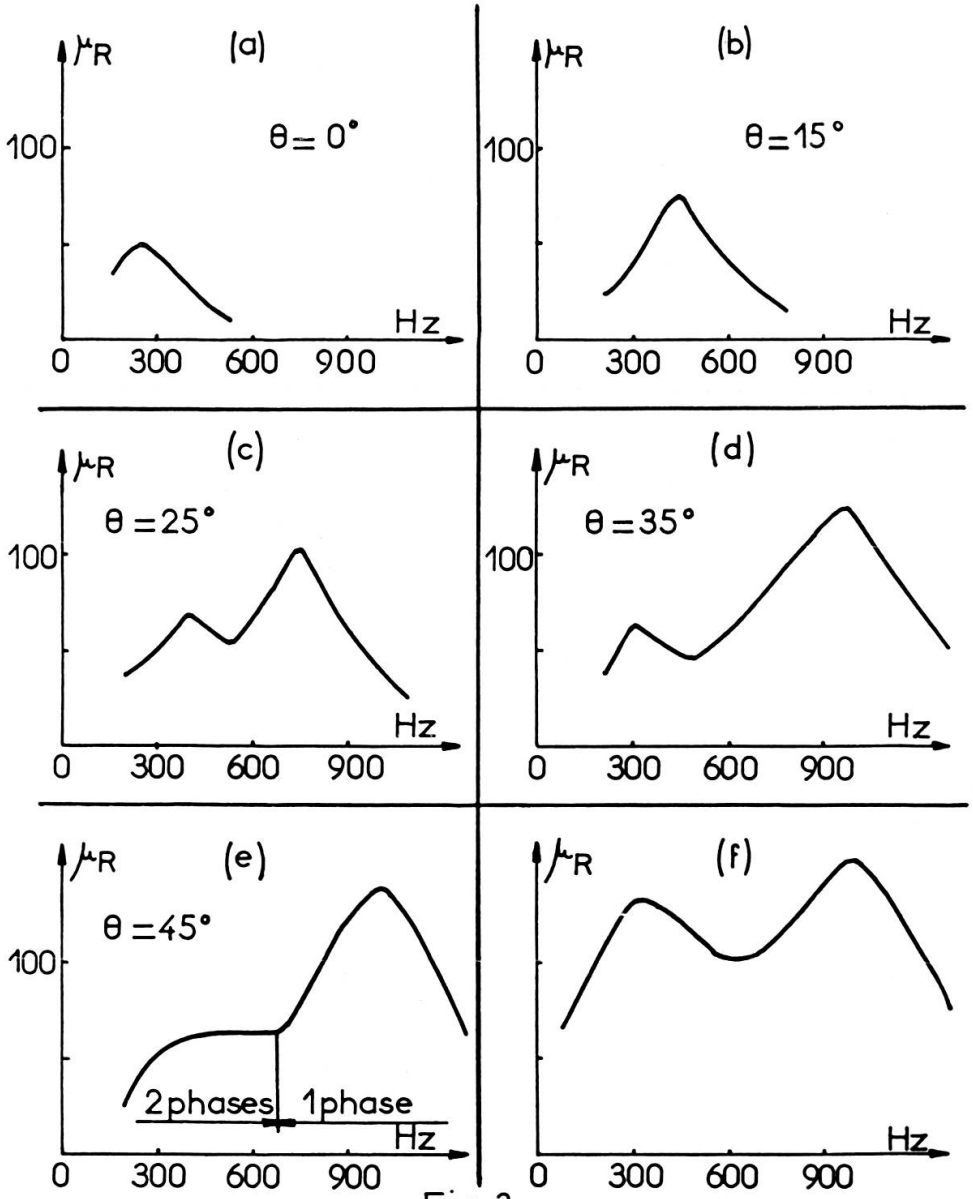

Fig.3

seraient également responsables de l'absorption apparente. La courbe de résonance aurait alors l'allure représentée sur la figure 3 *f*, c'est une forme de courbe tout à fait comparable à celles qui ont été obtenues expérimentalement.

Signalons enfin que Schlömann [9] a expliqué l'élargissement de courbes de résonance dans des échantillons polycristallins par des considérations voisines de celles que nous présentons ici: Schlömann conclut à l'existence possible de plusieurs maximums correspondant à l'entrée en résonance de grains pour lesquels le champ extérieur se trouve appliqué dans une direction voisine d'un axe de facile aimantation.

3. Autres conséquences.

La théorie précédente permet de déterminer certains caractères d'un échantillon à partir d'expériences de résonance ferromagnétique. C'est ainsi qu'il est possible d'évaluer le « champ d'anisotropie » $H_a = 2\ K_1/J_s$ en mesurant le champ minimal de résonance $(H_s^{res})_0$, le champ maximal $(H_z^{res})_{45}$ et en appliquant la formule (2). Nous avons obtenu des résultats ne s'écartant pas de plus de 5% de ceux que l'on obtient par la mesure séparée de K_1 et de J_s: les incertitudes des mesures suffisent à expliquer cette différence. De même, l'examen des courbes de résonance permet de déterminer le point de transition entre le système à une phase de domaines et le système à deux phases. Cette transition se produit lorsque, H_z décroissant, la courbe μ_R cesse d'être une « courbe de résonance type » c'est-à-dire lorsque commence à se manifester « l'élargissement anisotropique » de la courbe (fig. 3 *e* par exemple).

L'évaluation ainsi obtenue est en bon accord avec les résultats du calcul.

4. Conclusion.

Nous pouvons conclure que la forme particulière des courbes de résonance ferromagnétique d'un monocristal résulte de phénomènes d'anisotropie cristalline: les conditions de la résonance sont déterminées par l'orientation effective de l'aimantation dans chaque phase de domaines élémentaires. De plus la considération des phases de domaines (ou des « modes » d'aimantation) d'un monocristal donne la possibilité de calculs précis en bon accord avec l'expérience.

BIBLIOGRAPHIE

1. Strub, A., *J. Phys. Rad.*, *21*, 3 (1960), p. 43A.
2. Van Itterbeek, A., G. Forrez, J. Smits et J. Witters, *J. Phys. Rad.*, *21*, 2 (1960), p. 81.

3. COUMES, A., *C. R. Ac. Sc. Paris*, *250* (1960), p. 819.
4. NEEL, L., *J. Phys. Rad.*, *5* (1944), p. 241.
5. —— Colloque national de Magnétisme, Strasbourg (1957).
6. KITTEL, C., *Phys. Rev.*, *73* (1948), p. 155.
7. COUMES, A., *C. R. Ac. Sc. Paris*, *250* (1960), p. 3458.
8. BLOEMBERGEN, N., *Phys. Rev.*, *78* (1950), p. 572.
9. SCHLOMANN, E., *J. Phys. Rad.*, *20*, 23 (1959), p. 327.