Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

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

Band: 13 (1960)

Heft: 9: Colloque Ampère

Artikel: Étude d'un monocristal de grenat d'yttrium dans une expérience de résonance ferrimagnétique à forte puissance

Autor: Hervé, Jacques / Sauzade, Michel

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-738591

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: 06.07.2025

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

Etude d'un monocristal de grenat d'Yttrium dans une expérience de résonance ferrimagnétique à forte puissance

par Jacques Hervé et Michel Sauzade

Laboratoire d'Electronique et Radio-électricité de la Sorbonne,
Fontenay-aux-Roses (Seine).

Nous étudions ici les variations du moment magnétique et de l'absorption d'un monocristal de grenat d'Yttrium ($5Fe_2O_3$, $3Y_2O_3$) en fonction du champ hyperfréquence. Les expériences ont été faites à 9350 MHz. La puissance pouvait atteindre 30 watts.

Dispositif expérimental

L'échantillon se présente sous la forme d'une sphère de 1,5 mm de diamètre, taillée dans un monocristal. Il est placé dans une région de champ magnétique maximal dans une cavité rectangulaire (mode TE_{104}) (fig. 1). Une bobine A placée à proximité de l'échantillon et dont la surface effective est d'environ 1500 cm^2, sert à capter les variations de flux corrélatives à la saturation. Une bobine B de surface égale montée en opposition, permet d'éliminer dans une très large mesure, les variations du champ directeur. Elle est placée suffisamment loin de l'échantillon pour être insensible aux variations du moment.

Pour mesurer la variation du moment de l'échantillon à l'instant où l'on injecte la puissance hyperfréquence dans la cavité, on mesure la variation de flux dans la bobine A, au moyen d'un fluxmètre électronique de construction originale décrit dans la référence [1]; on obtient ainsi $\Delta M_z v$, v étant le volume de l'échantillon, quantité qu'il n'est pas besoin de mesurer car elle s'élimine des formules finales; ΔM_z est la variation du moment par cm^3.

Dans une expérience préliminaire on étalonne le système de bobines en extrayant l'échantillon de son logement et en mesurant la variation de flux pendant cette opération, l'ensemble échantillon, bobines de mesure

et cavité, étant placé dans un champ suffisamment fort pour provoquer la saturation de l'aimantation. On obtient ainsi $M_0 v$, valeur du moment de l'échantillon à la saturation, M_0 étant le moment par cm³.

Les variations relatives de χ'' en fonction du champ hyperfréquence sont déterminées en mesurant la puissance incidente et la puissance réfléchie à l'aide d'atténuateurs calibrés. Nous avons en effet, en appelant χ''_0 la valeur de χ'' aux faibles champs hyperfréquences:

$$\chi''/\chi''_0 = \frac{\text{P absorbée}}{\text{P réfléchie}} \times \frac{\text{P}_0 \text{ réfléchie}}{\text{P}_0 \text{ absorbée}}$$

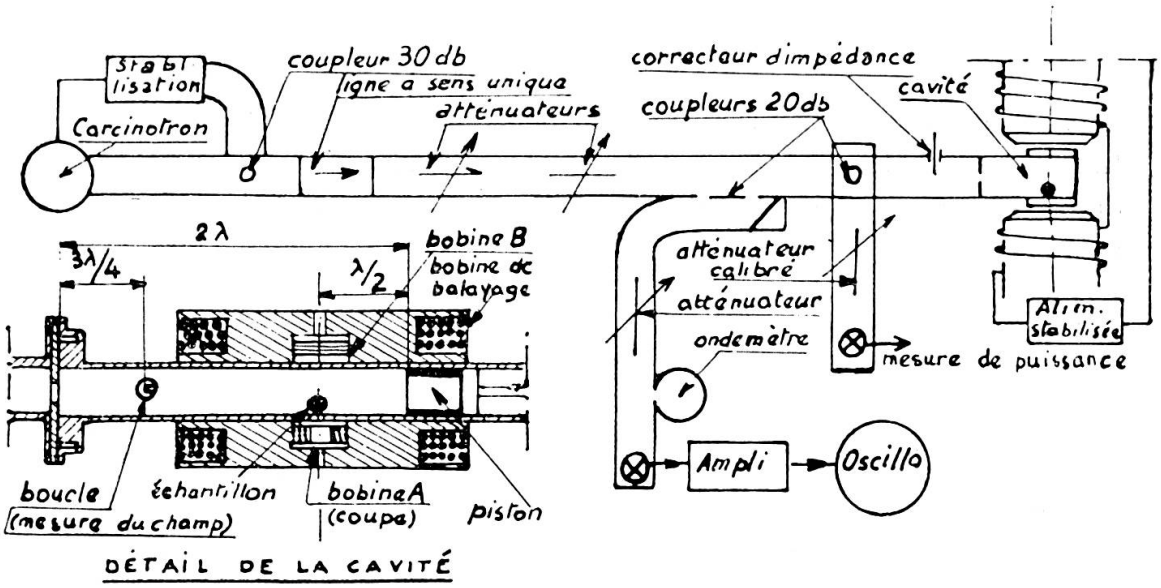

Fig. 1.

La valeur du champ hyperfréquence est obtenue directement à l'aide d'une sonde terminée par une petite boucle placée dans la cavité.

Nous utilisons comme source hyperfréquence un carcinotron CSF type CM, stabilisé en fréquence à 10^{-5} près [référence 2].

Le champ directeur est obtenu à l'aide d'un électroaimant dont le courant est stabilisé par un montage original de l'un des auteurs [3] à 3.10^{-5} près. Le schéma du dispositif expérimental est donné par la figure 1.

Résultats déduits des mesures de M_z

Nous avons tracé quelques courbes représentant $(M_0\text{-}M_z)/M_0$ en fonction du champ directeur. La condition de résonance dépend de l'intensité du

champ hyperfréquence et les courbes ont été déplacées pour que les abscisses des maxima principaux coïncident (fig. 2).

Nous remarquons la présence de plusieurs raies correspondant aux différents modes magnétostatiques de l'échantillon. Certains de ces modes étaient déjà visibles sur la courbe d'absorption aux très faibles niveaux HF, mais lorsque la puissance croît, de nouveaux modes prennent naissance dans la région des champs directeurs inférieurs aux champs de résonance. Ils provoquent ainsi un élargissement de la raie.

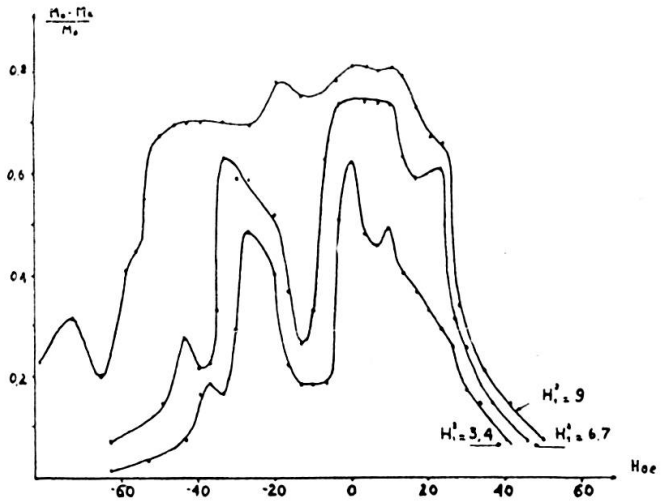

Fig. 2.

Nous avons vérifié que le moment M_z mesuré à la résonance suit approximativement, en fonction du champ hyperfréquence h, une loi de la forme: (fig. 3)

$$\frac{M_0 - M_z}{M_0} = \frac{h^2}{k^2 + h^2} \tag{1}$$

c'est-à-dire que le moment M_z, à la résonance, suit une loi identique à la loi déduite directement des équations de Bloch. Nous savons d'après les travaux de Damon [4], Bloembergen et Wang [5], que cette loi ne serait pas vérifiée pour la composante transversale $M_x + jM_y$, par suite de l'excitation d'ondes de spins dans l'échantillon. Cette expérience assoit donc solidement l'hypothèse de Fletcher, Le Craw et Spencer [6] suivant laquelle la création d'ondes de spins se produit sans modification de la composante longitudinale M_z.

L'équation (1) nous permet de déterminer le produit $T_1T_2 = 4/\gamma^2k^2$ Le T_2 « intrinsèque » n'est pas connu car il est très difficilement mesurable directement par suite des élargissements inhomogènes de la raie d'absorption. Ces élargissements sont provoqués principalement par les aspérités de la surface qui facilitent le couplage entre les ondes de spins et la précession uniforme. Nous pouvons toutefois supposer que le champ d'échange étant très élevé, le T_2 intrinsèque est égal au T_1. Sous cette hypothèse nous obtenons:

$$T_1 = T_2 = 7{,}8 \,.\, 10^{-8} \text{ sec}$$

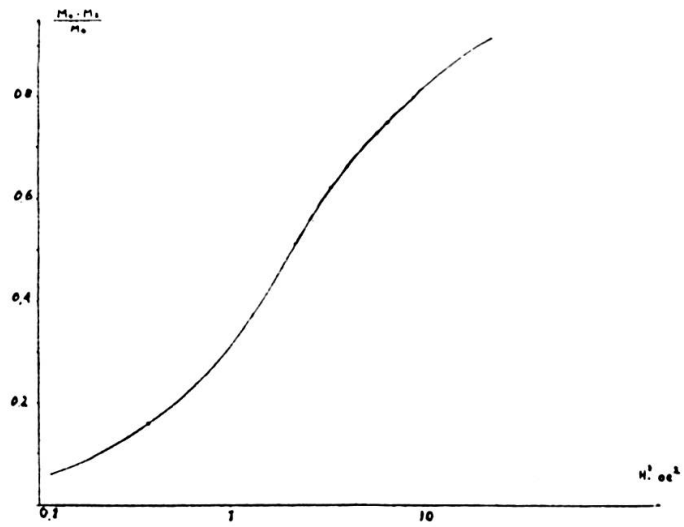

Fig. 3.

Cette valeur est en bon accord avec celles obtenues par d'autres expérimentateurs au moyen de méthodes différentes [7, 8]. Elle nous permet de calculer la largeur « intrinsèque » de la raie d'absorption:

$$\Delta H = 2/\gamma\, T_2 = 1{,}45 \text{ O}e$$

La largeur de raie observée directement sur un échantillon issu du même cristal et poli soigneusement avec du papier abrasif 4/0 est d'environ 6O*e*; nos expériences sur divers modes de préparation montrent clairement l'importance du polissage qui pourrait encore être amélioré.

Résultats déduits des mesures de χ''/χ''_0

Nous avons étudié la variation de χ''/χ''_0 en fonction du champ hyperfréquence à l'aide du même échantillon de ferrite que nous avions utilisé

pour la mesure des variations de M_z. Le diamètre de la sphère était toutefois réduit à 0,5 mm. La surface n'était pas polie. Les résultats sont représentés par la figure 4. Nous avons tracé les variations de χ''/χ''_0 en fonction de $1/h$. Cette courbe nous a permis de déterminer le champ critique suivant la méthode préconisée par Green et Schlömann [9] en prenant l'intersection de la tangente à la courbe passant par l'origine avec la droite $\chi''/\chi''_0 = 1$. Nous trouvons

$$h_c = 0{,}43 \text{ Oe}$$

La largeur de la raie d'absorption de cet échantillon étant de 14 gauss; la formule de Suhl [10]

$$h_c = \Delta H \quad (\Delta H_k/4\pi M_s)^{1/2}$$

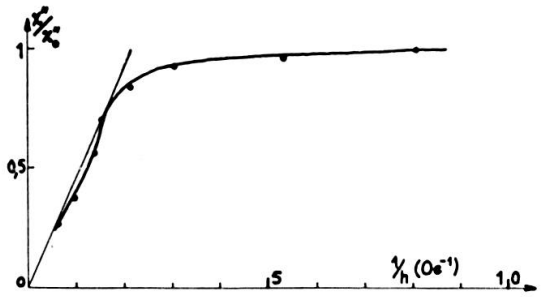

Fig. 4.

nous a permis de déterminer ΔH_k, grandeur caractérisant la relaxation des ondes de spin. Nous trouvons $\Delta H_k = 1{,}6$ Oe, valeur que l'on peut considérer, aux erreurs d'expérience près, comme identique au ΔH « intrinsèque » déterminé précédemment.

Conclusion

Ces expériences montrent bien que le temps de relaxation des ondes de spin est identique au temps de relaxation de la précession uniforme. Ce résultat confirme les travaux différents d'autres expérimentateurs qui ont montré que ΔH_k était indépendant de l'état de surface de l'échantillon et caractérisait une propriété intrinsèque du matériau.

Connaissant les variations de M_z et de χ''/χ''_0 en fonction du champ hyperfréquence nous pouvons déterminer les variations de l'angle de précession θ en fonction de ce même paramètre en calculant la composante transversale M_T par la relation: $\chi'' = M_T/h$.

La figure 5 représente les variations de $tg\,\theta$. Nous remarquons que $tg\,\theta$ passe par un palier au voisinage du champ critique. Nous avons noté sur la courbe les champs critiques h_c et h_c' définis respectivement par Schlömann et par P. E. Seiden [11] (h_c' est défini par l'intersection de la tangente d'inflexion à la courbe $\chi''/\chi_0'' = f(1/h)$ et de la droite $\chi''/\chi_0'' = 1$). La définition de P. E. Seiden semble plus proche de la réalité dans le cas

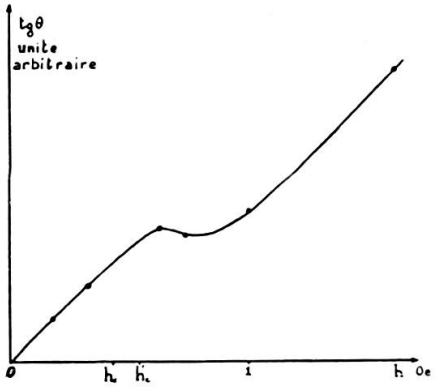

Fig. 5.

du grenat d'Yttrium car elle correspond bien au début du blocage de l'angle de précession. Toutefois la valeur déduite de la formule de Suhl en utilisant h_c' ($\Delta H_k = 2{,}5$ O*e*) coïncide moins bien avec la valeur de ΔH déduite des mesures de saturation sur M_z.

RÉFÉRENCES

1. Sauzade, M., *C. R.*, *246*, 727 (1958).
2. Hervé, J., Pescia, J., et Sauzade, M., *C. R.*, *249*, 1486 (1959).
3. Sauzade, M., *C. R.*, *248*, 206 (1959).
4. Damon, R. W., *Rev. Mod. Phys.*, *25*, 230 (1953).
5. Bloembergen, N. et Wang, *Phys. Rev.*, *93*, 72 (1954).
6. Fletcher, R. C., Le Craw, R. C. et Spencer, E. G., *Phys. Rev.*, *117*, 955 (1960).
7. Le Craw, R. C., Spencer, E. G. et Porter, C. S., *Journ. appl. Phys.*, *29*, 326 (1958).
8. Farrar, R. J., *Journ. appl. Phys.*, *29*, 425 (1958).
9. Green, J. J. et Schlömann, E., *IRE Trans. MTT*, *8*, 100 (1960.)
10. Suhl, H., *PIRE*, *44*, 1270 (1956).
11. Seiden, P. E. et Shaw, H. J., *Journ. appl. Phys.*, *31*, 225 (1960).