

**Zeitschrift:** Archives des sciences [1948-1980]  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 13 (1960)  
**Heft:** 9: Colloque Ampère

**Artikel:** Perméabilité apparente et perméabilité intrinsèque en ondes centrimétriques  
**Autor:** Berteaud, André-Jean  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-738555>

### **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:** 03.04.2026

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

## Perméabilité apparente et perméabilité intrinsèque en ondes centrimétriques

par André-Jean BERTEAUD

Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide du C.N.R.S.,  
Bellevue, (Seine-et-Oise).

La plupart des auteurs ayant effectué des mesures sur le tenseur de perméabilité des ferrites en ondes centimétriques expriment leurs résultats, pour des raisons de commodité, en fonction du champ H.F. non perturbé (existant en l'absence de l'échantillon) [1].

Plusieurs auteurs [2, 3, 4, 5] ont fait remarquer que cette représentation était incorrecte et conduisait à une perméabilité apparente  $\mu_{app}$  différente de la perméabilité intrinsèque  $\mu_i$  définie en exprimant l'aimantation en fonction du champ H.F. interne. Cette substitution de l'étude de  $\mu_{app}$  à celle de  $\mu_i$  a été particulièrement utilisée en ce qui concerne la partie imaginaire ( $\mu''$ ) de ces paramètres au voisinage de leur résonance. Spencer et ses collaborateurs [4, 6] ont montré que, pour un échantillon de forme sphérique,  $\mu''_{app}$  et  $\mu''_i$  présentent des variations similaires en fonction du champ appliqué et en particulier, la largeur  $\Delta H_a$  de la courbe de résonance de  $\mu''_{app}$  constitue une bonne approximation de la largeur de la courbe de résonance de  $\mu''_i$ . C'est sans doute pour cette raison que jusqu'à présent, on continue à caractériser les matériaux par la largeur de la courbe apparente, bien que l'on admette que cela n'est pas correct.

Nous ne pensons pas, en ce qui nous concerne, que  $\mu_i$  puisse être considéré comme un paramètre plus intrinsèque de la matière que ne l'est  $\mu_{app}$  et les considérations suivantes prouveraient même le contraire.

Nous avons construit (figure) les courbes de variation des parties réelles ( $\mu'$ ) et imaginaires ( $\mu''$ ) de  $\mu_i$  et  $\mu_{app}$  pour un même matériau (grenat d'yttrium), en utilisant des techniques de mesure classiques [7]. En appelant  $x_1 = \frac{df}{f}$  la variation relative de fréquence de la cavité de mesure et  $x_2 = d \left( \frac{1}{2Q} \right)$  la variation de surtension et en opérant en polarisation linéaire (les résultats obtenus en polarisation circulaire sont tout à fait semblables), on montre que pour un échantillon sphérique [7]:

$$\mu'_i = - \frac{(2x_1 + A)(x_1 - A) + 2x_2^2}{(2x_1 + A)^2 + 4x_2^2} \quad (\text{I})$$

$$\mu''_i = 3A \frac{x_2}{(2x_1 + A)^2 + 4x_2^2} \quad (\text{II})$$

$$\mu'_{app} = 1 - \frac{x_1}{A} \quad (\text{III})$$

$$\mu''_{app} = \frac{x_2}{A} \quad (\text{IV})$$

où A est une constante qui dépend du circuit de mesure, des volumes de l'échantillon et de la cavité.

Des mesures ont été également faites sur des grenats d'yttrium monocristallins ou polycristallins de porosité variable. Nous avons pu en déduire plusieurs résultats essentiels, concernant  $\mu_i$  et  $\mu_{app}$ , que nous résumons ici.

Pour un matériau d'un type donné, le champ de résonance Hr de  $\mu_{app}$  est sensiblement constant. Dans le cas du grenat d'yttrium par exemple, nous avons obtenu (figure)  $Hr = 3\,140\,0e$  (avec  $\Delta Ha = 110\,0e$ ) pour un échantillon polycristallin et  $Hr = 3\,153\,0e$  (avec  $\Delta Ha = 10\,0e$ ) pour un échantillon monocristallin non poli. Ces champs de résonance correspondent bien à ceux prévus par la formule de Kittel pour une sphère.

Par contre, le champ de résonance de  $\mu_i$  varie suivant que, pour un matériau d'un type donné, la largeur de raie est plus ou moins grande et il reste toujours supérieur à celui de  $\mu_{app}$ . Pour les mêmes matériaux que précédemment, dans le premier cas (figure), on obtient en effet  $Hr = 3\,470\,0e$  et dans le second cas (monocristal)  $Hr = 3\,200\,0e$ .

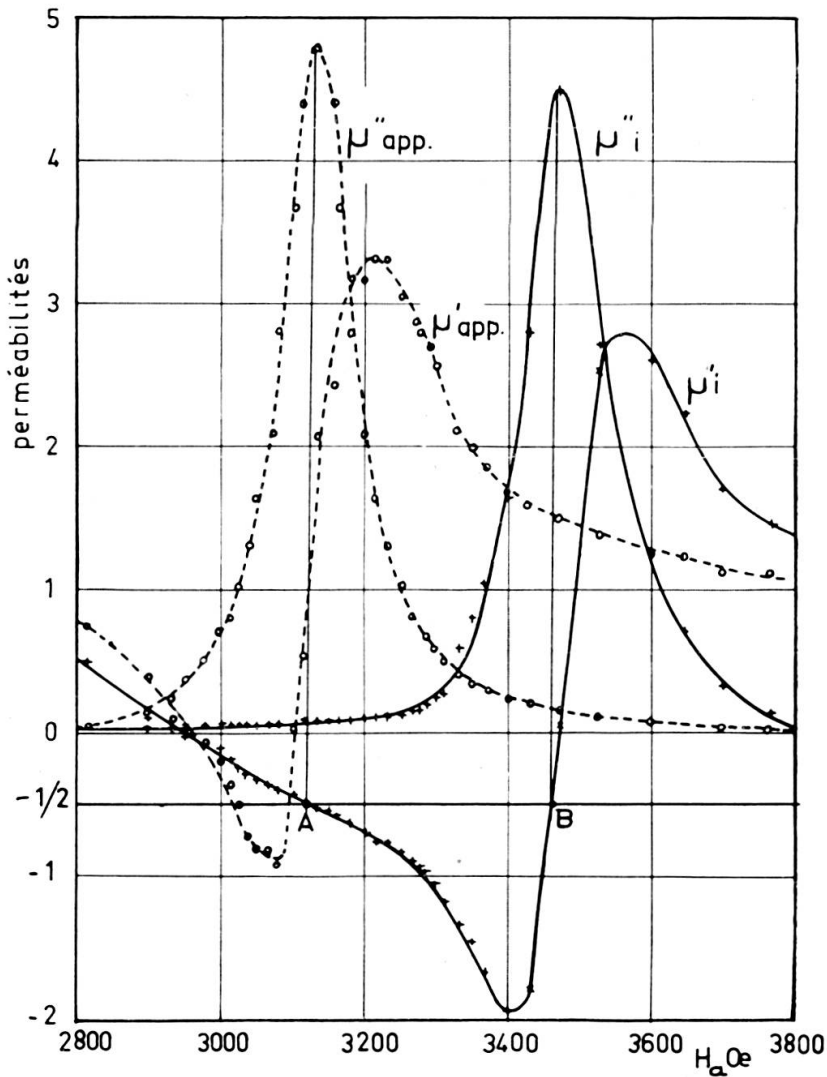
Nous avons donc trouvé des écarts entre les résonances de  $\mu_{app}$  et de  $\mu_i$  d'environ  $330\,0e$  (polycristal) et  $50\,0e$  (monocristal, à orientation fixe). Ainsi, il n'est pas possible, comme l'ont suggéré certains auteurs [4], de lier cet écart au champ démagnétisant  $N_z M_z$  (soit  $\frac{1}{3} M_z$  pour un échantillon sphérique) puisque l'écart n'est pas constant pour un type de matériau donné et peut être très différent de  $N_z M_z$ . Pour le grenat d'yttrium,  $\frac{1}{3} M_z \simeq 600\,0e$  ce qui ne correspond pas avec les écarts indiqués ci-dessus.

En étudiant de façon approfondie les conditions de résonance de  $\mu_i$  et de  $\mu_{app}$  à partir des variations observées de  $x_1$  et  $x_2$  et des expressions (I) (II) (III) (IV), nous avons noté qu'à chacune des deux résonances et au second ordre près, la condition suivante est vérifiée:

$$2\mu'_i + 1 = 0 \quad (\text{V})$$

Ceci signifie que l'écart entre les deux résonances est toujours égal à la distance AB séparant les deux points A et B d'intersection de la droite  $2\mu'_i + 1 = 0$  avec la courbe  $\mu'_i = f(H_a)$  (voir figure).

Il est alors évident que si pour un matériau d'un type donné, la largeur de raie  $\Delta H_a$  est modifiée (par suite d'une porosité plus ou moins grande,



par exemple), les quatre courbes  $\mu_i$  et  $\mu_{app}$  deviennent plus ou moins étroites; en particulier si  $\Delta H_a$  diminue, la courbe  $\mu'_i$  devient plus étroite et le segment AB diminue ainsi que l'écart entre les deux résonances. Mais il faut noter que si l'abscisse de la résonance des courbes  $\mu_{app}$  ne varie pas sensiblement avec  $\Delta H_a$ , celle de la résonance des courbes  $\mu_i$  est grandement

modifiée. En particulier, lorsque les  $\Delta H a$  tendent vers zéro, les courbes  $\mu_i$  tendent à venir se confondre avec les courbes  $\mu_{app}$ .

La perméabilité apparente nous semble donc plus caractéristique de la matière elle-même que ne l'est la perméabilité intrinsèque. Ce point de vue est confirmé par le fait que la résonance de  $\mu_{app}$  correspond au maximum de l'aimantation H.F. puisqu'on observe alors un maximum de puissance réellement absorbée par l'échantillon. A la résonance de  $\mu_i$ , par contre, l'aimantation H.F. et l'induction semblent ne présenter aucune valeur remarquable, contrairement à ce qu'ont signalé certains auteurs [8]. Ceci peut être aisément vérifié en opérant en polarisation linéaire plutôt que circulaire. On montre, en effet que dans le cas d'une polarisation circulaire le champ H.F. interne  $h_i$  devient infiniment petit à la résonance de  $\mu_i$ ; par conséquent il est difficile de connaître le comportement de l'aimantation H.F. Par contre, dans le cas d'une polarisation linéaire le champ  $h_i$  ne tend pas vers zéro à la résonance de  $\mu_i$  mais est sensiblement égal à  $\frac{h_0}{2}$ ; néanmoins, aucun phénomène d'absorption n'est observé, ce qui confirme que l'aimantation H.F. est alors très faible.

R. Vautier [9] a donné récemment une explication des constatations dont nous avons rendu compte, en indiquant que le champ démagnétisant —  $Nm$ , suivant la direction d'application du champ H.F. non perturbé  $h_0$ , ne doit pas être retranché de ce champ  $h_0$  pour fournir le champ interne  $h_i$  mais doit être plutôt considéré comme produisant une augmentation du champ directeur, augmentation égale à  $+NM$ . Selon cet auteur, il serait plus conforme à l'essence des phénomènes de remplacer les composantes classiques du champ magnétique:

$$\begin{cases} h_x - N m_x \\ h_y - N m_y \\ H_z - N_z M_z \end{cases}$$

par les valeurs:

$$\begin{cases} h_x \\ h_y \\ H_z + (N - N_z) M_z \end{cases}$$

Dans cette conception, la perméabilité apparente évaluée par rapport au champ non perturbé  $h_0$  est alors seule valable.

#### BIBLIOGRAPHIE

1. ARTMAN, J. O., P. E. TANNENWALD, *J. Appl. Phys.*, 26, 1124-1132 (1955).
2. BLOEMBERGEN, N., *Phys. Rev.*, 78, 572 (1950) et *J. Appl. Phys.* 23, 1383 (1952).

3. BERK, A. D., B. A. LENGYEL, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **43**, 1587-1591 (1955).
  4. SPENCER, E. G., R. C. LE CRAW, F. REGGIA, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **43**, 790-800 (1955).
  5. STEINERT, L. A., *J. Appl. Phys.*, **30**, 1109 (1959).
  6. SPENCER, E. G., L. A. AULT, R. C. LE CRAW, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **44**, 1311-1317 (1956).
  7. BERTEAUD, A.-J., *Thèse Paris* (1960).
  8. WALDRON, R. A., *Brit. J. of Appl. Phys.* (Févr. 60), **11**, 69-73.
  9. VAUTIER, R., *C. R. Acad. Sci.* **250**, 3801-3803 (8.6.60).
-