Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]

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

Band: 14 (1961)

Heft: 10: Colloque Ampère

Artikel: Sur la forme générale des raies d'absorption paragmagnétique dans des champs transversaux (champ HF faible)

Autor: Gerven, L. van / Itterbeek, A. van

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-739605

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

Sur la forme générale des raies d'absorption paramagnétique dans des champs transversaux (champ HF faible)

L. Van Gerven *, A. Van Itterbeek

Institut de Basses Températures et de Physique Appliquée, Leuven (Belgique)

Résumé.

On donne l'expression de la raie d'absorption paramagnétique $\chi''(H_s)$ pour les cas Lorentzien et Gaussien sous une forme généralisée et réduite.

Les grandeurs caractéristiques de ces raies, le champ statique au sommet et la largeur de raie, sont calculées théoriquement en fonction de la largeur de raie réduite, et comparées avec les grandeurs idéales correspondantes. Des résultats expérimentaux, obtenus pour le DPPH, confirment les résultats théoriques.

Il faut distinguer sur l'axe des largeurs de raie réduites deux régions: la région de résonance paramagnétique et la région de traînage paramagnétique, ce qui est expliqué par une analogie.

Summary.

A generalized and reduced expression of the paramagnetic absorption line $\chi''(H_s)$ is given for both the Lorentzian and the Gaussian case.

The characteristic quantities of these lines, static field at the top and line width, are calculated theoretically as a function of the reduced line width, and compared with the corresponding ideal quantities. Experimental results, obtained on DPPH, confirm the theoretical results.

Along the axis of the reduced line widths two ranges have to be distinguished, the range of paramagnetic resonance and the range of paramagnetic relaxation (dragging). This is explained by an analogy.

Un système de particules paramagnétiques (électrons ou noyaux) se trouve dans un champ magnétique statique *variable* $\overline{H}_s$ et en même temps dans un champ magnétique HF transversal $\bar{h}_1$ de fréquence *fixe* ω_0 et d'amplitude $2H_1$. Le système paramagnétique est caractérisé par la susceptibilité statique χ_s, le rapport gyromagnétique γ, le temps de relaxation longitudinale τ_1, le temps de relaxation transversale τ_2 et la largeur de raie propre ** y correspondante δ ($\equiv 1/\gamma\tau_2$). Nous définissons comme « champ

* Chercheur agréé de l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires.

** C'est-à-dire la demi-largeur à demi-hauteur de la raie idéale.

de résonance » la grandeur *constante* H_0, qui est liée à la fréquence par la relation: $H_0 \equiv \omega_0/\gamma$.

Supposons:

1) que la relaxation de l'aimantation perturbée $\overline{M}$ vers sa position d'équilibre suit une loi exponentielle (Bloch);
2) que cette position d'équilibre ne correspond pas à l'aimantation statique $\overline{M}_s$, parallèle à $\overline{H}_s$, mais à une aimantation $\overline{M}_a$, parallèle à $(\overline{H}_s + \overline{h}_1)$ (Bloom);
3) que $\overline{h}_1$ est linéaire;
4) que H_1 est très faible, c'est-à-dire négligeable devant H_0, H_s et $(\gamma^2\tau_1\tau_2)^{-\frac{1}{2}}$.

Dans ces conditions, l'absorption de résonance paramagnétique χ'' est donnée, suivant la théorie de Bloch « modifiée », par l'expression généralisée bien connue:

$$\chi'' = A\left\{\frac{1}{(1-\eta)^2+q^2} + \frac{1}{(1+\eta)^2+q^2}\right\}^{*}. \qquad (A \equiv q\chi_s) \tag{1}$$

Nous avons introduit, pour des raisons de généralité et de simplicité, des grandeurs réduites sans dimensions. Il est indiqué d'utiliser comme grandeur de référence constante le champ de résonance H_0:

η = le champ statique réduit = H_s/H_0 (positif ou négatif !);

q = la largeur de raie réduite = δ/H_0.

Etant donné que H^1 *est faible* — et que par conséquent les termes d'interaction sont négligeables —, on peut considérer l'absorption χ'', se produisant dans un champ $\overline{h}_1$ linéaire (équation (1)), essentiellement comme la somme de deux absorptions, qui sont toutes les deux de *forme Lorentzienne*, χ''_c et χ''_s:

$$\chi''_c = \frac{A}{(1-\eta)^2+q^2} \tag{2}$$

se produisant sous l'influence de la composante rotatoire gauche de $\overline{h}_1$;

* L'expression donnée par la théorie originale de Bloch (relaxation exponentielle vers $\overline{M}_s$; $\overline{h}_1$ circulaire) se présente comme suit:

$$\chi'' = \frac{A\eta}{(1-\eta)^2+q^2}.$$

Elle n'est pas Lorentzienne.

$$\chi''_{\supset} = \frac{A}{(1+\eta)^2 + q^2} \cdot \tag{3}$$

se produisant sous l'influence de la composante rotatoire droite de $\bar{h}_1$.

Il est évident que les expressions (2) et (3) ne diffèrent que par le signe de η.

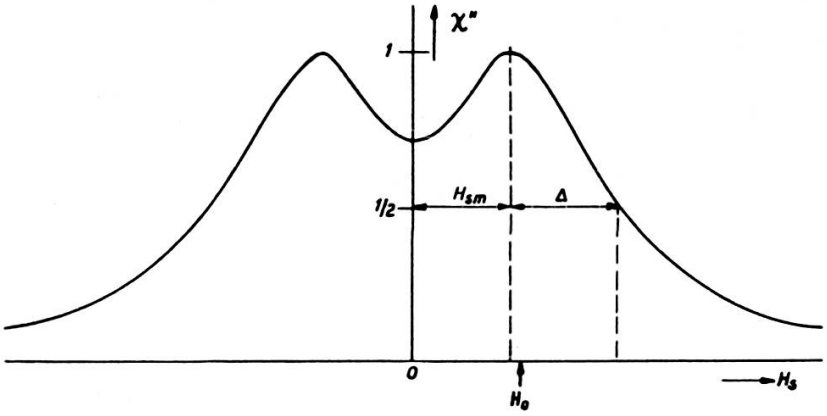

Fig. 1.

En nous basant sur les mêmes hypothèses (à l'exception de l'hypothèse que la relaxation est exponentielle) et en utilisant le même raisonnement, nous proposons comme expression généralisée pour la *raie d'absorption Gaussienne* la somme des deux absorptions de *forme Gaussienne*, $\chi''_{\subset}$ et $\chi''_{\supset}$ qui, elles aussi, ne diffèrent que par le signe de η:

$$\chi'' = B \left\{ 2^{-\left(\frac{1-\eta}{q}\right)^2} + 2^{-\left(\frac{1+\eta}{q}\right)^2} \right\} \cdot \tag{4}$$

De ces deux expressions générales, la Lorentzienne (1) et la Gaussienne (4), nous avons calculé les deux grandeurs caractéristiques suivantes, en fonction de la largeur de raie réduite q:

H_{sm}, la valeur absolue du champ statique, pour lequel χ'' est maximum;

Δ, la demi-largeur de raie à demi-hauteur; (fig. 1).

Nous allons comparer ces deux quantités *réelles* avec les quantités *idéales* correspondantes, c'est-à-dire celles, qui apparaissent pour des fréquences extrêmement élevées, donc pour $q \to 0$:

$$H_{sm} \to H_0 \qquad et \qquad \Delta \to \delta \, .$$

Définissons:

$$\lambda \equiv \frac{H_{sm}}{H_0} \quad (5) \qquad et \qquad \mu \equiv \frac{\Delta}{\delta} \cdot \quad (6)$$

Les calculs pour la raie Lorentzienne, quoique un peu longs, sont assez simples. Nous trouvons comme résultat:

lorsque $q < \sqrt{3}$: $\lambda = \sqrt{2Q - Q^2}$ (7)

$$\mu = \frac{\sqrt{-Q^2 + 4Q - 2 + 2\sqrt{3Q^2 - 4Q + 1}} - \sqrt{2Q - Q^2}}{\sqrt{Q^2 - 1}} \quad (8)$$

lorsque $q > \sqrt{3}$: $\lambda = 0$ (9)

$$\mu = \sqrt{\frac{2 + \sqrt{Q^4 + 4}}{Q^2 - 1}}. \qquad (Q \equiv \sqrt{q^2 + 1}) \quad (10)$$

Pour la raie Gaussienne il est impossible de calculer λ et μ d'une manière explicite. Des techniques mathématiques assez compliquées et indirectes sont nécessaires. Les calculs sont longs et ils ne conduisent qu'à des résultats λ (q) et μ (q) se présentant sous forme tabulaire et numérique.

Dans la figure 2, λ et μ sont représentés en fonction de q, respectivement pour la raie Lorentzienne (— — — —) et pour la raie Gaussienne(————). La *valeur critique* de q, c'est-à-dire celle, pour laquelle λ devient zéro et μ maximum, est $\sqrt{3}$ (1,732) pour la Lorentzienne et $\sqrt{2\,ln\,2}$ (1,177) pour la Gaussienne. Il est à remarquer que le rapport q peut être relativement grand (0,3 resp. 0,6) avant que λ dévie sensiblement ($1^0/_{00}$) de 1. En plus, nous constatons que μ est égale à 1 aussi bien pour $q = \infty$ que pour $q = 0$, ce qui veut dire que la largeur de raie réelle (expérimentale) est égale à la largeur idéale, aussi bien aux fréquences très élevées qu'aux fréquences très basses.

Des expériences préliminaires de RPE *, que nous avons effectuées sur le DPPH à 3 MHz ($H_0 \cong 1$ Ø) et à 9 MHz ($H_0 \cong 3$ Ø) entre 4° K ($\delta \cong 2{,}2$ Ø) et 300° K ($\delta \cong 0{,}85$ Ø), confirment expérimentalement les courbes théoriques de λ (q) et μ (q) pour le cas Lorentzien (voir fig. 2).

* Exécutées avec la collaboration de M. L. De Laet, que nous remercions ici pour l'aide apportée pendant les mesures.

Etant donné que la *demi-largeur à la hauteur des points d'inflexion* δ' est égale à $\delta/\sqrt{3}$ pour la courbe Lorentzienne et à $\delta/\sqrt{2\,ln\,2}$ pour la courbe Gaussienne, il est évident que la valeur critique de la largeur réduite q' ($\equiv \delta'/H_0$) est égale à 1, tant pour la Lorentzienne que pour la Gaussienne.

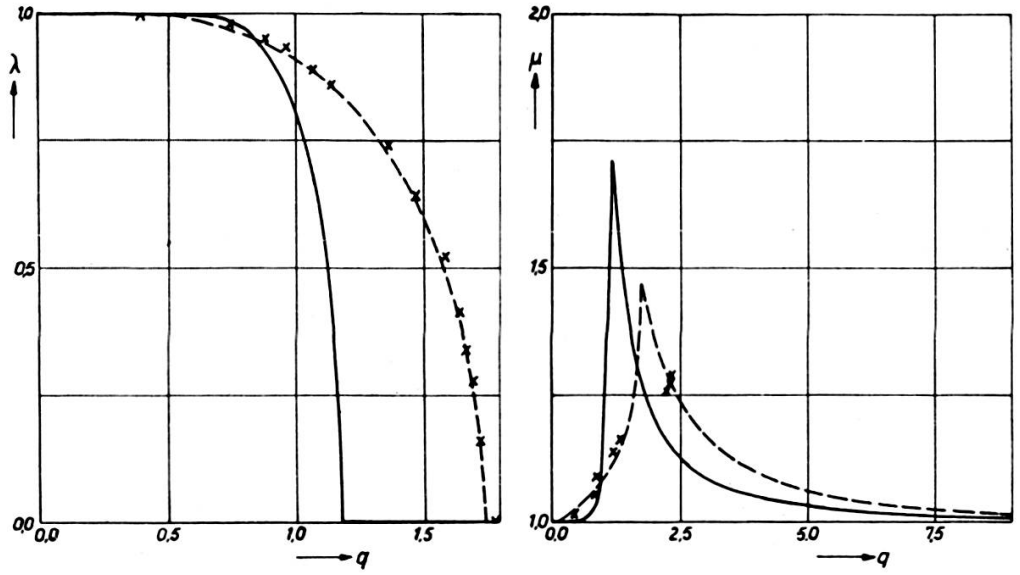

Fig. 2.

Les courbes théoriques $\lambda(q)$ et $\mu(q)$ pour la raie Lorentzienne (— — — — —) et pour la raie Gaussienne (————) avec quelques points expérimentaux (×) pour le cas Lorentzien.

En considérant les graphiques de la figure 2 on constate immédiatement, qu'il faut distinguer sur l'axe q (ou q') deux régions:

$$q' < 1: \lambda \neq 0 \text{ et } \mu \text{ croît;}$$

$$q' > 1: \lambda = 0 \text{ et } \mu \text{ décroît.}$$

Nous allons appeler la région $q' < 1$ « région de résonance paramagnétique » et la région $q' > 1$ « région de relaxation paramagnétique » ou plutôt « région de traînage paramagnétique » *.

L'introduction d'une analogie du domaine de l'électromagnétisme peut rendre plus claire la différence essentielle entre ces deux régions et expliquer en même temps les dénominations de ces deux régions. Le facteur de qualité K d'un circuit LCR **, excité par une source de fréquence ω_e,

* En effet, la « relaxation » dans le sens de « retour à l'équilibre » se manifeste aussi bien dans les phénomènes de résonance que dans les phénomènes de traînage.

** Nous prenons C très petit et L très grand.

est donné par:

$$K = \frac{L\omega_e}{R}, \tag{11}$$

ou, vu que $\frac{L}{R} = \tau$, la constante de temps du circuit:

$$K = \omega_e \tau. \tag{12}$$

Il est bien connu, qu'un tel circuit est un *circuit de résonance* lorsque, par cycle, l'énergie transmutée est plus grande que l'énergie dissipée, c'est-à-dire lorsque:

$$K > 1 .$$

Au contraire, le circuit est un *circuit de traînage* lorsque:

$$K < 1 .$$

L'analogue de ω_e est ω_0, et l'analogue de τ est $1/\gamma\delta'$; par conséquent l'analogue de K dans le système paramagnétique est $\omega_0/\gamma\delta'$ ou $1/q'$. Nous pouvons donc dire que l'absorption paramagnétique χ'' est une *absorption de résonance* lorsque:

$$\frac{1}{q'} > 1 \qquad \text{c'est-à-dire} \qquad \underline{\underline{q' < 1}} ,$$

et une *absorption de trainage* lorsque:

$$\frac{1}{q'} < 1 \qquad \text{c'est-à-dire} \qquad \underline{\underline{q' > 1}} .$$

Nous remercions l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires pour son aide financière.