

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 10 (1957)
Heft: 6: Colloque Ampère

Artikel: La mesure directe des moments caractéristiques de la structure de raie en résonance paramagnétique
Autor: Hervé, Jacques
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-738759>

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: 29.01.2026

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

La mesure directe des moments caractéristiques de la structure de raie en résonance paramagnétique

par Jacques HERVÉ

Laboratoire d'Electronique et de Radioélectricité, Université de Paris.

Plutôt que la forme analytique des courbes d'absorption, la théorie fournit les valeurs de leurs moments [1]:

$$\overline{(f - f_0)^n} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \chi_2(f) \cdot (f - f_0)^n \cdot df}{\int_{-\infty}^{+\infty} \chi_2(f) \cdot df}.$$

où

χ_2 = partie imaginaire (absorption) de la susceptibilité complexe $\chi = \chi_1 - i\chi_2$,
 f = fréquence du champ radioélectrique,
 f_0 = fréquence de résonance.

La comparaison de ces formules théoriques avec les courbes expérimentales n'est pas immédiate et demande, par exemple, des calculs graphiques d'intégration. Je propose ici deux dispositifs de mesure originaux donnant expérimentalement et directement les valeurs des moments et permettant ainsi une vérification facile de la théorie.

Première méthode: BALAYAGE SINUSOÏDAL ET ANALYSE HARMONIQUE DU SIGNAL.

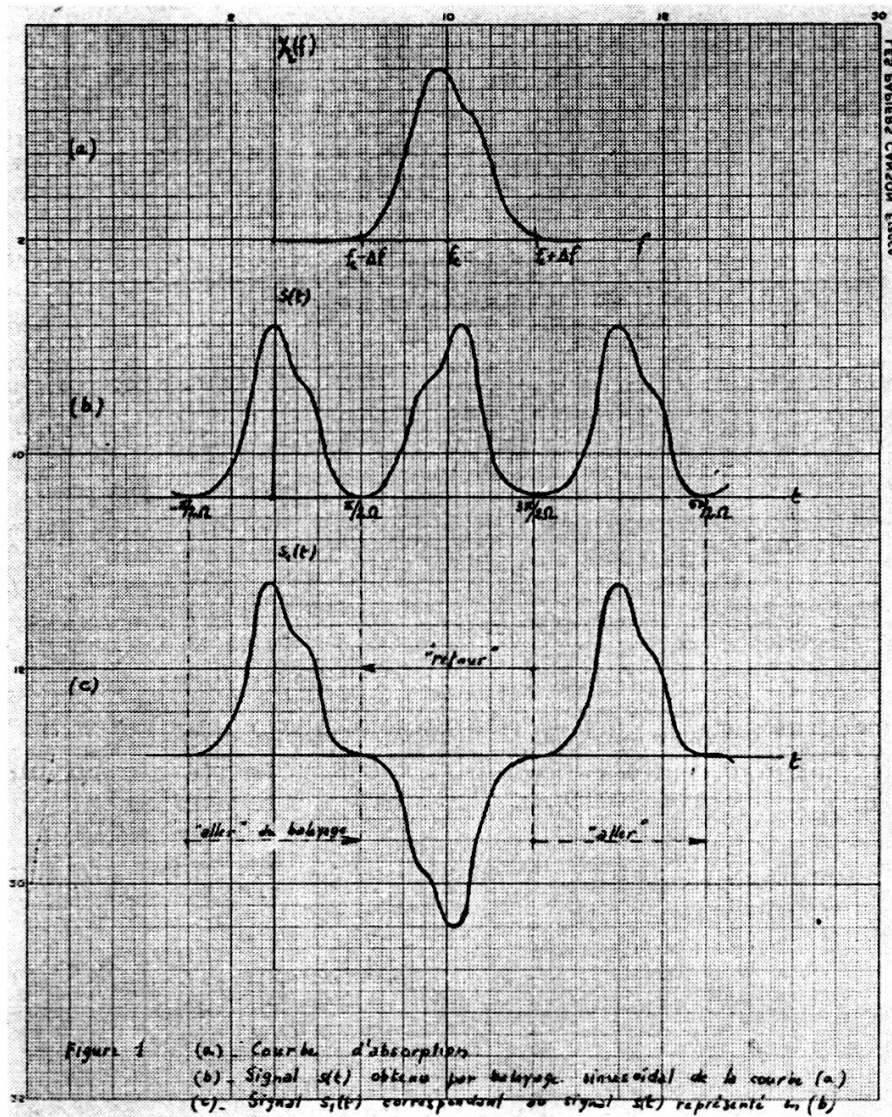
Dans un spectrographe à balayage sinusoïdal, la fréquence f est à l'instant t :

$$f = f_c + \Delta f \sin \Omega t$$

où f_c est la fréquence centrale, Δf la demi-largeur de balayage, Ω la pulsation de balayage. Le signal d'absorption est (fig. 1, *a* et *b*):

$$\chi_2(f) = \chi_2(f_c + \Delta f \sin \Omega t) = s(t).$$

Mon but ici est de chercher si les moments sont liés aux composantes de Fourier d'un tel signal [2].



Premier cas.

La raie est assez étroite pour que le balayage couvre toute la partie significative de la courbe. Le balayage sera centré en f_0 : $f_c = f_0$. On a alors:

$$\overline{(f - f_0)^n} = M_n / M_0$$

avec

$$M_n = \int_{f_0 - \Delta f}^{f_0 + \Delta f} \chi_2(f) \cdot (f - f_0)^n \cdot df = \Omega \cdot \Delta f^{n+1} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{+\frac{\pi}{2\Omega}} s(t) \sin^n \Omega t \cdot \cos \Omega t \cdot dt$$

M_n est une combinaison linéaire, de

$$a_{2m-1} = \frac{2\Omega}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{+\frac{\pi}{2\Omega}} s(t) \cdot \cos(2m-1)\Omega t \cdot dt \quad \left(m = 1, 2, \dots, \frac{n+2}{2}\right) \text{ si } n \text{ est pair}$$

ou de

$$b_{2m} = \frac{2\Omega}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{+\frac{\pi}{2\Omega}} s(t) \sin 2m\Omega t \cdot dt \quad \left(m = 1, 2, \dots, \frac{n+1}{2}\right) \text{ si } n \text{ est impair.}$$

Par exemple

$$M_0 = \frac{\pi}{2} \Delta f a_1$$

$$M_1 = \frac{\pi}{4} \Delta f^2 b_2$$

$$M_2 = \frac{\pi}{8} \Delta f^3 (a_1 - a_3)$$

$$M_3 = \frac{\pi}{16} \Delta f^4 (2b_2 - b_4)$$

$$M_4 = \frac{\pi}{32} \Delta f^5 (2a_1 - 3a_3 + a_5)$$

Les intégrales a_{2m-1} et b_{2m} ressemblent aux composantes de Fourier du signal $s(t)$ mais l'intervalle d'intégration ne porte que sur une demi-période.

Nous étendrons cet intervalle en utilisant $s\left(\frac{\pi}{\Omega} - t\right) = s(t)$ (fig. 1b)

$$a_{2m-1} = \frac{\Omega}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{\frac{3\pi}{2\Omega}} s_1(t) \cdot \cos(2m-1)\Omega t \cdot dt$$

$$b_{2m} = \frac{\Omega}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2\Omega}}^{\frac{3\pi}{2\Omega}} s_1(t) \sin 2m\Omega t \cdot dt$$

où $s_1(t) = s(t)$, pendant toute demi-période « aller » du balayage

$$\left[\left(k - \frac{1}{2}\right)\pi < \Omega t < \left(k + \frac{1}{2}\right)\pi\right]$$

et $s_1(t) = -s(t)$, pendant toute demi-période « retour » du balayage (fig. 1c)

$$\left[\left(k + \frac{1}{2}\right)\pi < \Omega t < \left(k + \frac{3}{2}\right)\pi\right]$$

a_{2m-1} et b_{2m} sont les composantes de Fourier de $s_1(t)$. La mesure des moments est donc ramenée à deux opérations:

1. Réalisation de $s_1(t)$ pour un commutateur-inverseur électronique;
2. Détermination des composantes a_1, a_3, \dots, a_{n+1} , si n est pair, b_2, b_4, \dots, b_{n+1} , si n est impair, au moyen d'un analyseur harmonique.

Si la raie est symétrique, les composantes b sont nulles.

Deuxième cas.

La raie est trop large pour que le balayage couvre toute la partie significative de la courbe d'absorption. Le balayage ne couvre qu'un segment ($f_c - \Delta f < f < f_c + \Delta f$) de la courbe. En appliquant la méthode précédente à ce segment de courbe, on déterminera sa contribution au moment de la courbe globale. Le moment global s'obtiendra en sommant les contributions de segments adjacents balayés successivement.

Deuxième méthode: MESURE SUR LES « AILES » DE LA COURBE DE DISPERSION.

Les courbes d'absorption $\chi_2(f)$ et de dispersion $\chi_1(f)$ n'étant pas indépendantes, tout élément défini sur la courbe d'absorption (par exemple un moment) aura une interprétation sur la courbe de dispersion. Nous allons montrer que cette interprétation des moments conduit à une mesure expérimentale simple.

Interprétation des moments sur la courbe de dispersion.

En absence de saturation [3], la relation entre χ_1 et χ_2 s'exprime par les formules de Kramers-Kronig. La saturation atténue χ_2 mais laisse χ_1 inchangé. Les formules de Kramers-Kronig associent donc toujours à une courbe de dispersion donnée, la courbe d'absorption qu'on obtiendrait en absence de saturation. Ce sont les moments de cette courbe non saturée que nous allons interpréter. Une formule intermédiaire du calcul de Kramers est [4, 5]:

$$\chi_1(f) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi_2(f')}{f' - f} df'.$$

On en déduit, pour n quelconque:

$$\chi_1(f) = -\frac{A_0}{f - f_0} - \frac{A_1}{(f - f_0)^2} - \dots - \frac{A_n}{(f - f_0)^{n+1}} - R_n$$

avec

$$A_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_2(f') \cdot df'$$

$$A_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_2(f') \cdot (f' - f_0) \cdot df'$$

.....

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_2(f') (f' - f_0)^n \cdot df'$$

$$R_n = \frac{1}{\pi} \frac{1}{(f - f_0)^{n+1}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi_2(f') \cdot (f' - f_0)^{n+1}}{f - f'} df'.$$

Cette équation constitue un développement asymptotique de $\chi_1(f)$ suivant les puissances de $\frac{1}{f - f_0}$. L'intensité de la raie (πA_0) et les moments $\left(\frac{A_1}{A_0}, \frac{A_2}{A_0}, \dots\right)$ sont ainsi reliés de façon simple à la courbe de dispersion.

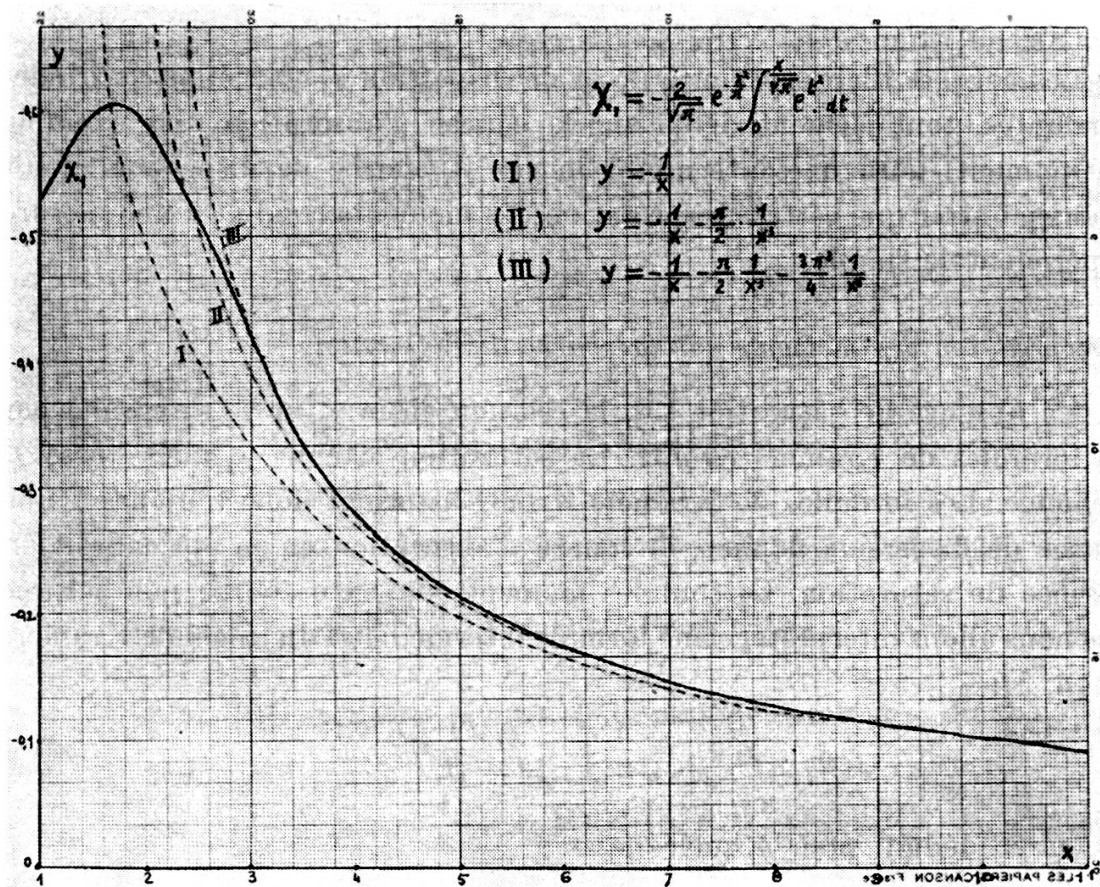


Fig. 2.

Application à la mesure des moments.

On essaiera de faire coïncider les ailes de la courbe de dispersion expérimentale avec un développement du type

$$-\frac{A_0}{f-f_0} - \frac{A_1}{(f-f_0)^2} \dots$$

Les valeurs de A_0 , A_1 , ... assurant cette coïncidence fourniront les valeurs des moments. Le nombre de moments que l'on pourra déterminer dépend de l'appareillage et de la forme de raie. Pour avoir un ordre de grandeur nous étudierons le cas répandu d'une raie gaussienne. La figure 2 représente la courbe de dispersion gaussienne [6] (en abscisse est porté $x = \frac{f-f_0}{\delta f}$ où δf caractérise la largeur de raie); les courbes (I), (II), (III) représentent les développements asymptotiques de χ_1 limités aux 1^{er}, 3^e et 5^e ordre respectivement.

On voit sur cet exemple que l'on pourra déterminer A_0 , A_2 , A_3 (donc les second et quatrième moments), si la courbe de dispersion a été relevée sans distorsion sur une largeur égale à environ dix fois la largeur de raie.

RÉFÉRENCES

1. J. H. VAN VLECK, *Phys. Rev.*, **74**, 1168 (1948).
2. GRIVET, P., *C. R.*, **233**, 397 (1951).
3. PORTIS, A. M., *Phys. Rev.*, **91**, 1071 (1953).
4. KRONIG, R. DE L., *J. Opt. Soc. Amer.*, **12**, 547 (1926).
5. KRAMERS, H. A., *Atti del Congresso Internazionale dei Fisici, Como*, **2**, 545 (1927).
6. PAKE, G. E. and E. M. PURCELL, *Phys. Rev.*, **74**, 1184 (1948).