

# Méthode différentielle pour mesurer la variation de fréquence propre d'une cavité

Autor(en): **Lacroix, Roger / Ryter, Charles**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **3 (1950)**

Heft 2

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-739443>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

amplifient très fortement le minimum correspondant à  $N = 82$  dans le diagramme des  $Z$  pairs (figure 1);

2° H. Pomerance (communication personnelle) a redéterminé, avec une précision moyenne de  $\pm 5\%$ , les sections efficaces de capture pour les neutrons lents de la plupart des éléments.

Ces résultats confirment dans l'ensemble les données antérieures; ils accentuent une anomalie non relevée au point  $Z = N = 14$  mettant en évidence l'existence d'une couche complète à ce point, conformément au schéma de M. G. Mayer.

3° De nouveaux résultats de D. J. Hughes et D. Sherman (communication personnelle) relatifs aux sections de capture des neutrons rapides montrent  $\sigma$  anormalement bas pour  $N = 50, 82, 126$ .

L'absence de données pour les points  $Z = 20, 50, 70$  ne permet pas encore une comparaison d'ensemble.

Le 18 avril 1950.

**Roger Lacroix et Charles Ryter.** — *Méthode différentielle pour mesurer la variation de fréquence propre d'une cavité.*

La mesure de petites variations de la fréquence de résonance d'une cavité présente en général d'assez sérieuses difficultés. Nous allons développer dans cette note une méthode permet-

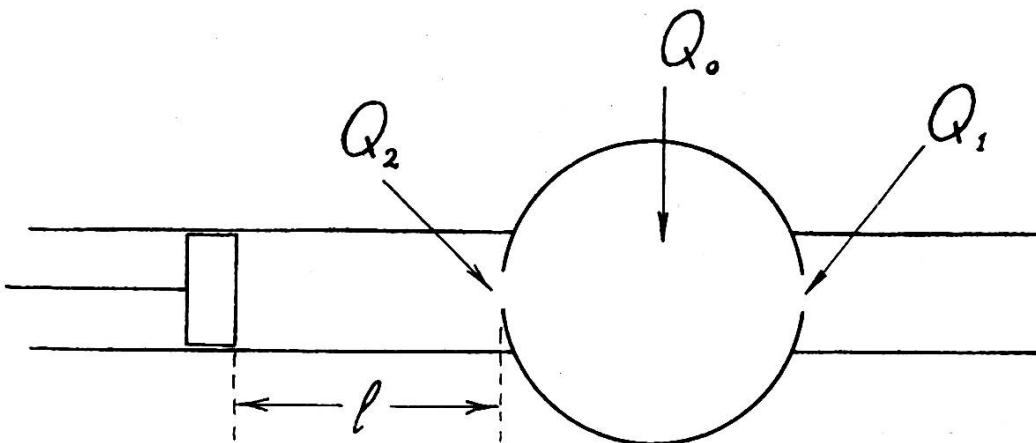


Fig. 1.

tant de déterminer la différence de fréquence entre la cavité à étudier et une cavité étalon à laquelle elle est couplée. Si les deux cavités ont la même fréquence propre, on observe une courbe de résonance symétrique avec deux sommets. Si l'une des deux fréquences de résonance varie légèrement par rapport

à l'autre, la courbe devient asymétrique et le rapport des hauteurs des deux sommets est en relation directe avec la différence des fréquences.

Nous avons utilisé comme cavité variable un tube guide fermé par un piston et comme référence une cavité cylindrique (mode  $TE_{011}$ ) en transmission.

L'admittance, vue de l'entrée, vaut:

$$y = \frac{Q_1}{Q_0} + j Q_1 \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) + \frac{Q_1}{Q_2} \coth (\alpha + j \beta) l$$

où  $\omega_0$  est la pulsation propre de la cavité de transmission,  $Q_0$  son  $Q$  sans charge,  $Q_1$  le  $Q$  extérieur du côté de l'entrée et  $Q_2$  celui du côté de la sortie.  $l$  est la distance entre la sortie de la cavité et le piston.

En développant  $\coth (\alpha + j \beta) l$ , on obtient:

$$y = \frac{Q_1}{Q_0} + \frac{Q_1}{Q_2} \frac{\text{th } \alpha l (1 + \text{tg}^2 \beta l)}{\text{th}^2 \alpha l + \text{tg}^2 \beta l} + j \left[ Q_1 \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) - \frac{Q_1}{Q_2} \frac{\text{tg } \beta l (1 - \text{th}^2 \alpha l)}{\text{th}^2 \alpha l + \text{tg}^2 \beta l} \right]$$

Au voisinage de la résonance,  $\omega \cong \omega_0$ . De plus, nous supposons que  $l$  reste voisin de  $l_0$ , défini par la relation  $\beta_0 l_0 = n\pi$ , où  $\beta_0$  est la constante de propagation dans le tube guide pour la pulsation  $\omega_0$ .  $\text{tg } \beta l$  est alors petit et peut être développé:

$$\text{tg } \beta l \cong Ax + \beta_0 d$$

en posant  $d = l - l_0$ ,  $x = \omega - \omega_0$  et

$$A = \frac{l_0 \omega_0}{\beta_0 c^2} = \frac{n \pi \omega_0}{\beta_0^2 c^2}$$

Nous remplacerons enfin  $\text{th } \alpha l$  qui, comme  $l$ , varie très peu, par la constante  $P$ , en incluant dans ce terme toutes les pertes supplémentaires (par exemple dans le piston).

Remarquant que  $P$  et  $\text{tg } \beta l$  sont tous deux négligeables devant 1, on arrive à l'expression suivante:

$$y = \frac{Q_1}{Q_0} + \frac{Q_1}{Q_2} \frac{P}{P^2 + (Ax + \beta_0 d)^2} + j Q_1 \left[ \frac{2x}{\omega_0} - \frac{1}{Q_0} \frac{Ax + \beta_0 d}{P^2 + (Ax + \beta_0 d)^2} \right]$$

On trouve la fréquence de résonance en annulant la dérivée de  $|y|$ .

Pour observer la courbe de résonance, nous effectuons un montage en pont au moyen d'un T magique <sup>1</sup>. L'énergie reçue est proportionnelle à  $E^2$ , qui vaut:

$$E^2 = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_1}{Q_0} + \frac{Q_1}{Q_2} \frac{P}{P^2 + (Ax + \beta_0 d)^2}\right)^2 + \left(2 \frac{Q_2 x}{\omega_0} - \frac{Q_1}{Q_2} \frac{Ax + \beta_0 d}{P^2 + (Ax + \beta_0 d)^2}\right)^2}$$

à la résonance, on a en première approximation:

$$E = \frac{1}{1 + \frac{Q_2}{Q_0} + \frac{Q_1}{Q_2} \frac{P}{P^2 + (Ax + \beta_0 d)^2}}$$

Si  $d = 0$ , la courbe est symétrique et la résonance correspond à deux valeurs de  $x$  opposées.

$$x = \pm x_0 \quad x_0 = \sqrt{\frac{\omega_0}{2A} \left(\frac{1}{Q_2} + \frac{P}{Q_0}\right)}$$

Marquant l'écran de l'oscillographe où se dessine la courbe au moyen de repères séparés par des fréquences connues <sup>1</sup>, on peut mesurer  $x_0$ .

Si  $d \neq 0$ , la courbe est asymétrique et les sommets correspondent à deux des trois solutions réelles de  $x$  provenant de l'équation du cinquième degré qu'on obtient en annulant la dérivée de  $|y|$ . A ces solutions  $x'$  et  $x''$  correspondent les amplitudes  $E'$  et  $E''$ . L'équation du cinquième degré peut se résoudre par approximations successives sur  $\frac{Q_2 P}{Q_0}$ . La seconde approximation, donne:

$$x' = -\frac{\beta_0 d}{2A} + \frac{1}{A} \sqrt{\frac{\omega_0 A}{2Q_2} + \left(\frac{\beta_0 d}{2}\right)^2 + \frac{\omega_0 AP}{2Q_0}}$$

$$x'' = -\frac{\beta_0 d}{2A} - \frac{1}{A} \sqrt{\frac{\omega_0 A}{2Q_2} + \left(\frac{\beta_0 d}{2}\right)^2 + \frac{\omega_0 AP}{2Q_0}}$$

<sup>1</sup> Voir Antoine GENNAOUI, Roger LACROIX et Charles RYTER, « Constante diélectrique des vapeurs », *Archives des Sciences*, 2, 371, 1949.

La troisième solution réelle de l'équation

$$x''' = -\frac{\beta_0 d}{A}$$

correspond au minimum.

Connaissant  $x'$  et  $x''$ , on peut calculer  $E'$  et  $E''$ , puis le rapport  $\frac{E' - E''}{E' + E''}$  qui est aisément mesurable expérimentalement. On peut l'exprimer par le développement

$$\frac{E' - E''}{E' + E''} = ad + bd^2 + cd^3 + \dots$$

Si on néglige les termes en  $d^3$ , on obtient:

$$\frac{E' - E''}{E' + E''} = \frac{\beta_0 d}{\sqrt{\frac{\omega_0 A}{2} \left( \frac{1}{Q_2} + \frac{P}{Q_0} \right)}} \frac{\frac{2P}{\omega_0 A}}{\frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_0} + \frac{2P}{\omega_0 A}} = B \frac{\beta_0 d}{\sqrt{\frac{\omega_0 A}{2} \left( \frac{1}{Q_2} + \frac{P}{Q_0} \right)}}$$

en posant

$$B = \frac{\frac{2P}{\omega_0 A}}{\frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_0} + \frac{2P}{\omega_0 A}}$$

Remplaçant le terme  $\beta_0 d$  par la variation de fréquence propre  $\Delta \nu$  qu'il représente, on a:

$$\frac{E' - E''}{E' + E''} = 2B \frac{\Delta \nu}{\nu_0}$$

où  $\nu_0$  est la différence de fréquence séparant les deux sommets de la courbe symétrique.

Il ne reste plus qu'à déterminer le facteur B.

Lorsque la courbe est symétrique, l'amplitude à la résonance vaut

$$E_1 = \frac{1}{1 + \frac{Q_1}{Q_0} + Q_1 \frac{2P}{\omega_0 A}}$$

Si on déplace le piston de  $\lambda_g/4$ ,  $\text{tg } \beta l = \infty$ . On n'a plus qu'une seule résonance d'amplitude

$$E_2 = \frac{1}{1 + \frac{Q_1}{Q_0} + \frac{Q_1}{Q_2} P} \approx \frac{1}{1 + \frac{Q_1}{Q_0}} \quad \text{car } P < 0,005$$

d'où il résulte que

$$B = \frac{E_2 - E_1}{E_2}$$

Nous avons appliqué cette méthode à la mesure des composantes réelle et imaginaire de la susceptibilité de quelques corps paramagnétiques à la fréquence de 9300 Mc/s. Les recherches se poursuivent et les résultats obtenus seront publiés ultérieurement.

*Université de Genève.  
Institut de Physique.*

**David Danon et Edouard Kellenberger.** — *Un nouveau microtome pour la microscopie électronique.*

L'utilisation du microtome dans la technique de préparation du microscope électronique offre de multiples intérêts. La difficulté d'obtenir des coupes suffisamment minces pour qu'elles soient transparentes aux électrons accélérés sous 50 KV s'opposait jusqu'ici à la généralisation de cette technique. La transparence augmente pour des électrons plus rapides (100 à 400 KV) mais, malgré cela, les coupes doivent être d'une épaisseur inférieure à  $0,6 \mu$  [3] pour donner des résultats probants.

Trois problèmes fondamentaux se posent alors:

- 1° La réalisation d'une avance mécanique régulière de  $0,1 \mu$ ;
- 2° Le choix du matériel d'inclusion permettant la coupe de tranches aussi fines;
- 3° L'affûtage du couteau.

Baker et Pease [1] ont résolu le problème de l'avance en réduisant dix fois l'inclinaison du coin du microtome Spencer.