

# Résonance paramagnétique appliquée à l'amplification moléculaire

Autor(en): **Jung, P. / Cakenberghe, J. van**

Objektyp: **Article**

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

Band (Jahr): **13 (1960)**

Heft 9: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-738597>

## **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.

# Résonance paramagnétique appliquée à l'amplification moléculaire

par P. JUNG, J. VAN CAKENBERGHE

European Research Associates, Bruxelles

et J. UEBERSFELD

Université de Besançon.

---

## INTRODUCTION.

G. Whitfield et A. G. Redfield [1] ont observé directement la variation de la composante  $M_z$  de l'aimantation suivant la direction du champ principal, lorsque l'on applique un champ haute fréquence modulé, perpendiculaire au champ principal. Leur expérience a été faite à basse fréquence.

Nous avons observé la variation de cette composante en appliquant un champ micro-ondes perpendiculaire et un champ radiofréquences parallèle au champ principal. On observe alors une susceptibilité négative lorsque le champ principal est plus petit que le champ de résonance et une susceptibilité positive pour des valeurs du champ supérieures au champ de résonance. La figure 1 montre la cavité, la bobine, ainsi que les directions respectives des champs.

## THÉORIE DE LA SUSCEPTIBILITÉ DYNAMIQUE [2].

La composante  $M_z$  dans le cas dit de « balayage lent » est donnée par la solution de l'équation de Bloch. Elle est proportionnelle au champ principal  $H_0$  en absence de champ haute fréquence. En présence d'un champ haute fréquence elle est diminuée aux environs du champ de résonance  $H_r$  (fig. 2). On voit facilement sur cette figure qu'en dessous de la résonance, un accroissement du champ  $H_0$  entraîne une diminution de l'aimantation, ce qui correspond à une susceptibilité négative.

Lorsque la fréquence  $\omega'$  du champ parallèle  $H_m$  est comparable à l'inverse des temps de relaxation, la solution « lente » n'est plus valable.

Nous avons montré ailleurs [2] comment, par un calcul de perturbation, une solution valable pouvait être trouvée dans le cas particulier où l'am-

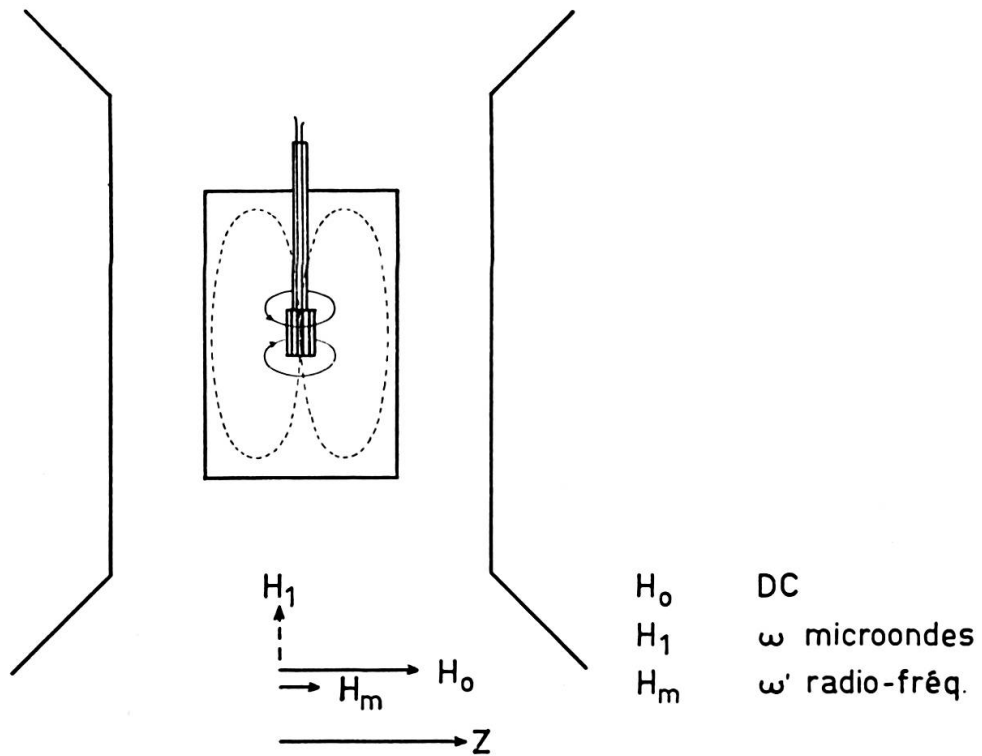


Fig.1- Les champs magnétiques

plitude du champ  $H_m$  est petite. L'expression trouvée pour la susceptibilité dynamique s'écrit:

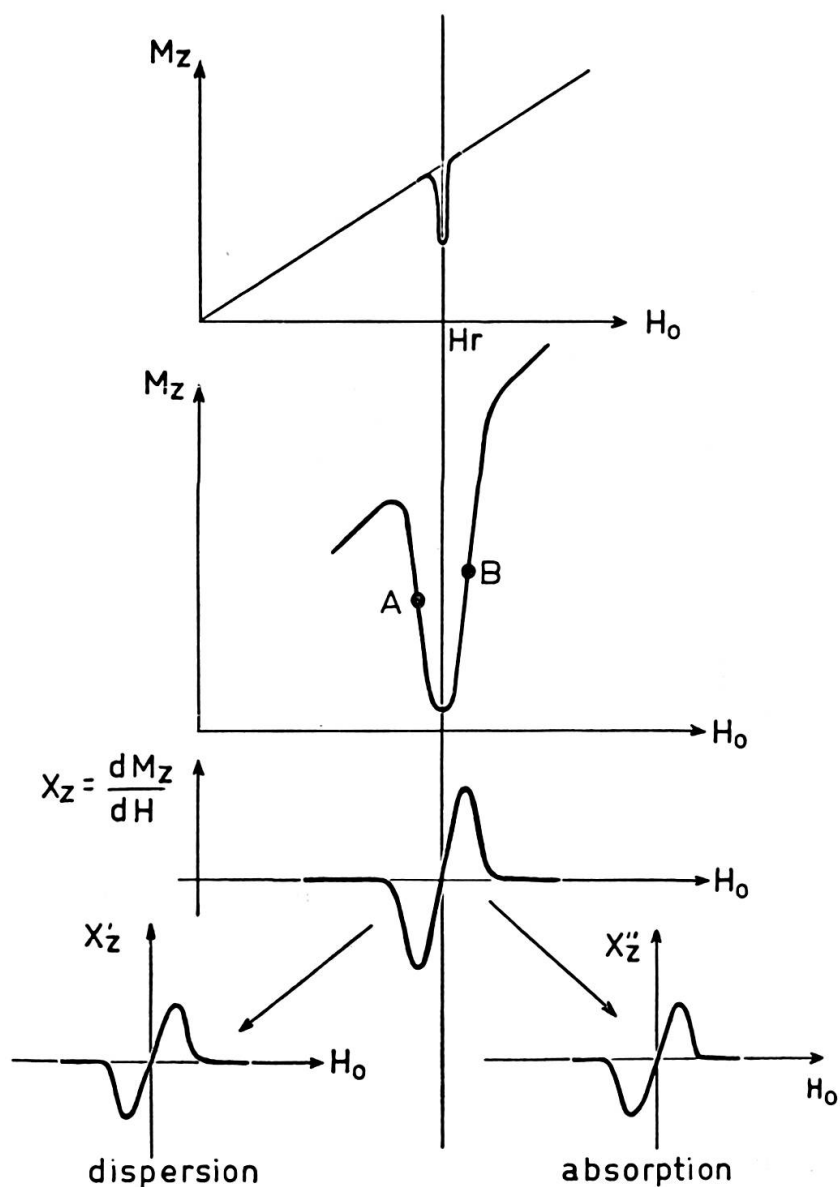
$$\chi_Z = \chi'_Z - j''\chi_Z \tag{1}$$

$$\chi'_Z = \chi_0 \frac{H_0}{\Delta H} \alpha^2 x \frac{2(1+x^2) - \lambda^2(3-x^2+\lambda^2)}{(1+\lambda^2)(1+x^2)[1+(x+\lambda)^2][1+(x-\lambda)^2]} \tag{2}$$

$$\chi'' = \chi_0 \frac{H_0}{\Delta H} \alpha^2 x \lambda \frac{2(1+x^2) + (3-x^2+\lambda^2)}{(1+\lambda^2)(1+x^2)[1+(x+\lambda)^2][1+(x-\lambda)^2]} \tag{3}$$

où

- |                                 |                        |
|---------------------------------|------------------------|
| $\alpha^2 = \gamma^2 H_1^2 T^2$ | facteur de saturation  |
| $x =  \gamma  \hbar T$          | paramètre de champ     |
| $\lambda = \omega' T$           | paramètre de fréquence |
| $T = T_1 = T_2$                 |                        |

Fig. 2 - L'aimantation  $M_z$  en fonction du champs

## VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE.

Nous avons fait une vérification expérimentale des formules (2) et (3) en utilisant du D.P.P.H.; dans ce cas  $T_1 = T_2 = 6.10^{-8}$  sec. La figure 3 montre la comparaison des courbes théoriques et expérimentales représentant la susceptibilité dynamique en fonction du champ  $H_0$  pour différentes fréquences du champ radiofréquence  $H_m$ .

Susceptibilité dynamique  $X'_z - jX''_z$

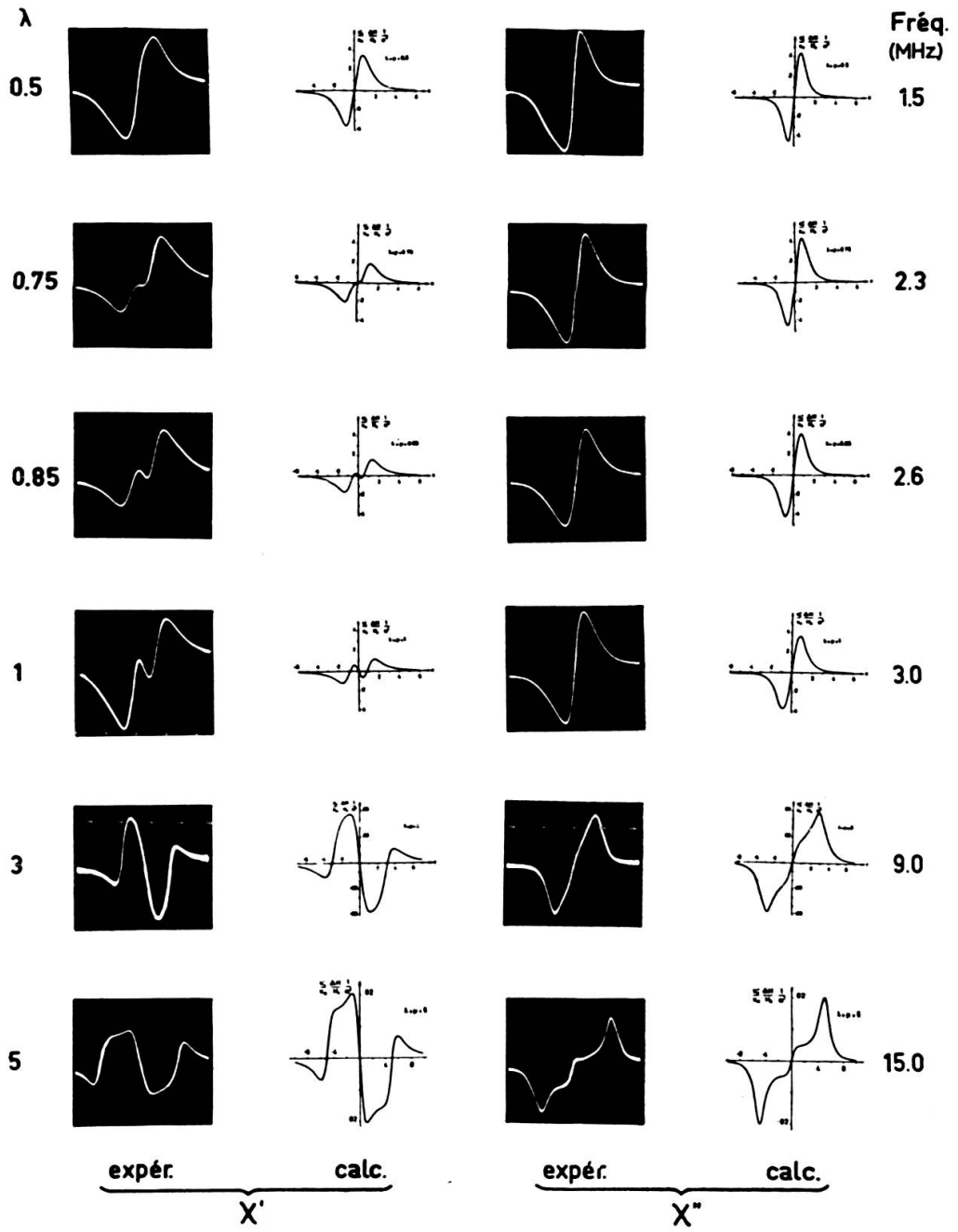


Fig. 3.

Comparaison des courbes théoriques et expérimentales.

Cette comparaison ne confirme pas seulement l'existence d'une susceptibilité dynamique négative aux valeurs du champ inférieures au champ de résonance. Elle montre également que la forme des courbes calculées se trouve vérifiée dans ses détails. Notre interprétation phénoménologique complète ainsi l'interprétation de J. M. Winter [3] et A. Javan [4] qui, elle, est basée sur la théorie des transitions à plusieurs quanta. En particulier, lorsque la fréquence  $\omega'$  est beaucoup plus grande que l'inverse du temps de relaxation,  $|\chi''_Z|$  présente un maximum pour la valeur du champ  $H_0 = \frac{1}{\gamma} (\omega \pm \omega')$ , ce qui est conforme à l'expression de Winter (fig. 3 —  $\chi''$  pour 15 MHz):

$$\Delta E = \hbar (p\omega + q\omega') \quad \text{si l'on pose} \quad p = 1 \quad q = \pm 1 \quad \text{et} \quad \Delta E = \hbar\gamma H.$$

De plus, lorsque  $\omega'$  devient comparable à  $\frac{1}{T}$ , l'interprétation phénoménologique reste entièrement valable.

#### AMPLIFICATION PARAMÉTRIQUE.

On peut utiliser la propriété d'émission correspondant à la partie imaginaire de la susceptibilité pour réaliser une amplification moléculaire. Cette amplification est du type paramétrique. Suhl [5] a montré comment différents types de modes couplés par un élément non linéaire pouvaient conduire à une amplification paramétrique. Dans le cas présent on peut remarquer que l'élément non linéaire est fourni par la substance paramagnétique. L'opération est du type semistatique, c'est-à-dire les modes sont fournis: 1) par la résonance paramagnétique et 2) par la bobine radiofréquence.

Il est connu que pour l'amplificateur paramétrique le plus simple, il faut, pour réaliser une amplification, que la bande latérale inférieure soit absorbée. Vu sous cet angle, on voit qu'à fréquences de pompage et de signal données, la résonance fournit le mode absorbant la bande latérale inférieure, si le champ est fixé à la valeur  $H_0 = H_r - \Delta H$  où  $\Delta H = \omega'/8$  ( $H_r$  étant le champ de résonance).

#### INSTRUMENTATION.

La mesure séparée de  $\chi'_Z$  et  $\chi''_Z$  a été effectuée au moyen d'un pont en double T; la figure 4 montre schématiquement le dispositif expérimental.

La vérification expérimentale du principe d'amplification a été faite au moyen d'une bobine contenant 0,16 g de D.P.P.H.; utilisant un klystron

de 5 watts. Une bobine accordée à  $3\text{MHz}$  dont le facteur de surtension a été porté à 400 au moyen d'un multiplicateur de surtension devenait le siège d'oscillations lorsque le champ était réglé à une valeur légèrement inférieure au champ de résonance.

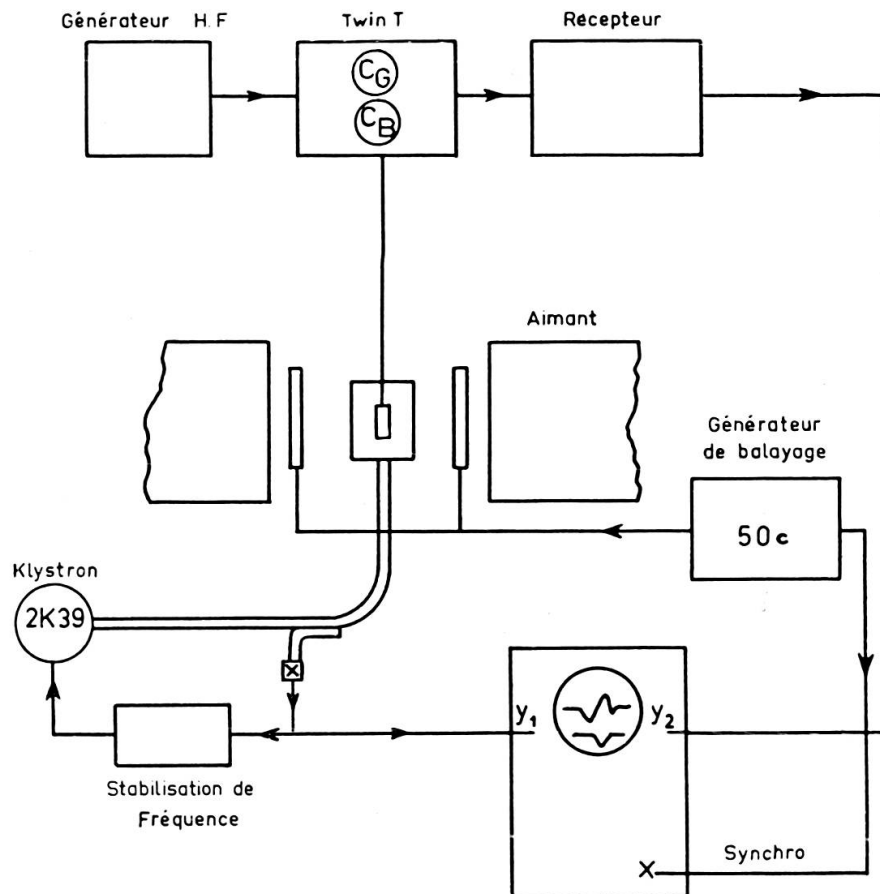


Fig. 4 Dispositif expérimental

Ce travail a été financé par la Union Carbide Corporation, New York, N. Y.

#### RÉFÉRENCES

1. WHITFIELD, G. and A. G. REDFIELD, *Phys. Rev.*, **106** (1957), 918.
2. JUNG, P., J. VAN CAKENBERGHE and J. UEBSFELD, *Physica*, **26**. (1960), 52.
3. WINTER, J. M., *Journ. Phys. Rad.*, **19** (1958), 802.
4. JAVAN, A., *Journ. Phys. Rad.*, **19** (1958), 806.
5. SUHL, H., *Phys. Rev.*, **106** (1957), 384.