

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

**Artikel:** Expériences de résonance nucléaire en champ faible sur un courant de liquide  
**Autor:** Hennequin, Jacques  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-738638>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 22.01.2025

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

# Expériences de résonance nucléaire en champ faible sur un courant de liquide

par Jacques HENNEQUIN

Laboratoire d'Electronique et Radioélectricité de la Sorbonne  
Fontenay-aux-Roses (Seine)

## I. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL (figure 1).

Afin d'obtenir en champ faible des signaux intenses, le liquide est préalablement polarisé dans un champ élevé  $H_p$ , puis envoyé rapidement à l'aide d'une pompe dans la bobine  $B_1$  placée dans le champ faible  $H_0$  où on observe la résonance. Pour les nombreux liquides dont le temps  $T_1$  est long, il subsiste dans  $B_1$  un moment  $M_0$  très supérieur à celui qui serait dû à  $H_0$ , en fait de l'ordre du tiers du moment obtenu dans  $H_p$ , la valeur précise dépendant de  $T_1$ , du débit et des volumes du réservoir de polarisa-

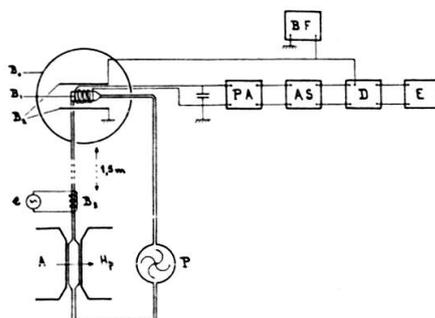


Fig. 1.

Appareillage :

- A électroaimant de polarisation ( $H_p = 20$  kG)
- P pompe
- $B_0$  bobines d'Helmholtz créant le champ directeur.
- $B_1$  bobine de réception de Bloch
- $B_2$  bobines d'émission de Bloch
- $B_3$  bobine de retournement
- BF générateur basse fréquence RC
- PA préamplificateur cascade
- AS amplificateur sélectif,
- D détecteur de phase
- E enregistreur

tion et de la canalisation d'amenée dans  $B_1$ .

L'électro-aimant de polarisation A doit d'une part fournir un champ  $H_p$  aussi élevé que possible, ici 20 kG, dans un volume aussi grand que possible, ici  $300 \text{ cm}^3$ , et d'autre part avoir un champ de fuite aussi réduit que possible. Ce dernier résultat est obtenu à l'aide d'une culasse très fermée et d'assez grandes dimensions: le volume extérieur est un cylindre de 52 cm de diamètre et 42 cm de hauteur, et le champ de fuite à  $d = 2 \text{ m}$  de l'axe de révolution dans le plan de symétrie ne vaut que 2 mG pour  $H_p = 20 \text{ kG}$  dans l'entrefer. L'allure de la variation du champ de fuite en fonction de  $H_p$  et  $d$  est montrée dans la figure 2.

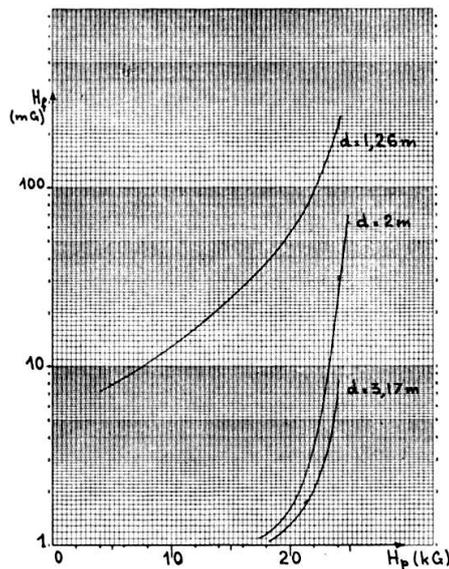


Fig. 2.

Champ de fuite de l'électroaimant en fonction de la distance  $d$  à ce dernier et du champ dans l'entrefer  $H_p$

La bobine  $B_1$  est placée sur un cylindre de verre dans lequel le liquide arrive dans la section droite terminale, tangentiellement à la circonférence limite: grâce à sa vitesse  $v$ , le liquide se met à tourner rapidement à l'intérieur de la bobine, ce qui provoque un effet de moyenne sur le champ  $H_0$  selon la méthode de Bloch. Le temps de relaxation transversal apparent  $T_2^*$  est ainsi multiplié par 3 dans le cas de l'eau [réf. 1].

Le spectrographe est du type classique à bobines de Bloch:  $B_1$  de surtension 26 à 2,1 kHz et de volume intérieur  $40 \text{ cm}^3$  est la bobine de réception, les bobines d'émission  $B_2$  étant des bobines d'Helmholtz de

25 cm de diamètre. Le champ directeur  $H_0$  est la superposition de la composante verticale du champ terrestre et d'un champ vertical créé par des bobines d'Helmholtz  $B_0$  de 56 cm de diamètre, bobines portant un second enroulement permettant un balayage en champ. Les bobines  $B_2$  sont alimentées à une fréquence  $f$  par un générateur BF et la bobine  $B_1$  est accordée à la même fréquence. La tension aux bornes de  $B_1$  est amplifiée par un préamplificateur cascade suivi d'un amplificateur sélectif AOIP, puis hétérodynée à la fréquence  $f$  [2] par un pont à diodes Westinghouse G 500, et la tension continue obtenue est appliquée à un millivoltmètre enregistreur.

Enfin une bobine  $B_3$ , placée autour du courant liquide, à la sortie immédiate de A permet le retournement des spins par passage adiabatique rapide lorsqu'elle est excitée par une tension sinusoïdale  $e$ , de fréquence et d'amplitude convenables [3]. Cette tension est fournie par un banal générateur BF. On observe alors un signal d'émission à la place du signal d'absorption habituel.

## II. MESURE DES CHAMPS MAGNÉTIQUES FAIBLES.

Lorsque les bobines  $B_2$  ne sont pas alimentées et que la bobine  $B_3$  est excitée, on peut obtenir aux bornes de  $B_1$  de surtension  $Q$ , des oscillations du type maser si  $2\pi\gamma|M_0|QT_2^* > 1$ , avec les notations classiques en R.M.N.

Dans son travail initial, Benoit devait augmenter par réaction électronique le coefficient de surtension  $Q$ . Grâce à la rotation du liquide, qui est ici de l'eau distillée, et pour une orientation convenable de  $B_1$ , l'oscillation maser peut être obtenue dans le champ terrestre avec la surtension naturelle,  $Q = 26$ , ce qui correspond à  $T_2^* = 0,3$  sec dans le laboratoire où l'inhomogénéité du champ est notable. Ce perfectionnement expérimental réduit considérablement l'entraînement de fréquence du maser donné par

$$f - f_0 = \frac{1}{1 + \frac{\omega_0 T_2^*}{2Q}} (f_c - f_0)$$

où  $f$  et  $f_c$  désignent respectivement la fréquence du maser et la fréquence propre du circuit oscillant et  $f_0$  vaut  $\gamma H_0 / 2\pi$ . Le facteur  $\omega_0 T_2^* / 2Q$  devient alors 75, étant multipliée par 9 par rapport au cas où le liquide ne tourne pas. Cette valeur peut encore être notablement augmentée en opérant

hors d'un bâtiment, dans un observatoire géomagnétique, puisque l'expression varie comme  $T_2^{*2}$ .

On a donc là un moyen commode et précis de mesurer le champ magnétique terrestre.

### III. INTERACTION INDIRECTE

Avec l'ensemble du dispositif décrit en (I) nous avons étudié le spectre d'une solution concentrée d'hypophosphite de sodium  $\text{PO}_2\text{H}_2\text{Na}$ , à des fréquences comprises entre 3,975 kHz et 1,375 kHz. Dans ce domaine, la constante de couplage  $J$ , entre le phosphore et l'hydrogène, déjà mesurée en champ plus élevé [4] devient du même ordre de grandeur que le « déplacement chimique »  $\Delta$  entre ces deux éléments. Le spectre, du type  $\text{AB}_2$ ,

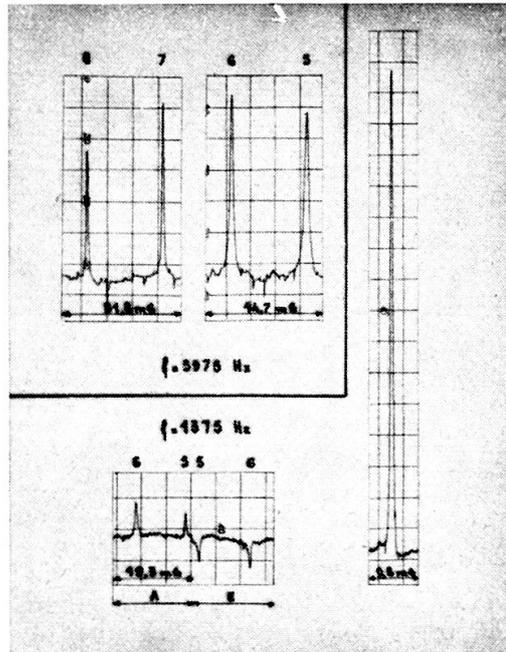


Fig. 3.

Raies de l'hydrogène

- a) à 3,975 kHz: champ de balayage croissant  
champ de polarisation  $H_p = 20$  kG
- b) à 1,375 kHz: à gauche — raies 5 et 6 avec  $H_p = 20$  kG  
en A absorption, champ de balayage croissant  
en B émission, champ de balayage décroissant  
à droite — raie de l'eau de la solution avec  $H_p = 3,5$  kG

selon les notations de Pople [5], comprend huit raies: à un champ donné, et pour des fréquences croissantes, les quatre premières proviennent du

spectre du phosphore en champ fort, les quatre suivantes que nous numérotions de 5 à 8, proviennent du spectre de l'hydrogène. Nos mesures, jusqu'à présent, ont porté sur ces dernières. La figure 3 montre les raies obtenues pour les fréquences extrêmes étudiées, en comparaison avec la raie des protons de l'eau de la solution. La possibilité d'observer l'absorption ou l'émission permet d'identifier plus aisément les raies faibles. D'autre part, en faisant fonctionner l'appareil en maser sur les protons de l'eau, avec une légère multiplication du  $Q$  de  $B_1$  par réaction électronique, on peut trouver facilement l'orientation la plus favorable de  $B_1$ .

L'évolution du spectre en fonction du rapport  $J/\Delta$  est représentée par la figure 4 d'après les prévisions établies en champ fort [5]. La position des points expérimentaux montre que, dans ce cas, la théorie reste valable

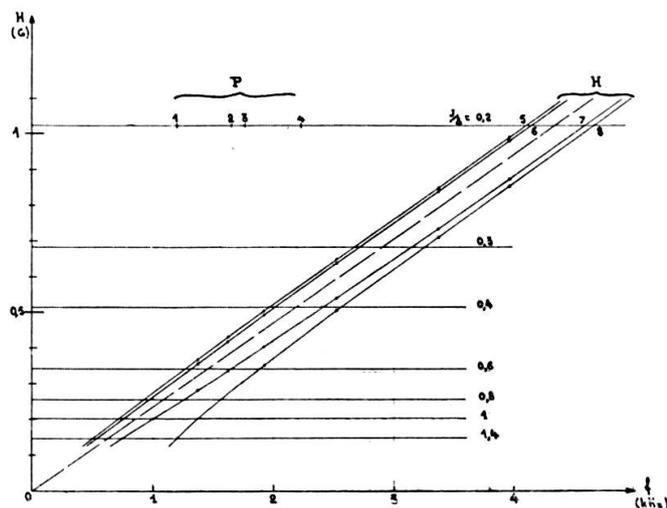


Fig. 4.

Evolution du spectre de l'hydrogène de  $PO_2H_2Na$  quand la fréquence diminue: prévisions théoriques en trait plein, points expérimentaux représentés par des cercles. En trait discontinu, la raie de l'eau de la solution.

dans le domaine des champs très faibles où le déplacement chimique correspond à deux éléments différents et non à deux constantes d'écran différentes pour le même élément comme c'est le cas en champ fort.

D'autre part le pointé des deux raies 5 et 7 à 3,975 kHz nous a permis une évaluation de  $J$  plus précise que les mesures antérieures:

$$J = 515,0 \pm 1,4 \text{ Hz}$$

soit  $J = 120,9_6 \pm 0,3_3 \text{ mG}$  pour les raies en champ fort des protons, valeur en accord avec le résultat de Rocard [4] à  $H_0 = 2G$ :  $J = 122 \pm 2 \text{ mG}$ .

## RÉFÉRENCES

1. HENNEQUIN, J., *C. R.*, 250, 2711 (1960).
  2. BENE, G., EXTERMAN, R. et ROCARD, J. M., *C. R.*, 244, 887 (1957).
  3. BENOIT, H., Thèse, *Annales de Physique*, 4, 1439 (1959).
  4. ROCARD, J. M., Thèse, Albert Grundig, Genève, 1957.
  5. POPLE, J. A., SCHNEIDER, W. G. et BERNSTEIN, H. J., *High resolution nuclear magnetic resonance*, Mac Graw Hill, New-York 1959, pp. 123/128.
-