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 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: 19.07.2025

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-

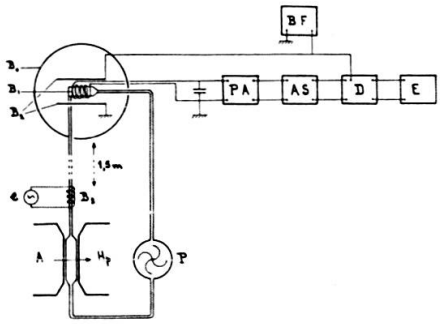

Fig. 1.

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 cascode
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 cm³, 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 $d = 2$ m de l'axe de révolution dans le plan de symétrie ne vaut que 2mG pour $H_p = 20$ 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.

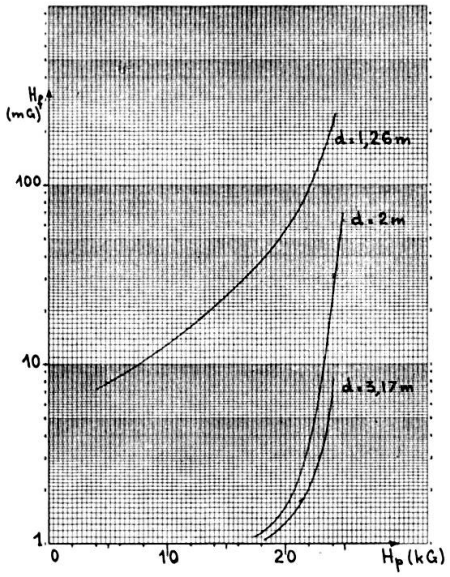

Fig. 2.
Champ de fuite de l'électroaimant en fonction de la distance d à ce dernier et du champ dans l'entrefer H_p

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 cm³ 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 cascode 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 $2\pi\eta\gamma|M_0|QT_2^*>1$, 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'inhomogénie du champ est notable. Ce perfectionnement expérimental réduit considérablement l'entraînement de fréquence du maser donné par

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

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 PO_2H_2Na, 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 » Δ entre ces deux éléments. Le spectre, du type AB_2,

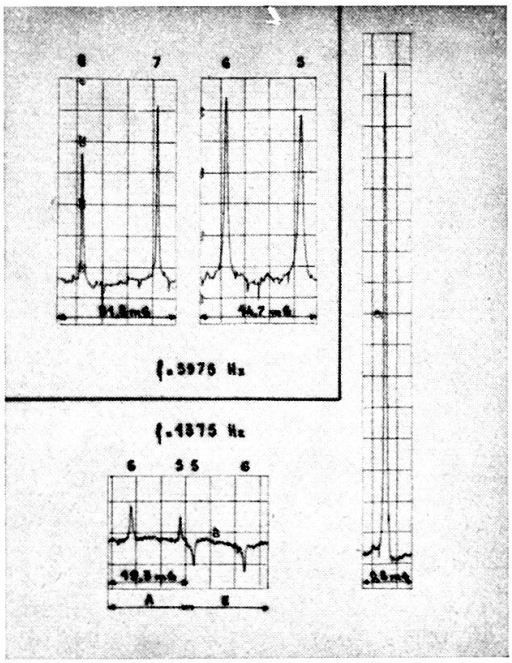

Fig. 3.
Raies de l'hydrogène
a) à 3,975 kHz: champ de balayage croissant
champ de polarisation $H_p = 20$ kG
b) à 1,375 kHz: à gauche — raies 5 et 6 avec $H_p = 20$ kG
en A absorption, champ de blaayage croissant
en B émission, champ de balayage décroissant
à droite — raie de l'eau de la solution avec $H_p = 3{,}5$ 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 numéroterons 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/Δ 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

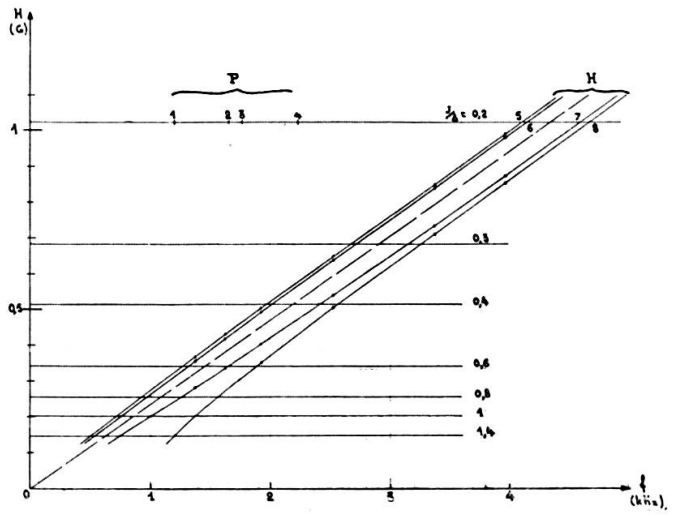

Fig. 4.
Evolution du spectre de l'hydrogène de PO_2H_2Na quand la fréquence diminue: prévisions théoriques en trait plein, points expérimentaux représentés par des cercles. En trait discontinu, la raie de l'eau de la solution.

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