Mesures de T2 dans les liquides

Autor(en): **Bonera, G. / Chiodi, L. / Giulotto, L.**

Objekttyp: **Article**

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

Band (Jahr): **12 (1959)**

Heft 8: **Colloque Ampère : Maxwell-Ampère conference**

PDF erstellt am: **04.06.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-739102

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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Mesures de T_2 dans les liquides *

G. Bonera, L. Chiodi, L. Giulotto et G. Lanzi,
Istituto di Fisica dell' Università di Pavia

On décrit une méthode pour la mesure de T_2. Cette méthode consiste à arrêter un passage rapide adiabatique lorsque la magnétisation nucléaire précède dans un plan perpendiculaire au champ statique $\vec{H}_0$. Après l'arrêt du passage on observe un signal qui décline exponentiellement avec une constante de temps T_2, dont la mesure est alors immédiate.

Cette méthode a l'avantage que des inhomogénéités de H_0 assez petites ne peuvent pas altérer la mesure de T_2, qui alors n'est pas non plus influencée par des phénomènes d'autodiffusion.

Comme on sait, pendant un passage rapide adiabatique, la magnétisation nucléaire $\vec{M}$ se renverse sans changer son module [1]. Ce passage peut être décrit en disant que $\vec{M}$ se maintient, pendant le passage, dirigée suivant le champ efficace $\vec{H}_{eff}$, dont les composantes par rapport au système tournant x', y', z' [2] sont H_1, O, $H_0 - \omega/\gamma$ (H_1 = champ tournant avec une fréquence ω).

Le signal observé est proportionnel à la composante de $\vec{M}$ suivant x'.

Supposons qu'on arrête la variation du champ statique H_0, lorsqu'il a atteint une valeur H', proche ou égale à la valeur ω/γ de résonance.

Le champ $\vec{H}_{eff}$ et la magnétisation $\vec{M}$ s'arrêtent alors par rapport au système tournant dans une direction qui forme avec l'axe z' un angle

$$\theta' = \text{arc tan} \frac{\gamma H_1}{\gamma H' - \omega} \cdot \tag{1}$$

Il est presque évident que, après l'arrêt du passage, la magnétisation nucléaire se maintient toujours dirigée comme $\vec{H}_{eff}$ et que la vitesse de

---

* Cette recherche a été financée partiellement par le bureau de recherches du U.S. Department of Army.

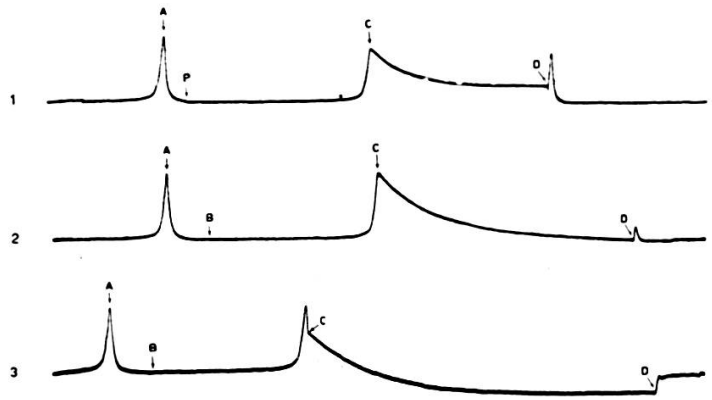
variation de son module M, en raison de la relaxation, est donnée par

$$\frac{dM}{dt} = -M\left(\frac{\sin^2\theta'}{T_2} + \frac{\cos^2\theta'}{T_1}\right) + \frac{1}{T_1} M_0 \cos\theta' \tag{2}$$

où M_0 est la valeur de M correspondant à l'équilibre thermique.

Si en particulier on bloque le passage dans les conditions de résonance ($\theta' = 90°$) la magnétisation se maintient dans le plan xy et l'équation (2) devient $dM/dt = -M/T_2$. Dans ce cas le module de $\vec{M}$ diminue donc exponentiellement à zéro avec une constante de temps T_2.

Le signal qu'on observe dans ce cas est montré dans l'enregistrement 2 de figure 1. Au moyen de la courbe de décroissance, on peut mesurer la valeur de T_2.



- A - passage rapide adiabatique normal. - B - retour (signal invisible). - C - passage bloqué: en 1 avant la résonance, en 2 en résonance, en 3 apres la résonance. - D - reprise du passage.

Fig. 1.

Il peut être aussi intéressant d'examiner le cas $H' \neq \omega/\gamma$. Dans ce cas le module de $\vec{M}$ tend exponentiellement avec une constante de temps

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_2}\sin^2\theta' + \frac{1}{T_1}\cos^2\theta' \tag{3}$$

à une valeur limite

$$M_r = \frac{(1/T_1)\, M_0 \cos\theta'}{(1/T_2)\sin^2\theta' + (1/T_1)\cos^2\theta'}\,. \tag{4}$$

Comme il est évident, cette valeur limite est la même qu'on a, pendant un passage lent adiabatique, à l'instant où le champ statique a la valeur H'.

Les figures 1, 1) et 1, 3) montrent les signaux obtenus respectivement lorsque le passage rapide adiabatique est bloqué avant la résonance ($\theta' < 90°$) ou après la résonance ($\theta' > 90°$).

Puisque la valeur limite (respectivement positive ou négative) à laquelle le signal tend est proportionnelle à $M_r \sin \theta'$, au moyen d'un seul enregistrement du type 1, 1) ou 1, 3), il est possible théoriquement d'obtenir séparément T_1 et T_2 au moyen des équations (3) et (4).

Il ne semble pas que cette méthode donne en pratique une grande précision; il est pourtant préférable d'obtenir séparément T_1, par exemple, par la méthode décrite en [3] et T_2 en bloquant le passage à la résonance.

Afin que la méthode décrite soit applicable, $\vec{H}_{eff}$ doit être sensiblement homogène sur tout l'échantillon, c'est-à-dire on doit avoir

$$H_1 >> \Delta H_0 \ , \tag{5}$$

ΔH_0 étant l'inhomogénéité du champ statique H_0.

Cette condition peut être assez facilement satisfaite en pratique. Si elle n'est pas vérifiée, les différentes parties de l'échantillon n'entrent pas en résonance en même temps. Si on bloque alors le passage en condition de résonance moyenne, le signal tend encore à zéro, comme dans le cas $H_1 >> \Delta H_0$, mais avec une constante de temps qui n'est plus T_2, mais une fonction de T_1 et de T_2. Toutefois on peut voir si la condition (5) est satisfaite en reprenant le passage une fois que le signal s'est annulé. Si la condition (5) n'est pas satisfaite, on peut observer un " signal de sortie " assez grand dû à la magnétisation résiduelle non nulle des régions de l'échantillon qui ne sont pas en résonance. Dans l'enregistrement 2 la condition (5) n'était pas très bien vérifiée. Par conséquent on peut observer un petit signal de sortie.

L'appareillage expérimental est semblable à celui que nous avons décrit pour la mesure de T_1 [3]. On a ajouté un dispositif, actionné par le même signal nucléaire, qui nous permet d'arrêter le passage lorsque la magnétisation nucléaire précède dans le plan xy, perpendiculaire à $\vec{H}_0$. Précisément, lorsque la hauteur du signal est arrivée à une valeur fixée, un discriminateur relié aux plaques de déviation verticale de l'oscillographe donne un pulse. Ce pulse est retardé par un circuit de retard et actionne un dispositif qui bloque la variation du courant dans les bobines modulatrices. Le circuit de retard est réglé de façon que la variation du courant de modulation soit

arrêtée en condition de résonance, ou éventuellement avant ou après cette condition.

Le courant de modulation est fourni par un amplificateur piloté par un oscillateur à relaxation. Les bobines de modulation sont situées dans l'entrefer de l'aimant.

On obtient l'arrêt de la variation du courant de modulation en interrompant, avec un relais actionné par le pulse retardé, le circuit de charge du condensateur de l'oscillateur à relaxation. Cette méthode est préférable à celle que nous avons décrite précédemment [4] et qui utilisait un pont électrolytique comme générateur du courant de modulation. En effet, avec le pont électrolytique, le courant de modulation ne restait pas parfaitement constant après le bloquage, en raison de phénomènes de polarisation des électrodes.

Pour obtenir un arrêt instantané de la variation du champ statique, il faut empêcher qu'une partie du flux, engendré par les bobines modulatrices, passe à travers l'aimant. On peut obtenir cela par des bobines convenables de découplement placées sur les pièces polaires; ces bobines sont parcourues en sens inverse par le même courant de modulation.

D'autre part, une lente décharge du condensateur de l'oscillateur à relaxation peut être compensée avec une résistance d'une valeur opportune en parallèle sur le relais.

Des mesures préliminaires effectuées sur quelques liquides, montrent que $T_2 \cong T_1$, en bon accord avec les derniers développements de la théorie de la relaxation nucléaire dans les liquides [5, 6, 7, 8, 9, 10].

Nous remercions bien vivement M. A. Abragam et M. I. Solomon pour une discussion très utile à ce sujet.

1. Bloch, F., *Phys. Rev.*, *70*, 460 (1946).
2. Rabi, Ramsey and Schwinger, *Revs. Mod. Phys.*, *26*, 167 (1954).
3. Chiarotti, G., G. Cristiani, L. Giulotto and G. Lanzi, *Nuovo Cimento*, *12*, 519 (1954).
4. Giulotto, L. et G. Lanzi, *Archives des Sciences*, *11*, fasc. spéc., 250 (1958).
5. Bloembergen, N., E. M. Purcell and R. V. Pound, *Phys. Rev.*, *73*, 679 (1948).
6. —— *Nuclear Magnetic Relaxation* (The Hague, 1948).
7. Abragam, A and R. V. Pound, *Phys. Rev.*, *92*, 953 (1953).
8. Kubo, R. and K. Tomita, *J. Phys. Soc.* (Japan), *9*, 888 (1954).
9. Solomon, I., *Phys. Rev.*, *99*, 559 (1955).
10. Purcell, E. M., Suppl. *Nuovo Cimento*, *3*, 961 (1957).