Effet Overhauser dans un liquide contenant des impuretés paramagnétiques

Autor(en): **Abragam, Anatole / Combrisson, Jean / Solomon, Ionel**

Objekttyp: **Article**

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

Band (Jahr): **10 (1957)**

Heft 6: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **29.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-738785

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

Effet Overhauser dans un liquide contenant des impuretés paramagnétiques

par Anatole ABRAGAM, Jean COMBRISSON et Ionel SOLOMON

C.E.N. de Saclay, *Gif-sur-Yvette* (Seine-et-Oise)

Il a été montré [1, 2, 3, 4] que lorsque, dans un liquide, il y a deux espèces de spins couplés I et S, la saturation de la raie de résonance magnétique d'une des espèces (S, par exemple), doit changer la polarisation $<I_z>$, donc l'intensité de la raie de résonance de l'autre espèce de spins I.

La polarisation des spins I devient:

$$I_{sat} = I_0 + \alpha S_0 \ , \tag{1}$$

I_0 et S_0 étant respectivement les polarisations moyennes à l'équilibre thermique d'un spin I et d'un spin S en l'absence de champ haute fréquence.

Le coefficient α dépend des modes de relaxation des spins I et S et sa valeur théorique a été étudiée en détail [3, 4] dans les cas les plus typiques. En particulier, si l'interaction entre spins I et spins S est du type dipôle-dipôle magnétique, on a:

$$\alpha = \tfrac{1}{2}\left(1 - \frac{S_{sat}}{S_0}\right) f \ , \tag{2}$$

S_{sat} est la polarisation moyenne d'un spin S en présence de champ haute fréquence. Pour un champ HF très intense à la fréquence de résonance des spins S, $S_{sat} = 0$, f est le « coefficient de fuite » introduit pour tenir compte du fait que la relaxation des spins I n'est pas entiérement due aux spins S, et est définie par:

$$f = 1 - \frac{(T_1)_S}{(T_1)_0} \tag{3}$$

$(T_1)_0$ = temps de relaxation longitudinal des spins I en l'absence de spins S,
$(T_1)_S$ = temps de relaxation longitudinal des spins I en présence de spins S.

Effet Overhauser a champ élevé.

Les expériences ont été faites à 3000 gauss avec une solution M/100 de disulfonate de potassium $[(SO_3)_2\ NO]\ K_2$ dans l'eau. La résonance nucléaire observée étant celle des protons. Des expériences préliminaires ont montré que le temps de relaxation des protons $(T_1)_S$ dans l'eau ainsi dopée est 1 seconde, alors qu'il est 2 secondes dans l'eau non dopée, ce qui donne $f = \frac{1}{2}$.

Par ailleurs, la résonance électronique présente une structure à 3 raies (de largeur 1 gauss environ). Dans l'hypothèse où l'on peut saturer complètement l'une des trois raies, l'on a au plus:

$$1 - \frac{S_{sat}}{S_0} = 1/3 \ ,$$

donc au total, pour ce cas particulier $\alpha = 1/12$ et

$$I_{sat} = I_0 \left(1 + \frac{1}{12}\frac{S_0}{I_0}\right) \cong 55\ I_0 \quad \text{car} \quad \frac{S_0}{I_0} \cong 660$$

Notons que pour I_0 et S_0 de signes opposés (cas du proton), il doit exister une valeur de α pour laquelle $I_{sat} = 0$ et en effet, en fonction de l'accroissement du champ HF dans la cavité nous avons observé que le signal des protons de l'échantillon diminuait, s'annulait puis augmentait en sens inverse jusqu'à prendre 10 fois environ sa valeur du début. Le facteur optimum 55 ci-dessus n'a pas été obtenu mais cela était normal étant donné la valeur du champ UHF créé dans la cavité. Une mesure de contrôle sur le degré de saturation de la résonance électronique (mesure del'accroissement des largeurs de raie) nous a, en effet, indiqué que notre appareillage pouvait fournir un facteur

$$1 - \frac{S_{sat}}{S_0} = \frac{1}{3} \cdot 0{,}2 \quad \text{soit} \quad \alpha \cong 1/60 \quad \text{et} \quad I = -10\ I_0 \cdot$$

Pour d'autres noyaux que les protons, I_0 étant plus faible, le facteur d'accroissement serait plus important.

Indépendamment des renseignements sur la nature des couplages entre spins et sur les modes de relaxation, l'intérêt de ces résultats peut être le suivant:

a) Utilisation d'un échantillon plus petit, ce qui pour des conditions

d'homogénéité de champ égales permet de travailler avec un aimant plus petit;

b) Etude d'isotopes rares;

c) Etude de milieux à faible densité de spins (gaz).

Une étude est en cours avec une source UHF plus puissante, qui devrait permettre une saturation électronique plus complète.

Effet Overhauser a champ moyen et a champ faible.

Le même radical à la même concentration a été usilisé à des champs entre 70 et 30 gauss. Par suite de la plus grande puissance disponible pour la saturation d'une des raies électroniques nous avons pu nous rapprocher de l'augmentation théorique. En fait, pour un champ de 50 gauss, l'augmentation du signal a été de 35 environ.

Aux champs très faibles, par exemple 10 gauss ou moins, l'existence d'une structure hyperfine a permis des performances intéressantes. La polarisation à l'équilibre S_0 des électrons, qui entre dans la formule [1] n'est pas celle correspondant au champ magnétique appliqué, mais à la différence d'énergie hyperfine qui peut être considérablement plus grande [3].

C'est ainsi qu'à 3 gauss, la fréquence de résonance d'un spin électronique sans structure hyperfine est de 8,4 MHz, alors que par suite de la structure hyperfine, certaines fréquences de résonance électroniques sont aux environs de 55 MHz. Cet effet est particulièrement précieux aux champs encore plus faibles (champ terrestre).

Il est difficile d'estimer expérimentalement l'augmentation de signal obtenue à ces valeurs de champ. Un échantillon de 25 cm^3 dans le champ terrestre (0,5 gauss) a donné sur l'oscilloscope un signal environ dix fois supérieur au bruit de fond. Nous nous proposons d'utiliser cette méthode pour une mesure précise du champ terrestre.

BIBLIOGRAPHIE

1. Bloch, F., *Phys. Rev.*, *93*, 944 (1954).
2. Overhauser, A., *Phys. Rev.*, *94*, 768 (1954).
3. Abragam, A., *Phys. Rev.*, *98*, 1729 (1955).
4. Solomon, I., *Phys. Rev.*, *99*, 559 (1955).