

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 10 (1957)
Heft: 6: Colloque Ampère

Artikel: Effet Overhauser dans un liquide contenant des impuretés paramagnétiques
Autor: Abragam, Anatole / Combrisson, Jean / Solomon, Ionel
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-738785>

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: 30.03.2025

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

Effet Overhauser dans un liquide contenant des impuretés paramagnétiques

par Anatole ABRAGAM, Jean COMBRISSE 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 $\langle I_z \rangle$, donc l'intensité de la raie de résonance de l'autre espèce de spins I.

La polarisation des spins I devient:

$$I_{\text{sat}} = I_0 + \alpha S_0, \quad (1)$$

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:

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

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, $S_{\text{sat}} = 0$, f est le « coefficient de fuite » introduit pour tenir compte du fait que la relaxation des spins I n'est pas entièrement due aux spins S, et est définie par:

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

$(T_1)_0$ = 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 $[(\text{SO}_3)_2 \text{NO}] \text{K}_2$ 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:

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

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

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

Notons que pour I_0 et S_0 de signes opposés (cas du proton), il doit exister une valeur de α pour laquelle $I_{\text{sat}} = 0$ 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 de l'accroissement des largeurs de raie) nous a, en effet, indiqué que notre appareillage pouvait fournir un facteur

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

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 utilisé 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 cm³ 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).