L'action d'un champ magnétique tournant sur la résonance d'un système de spins

Autor(en): **Seiden, Joseph**

Objekttyp: **Article**

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

Band (Jahr): **9 (1956)**

Heft 5: **Colloque Ampère**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-739033

L'action d'un champ magnétique tournant sur la résonance d'un système de spins [1]

par Joseph SEIDEN

Laboratoire d'électronique et de radioélectricité, Université de Paris, Fontenay-aux-Roses (Seine).

---

1. Considérons un ensemble de spins identiques, de rapport gyromagnétique γ, indépendants entre eux, placés dans un champ magnétique Zeeman H_0. Nous désirons étudier les effets perturbateurs qu'exerce sur ce système un champ magnétique d'amplitude H_1 situé dans un plan perpendiculaire à $\vec{H}_0$ et tournant autour de $\vec{H}_0$ avec une vitesse angulaire algébrique ω_1. Nous supposerons que ω_1 n'est pas voisin de la fréquence de Larmor $\omega_0 = \gamma H_0$ des spins, c'est-à-dire que:

$$\left| H_0 - \frac{\omega_1}{\gamma} \right| \gg H_1 \tag{1}$$

Cette condition signifie simplement que l'énergie du champ H_1 absorbée par les spins peut être considérée comme négligeable.

Dans le trièdre de référence tournant à la fréquence ω_1 autour de H_0, les deux champs magnétiques qui agissent sur les spins ne dépendent plus du temps, les spins y précessent autour de la résultante géométrique des vecteurs $(H_0 - \omega_1/\gamma)\, \vec{H}_0/H_0$ et $\vec{H}_1$ avec une fréquence angulaire égale à $\gamma \sqrt{[H_0 - \omega_1/\gamma]^2 + H_1^2}$. En vertu de la condition (1), cette résultante est sensiblement dirigée suivant $\vec{H}_0$. On en déduit que dans le trièdre de référence fixe par rapport au laboratoire, les spins précessent autour de $\vec{H}_0$ avec une fréquence ω donnée par

$$\omega = \gamma \sqrt{\left(H_0 - \frac{\omega_1}{\gamma}\right)^2 + H_1^2} + \omega_1$$

---

[1] J. SEIDEN, *C. R.*, *240*, 2228 (1955).

Il apparaît ainsi que le champ tournant H_1 a pour effet de déplacer la fréquence de résonance du système de spins de sa valeur de Larmor γH_0. Cela revient à dire que le champ H_1 s'est comporté ici comme une perturbation séculaire.

L'argumentation qui précède repose sur l'emploi de la mécanique classique. On notera que la théorie des perturbations de la mécanique quantique n'est pas directement applicable à ce problème: une démonstration quantique rigoureuse nécessiterait une intégration de l'équation de Schrödinger correspondante par approximations successives; une telle démonstration est cependant inutile parce que les équations d'évolution du moment angulaire sont identiques en mécanique classique et en mécanique quantique.

En vertu de (1), nous pouvons développer ω en puissances croissantes de $H_1/[(H_0 - \omega_1/\gamma)]$. Posons $\omega_1 = k\gamma H_0$, il vient:

$$\omega = \gamma H_0 \left[1 + \frac{H_1^2}{2(1-k) H_0^2} \right] \tag{2}$$

Avec $H_0 = 1000$ gauss, $H_1 = 2$ gauss, $k = 4/5$, le déplacement relatif de la fréquence de résonance est:

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{H_1^2}{2(1-k) H_0^2} = 10^{-5}$$

c'est-à-dire dans les limites des possibilités de résolution.

Faisons dans (2), $k = -1$; en ce cas, $\omega_1 = -\gamma H_0$, le champ H_1 tourne à la fréquence de Larmor en sens inverse du sens de rotation des spins dans le champ Zeeman H_0. On trouve

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{H_1^2}{4 H_0^2}$$

C'est le théorème de F. Bloch et A. Siegert; $\delta\omega/\omega_0$, est le déplacement de la raie, obtenu lorsqu'on excite la résonance des spins à l'aide du champ $2H_1 \cos \omega_0 t$ polarisé linéairement dans un plan perpendiculaire à $\vec{H}_0$.

2. En phase liquide ou solide, les spins, que nous avons supposés jusqu'à présent indépendants, sont couplés entre eux et il résulte que chaque spin se trouve également dans un champ local produit par son environnement. On peut alors montrer qu'un champ magnétique tournant

$H_1(\omega_1)$ déplace la raie de résonance de $\delta\omega = \omega_0 H_1^2/2(1-k)H_0^2$ sans la déformer à condition que:

a) les fluctuations du champ local soient rapides devant ω_1 et ω_0,

b) la valeur moyenne du champ local autour de laquelle ont lieu ces fluctuations soit nulle.

Ces conditions sont par exemple remplies dans le cas de la résonance des spins nucléaires dans un liquide diamagnétique. Lorsque ces conditions ne sont pas satisfaites, le champ H_1 produira une déformation de la raie interférant avec le décalage $\delta\omega$. Enfin, dès que (1) cesse d'être valable, la raie commence également à se déformer et elle peut disparaître complètement.