

**Zeitschrift:** Archives des sciences [1948-1980]  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 9 (1956)  
**Heft:** 5: Colloque Ampère

**Artikel:** L'action d'un champ magnétique tournant sur la résonance d'un système de spins  
**Autor:** Seiden, Joseph  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-739033>

### **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:** 01.05.2026

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

# L'action d'un champ magnétique tournant sur la résonance d'un système de spins <sup>1</sup>

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  $\gamma$ , 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  $\omega_1$ . Nous supposons que  $\omega_1$  n'est pas voisin de la fréquence de Larmor  $\omega_0 = \gamma H_0$  des spins, c'est-à-dire que :

$$\left| H_0 - \frac{\omega_1}{\gamma} \right| \gg H_1 \quad (1)$$

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  $\omega_1$  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  $\omega$  donnée par

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

---

<sup>1</sup> 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  $\gamma H_0$ . 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  $\omega$  en puissances croissantes de  $H_1/[(H_0 - \omega_1/\gamma)]$ . Posons  $\omega_1 = k\gamma H_0$ , il vient:

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

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

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

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  $\omega_1$  et  $\omega_0$ ,
- 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.

---