



**HAL**  
open science

## Sur l'effet Bloch-Siegert et l'effet d'un champ alternatif perturbateur en résonance magnétique et quadrupolaire

François Lurçat

► **To cite this version:**

François Lurçat. Sur l'effet Bloch-Siegert et l'effet d'un champ alternatif perturbateur en résonance magnétique et quadrupolaire. *Journal de Physique et le Radium*, 1958, 19 (10), pp.745-749. 10.1051/jphysrad:019580019010074500 . jpa-00235924

**HAL Id: jpa-00235924**

**<https://hal.science/jpa-00235924>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## SUR L'EFFET BLOCH-SIEGERT ET L'EFFET D'UN CHAMP ALTERNATIF PERTURBATEUR EN RÉSONANCE MAGNÉTIQUE ET QUADRUPOLAIRE

Par FRANÇOIS LURÇAT,

Laboratoire d'Électronique et de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Paris (Fontenay-aux-Roses).

**Résumé.** — On indique une méthode qui permet d'étudier le déplacement de la fréquence de résonance dû à l'amplitude finie du champ radiofréquence, ou à la présence d'un autre champ de fréquence différente, à partir des équations macroscopiques. Cette méthode est utilisée pour calculer ces déplacements dans le cas de la résonance quadrupolaire de noyaux de spin 1, 3/2 et 5/2.

**Abstract.** — A method is given, which allows the study of the resonance frequency shift due to finite radiofrequency field amplitude, or to another field with a different frequency — starting from macroscopic equations. This method is applied to the computation of these shifts, in the case of quadrupole resonance of nuclei with spins 1, 3/2 and 5/2.

**1. Introduction.** — Bloch et Siegert [1] ont montré qu'en résonance magnétique, pour des atomes de spin 1/2, la composante circulaire du champ magnétique alternatif qui tourne en sens inverse de la précession de Larmor produit un déplacement de la fréquence de résonance. Celle-ci n'est donc pas exactement  $\omega_0 = |\gamma| H_0$ , mais

$$\omega'_0 = \omega_0 \left[ 1 + \frac{1}{16} \left( \frac{\gamma H_1}{\omega_0} \right)^2 \right] \quad (1)$$

où  $H_1$  est l'amplitude du champ radiofréquence *linéaire* (l'amplitude de chacune des composantes circulaires est donc  $H_1/2$ ). Cet effet n'est pas décelable expérimentalement dans les conditions usuelles. Mais Seiden [2] a montré qu'un champ perturbateur  $H_1/2$  tournant à la vitesse  $\omega_1$ , voisine, mais cependant suffisamment éloignée de la fréquence de résonance, produit un déplacement beaucoup plus grand, donné par la formule :

$$\omega'_0 = \omega_0 + \frac{1}{8} \frac{(\gamma H_1)^2}{\omega_0 - \omega_1} \quad (2)$$

(on retrouve la formule (1) pour  $\omega_1 = -\omega_0$ , c'est-à-dire pour un champ tournant en sens inverse de la précession de Larmor). Ce même résultat a été ensuite obtenu par Ramsey [3]. F. Bloch [4] a indiqué qu'il se produit, non seulement un déplacement, mais encore un dédoublement de la raie de résonance, sous l'action d'un champ de fréquence voisine (mais distincte) de la fréquence de résonance, et Anderson [5] a observé ce phénomène. L'effet Bloch-Siegert et l'effet d'un champ de fréquence différente de la fréquence de résonance ont été observés récemment par plusieurs auteurs [6], [7]. Winter [8], [9] a observé et calculé cet effet dans le cas de transitions atomiques à plusieurs quanta.

Au point de vue théorique, les auteurs cités ont calculé ces effets, soit par une méthode quan-

tique [1], [3], [4], [8], soit par une méthode géométrique [2]. Nous donnons ici une méthode qui permet de calculer cet effet directement à partir des équations macroscopiques auxquelles obéit le phénomène de résonance (équations de Bloch dans le cas de la résonance magnétique).

**2. Méthode de calcul. Cas de la résonance magnétique.** — Écrivons les équations de Bloch [10] dans le système tournant à la vitesse angulaire quelconque  $\omega_2$  (on déterminera ensuite  $\omega_2$  de façon à ce qu'un champ tournant à cette vitesse produise la résonance) :

$$\begin{aligned} M_x &= u \cos \omega_2 t - v \sin \omega_2 t \\ M_y &= \mp (u \sin \omega_2 t + v \cos \omega_2 t) \end{aligned} \quad (3)$$

et en présence d'un champ perturbateur de fréquence  $\omega_1$ , dont l'amplitude sera *dans ce paragraphe* désignée par  $2H_1$  :

$$H_x = 2H_1 \cos \omega_1 t \quad H_y = H_z = 0. \quad (4)$$

On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \varepsilon [-\beta u - \delta v - M_x \\ &\quad \{ \sin (\omega_2 + \omega_1) t + \sin (\omega_2 - \omega_1) t \}] \\ \frac{dv}{dt} &= \varepsilon [\delta u - \beta v - M_x \\ &\quad \{ \cos (\omega_2 + \omega_1) t + \cos (\omega_2 - \omega_1) t \}] \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \varepsilon [u \{ \sin (\omega_2 + \omega_1) t + \sin (\omega_2 - \omega_1) t \} \\ &\quad + v \{ \cos (\omega_2 + \omega_1) t + \cos (\omega_2 - \omega_1) t \} - \alpha (M_x - M_0)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon &= |\gamma| H_1 & \alpha &= \frac{1}{|\gamma| H_1 T_1} \\ \beta &= \frac{1}{|\gamma| H_1 T_2} & \delta &= \frac{|\gamma| H_0 - \omega_2}{|\gamma| H_1} \end{aligned}$$

Nous utiliserons pour intégrer ces équations la

« méthode de la moyenne » exposée par Bogolioubov et Mitropolski [11]. Cette méthode consiste à développer suivant les puissances de  $\varepsilon$  la solution du système différentiel

$$\frac{dx_k}{dt} = \varepsilon X_k(t, x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (k = 1, 2, \dots, n) \quad (6)$$

où  $\varepsilon$  est un petit paramètre, et où les  $X_k$  sont de la forme :

$$X_k(t, x_1, \dots, x_n) = \sum_{\nu} e^{i\nu t} X_{k\nu}(x_1, \dots, x_n) \quad (7)$$

les  $\nu$  étant des fréquences quelconques.

La première approximation de la solution de (6) est la solution de

$$\frac{dx_k}{dt} = \varepsilon \overline{X_k(t, x_1, \dots, x_n)} \quad (8)$$

où  $\overline{X_k}$  désigne la moyenne dans le temps de  $X_k$ . Ce fait est bien connu en résonance magnétique, puisque pour les équations de Bloch usuelles, l'approximation (8) revient simplement à négliger la composante circulaire du champ qui tourne en sens inverse de la précession de Larmor.

La deuxième approximation de la solution de (6) est :

$$x_k = \xi_k + \varepsilon \tilde{X}_k(t, \xi_1, \dots, \xi_n) \quad (9)$$

où

$$\tilde{X}_k(t, \xi_1, \dots, \xi_n) = \sum_{\nu \neq 0} \frac{e^{i\nu t}}{i\nu} X_{k\nu}(\xi_1, \dots, \xi_n)$$

et où  $\xi_k$  est la solution du système

$$\frac{d\xi_k}{dt} = \varepsilon \overline{X_k(t, \xi_1, \dots, \xi_n)} + \varepsilon^2 \sum_q \overline{\tilde{X}_q(t, \xi_1, \dots, \xi_n) \frac{\partial}{\partial \xi_q} X_k(t, \xi_1, \dots, \xi_n)}. \quad (10)$$

La correction  $\varepsilon \tilde{X}_k$  dans (9) n'a pas d'intérêt ici. Elle représente en effet de petites composantes des grandeurs  $u$ ,  $v$ ,  $M_x$ , composantes qu'on n'observe pas par les procédés expérimentaux usuels parce qu'elles ont une fréquence différente de la fréquence de résonance.

Par contre le système (10) donne directement l'effet du champ perturbateur. Il s'écrit en effet, pour les équations (5) :

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \varepsilon[-\beta u - \delta' v] \\ \frac{dv}{dt} &= \varepsilon[\delta' u - \beta v] \\ \frac{dM_x}{dt} &= \varepsilon[-\alpha(M_x - M_0)] \end{aligned} \quad (11)$$

où

$$\delta' = \delta + \frac{\varepsilon}{2} \left( \frac{1}{\omega_2 + \omega_1} + \frac{1}{\omega_2 - \omega_1} \right). \quad (12)$$

Les équations (11) sont exactement les équations de Bloch ordinaires, sans champ alternatif, mais où  $\delta$  est remplacé par  $\delta'$ . Quand on introduira un champ magnétique tournant à la même vitesse  $\omega_2$  que le système tournant, on trouvera donc que ce champ produit la résonance pour  $\delta' = 0$ , c'est-à-dire pour :

$$\omega_2 = \omega_0' = \omega_0 + \frac{1}{2} (\gamma H_1)^2 \left( \frac{1}{\omega_0 + \omega_1} + \frac{1}{\omega_0 - \omega_1} \right). \quad (13)$$

Si nous appelons maintenant l'amplitude du champ alternatif  $H_1$ , comme dans le reste de cet article, la fréquence de résonance s'écrit :

$$\omega_0' = \omega_0 + \frac{1}{8} (\gamma H_1)^2 \left( \frac{1}{\omega_0 + \omega_1} + \frac{1}{\omega_0 - \omega_1} \right). \quad (14)$$

Ce résultat est en accord avec la formule (2). Il est valable pour la résonance en présence d'un champ perturbateur :  $H_x = H_1 \cos \omega_1 t$ ,  $H_y = H_z = 0$ , dont la fréquence est suffisamment éloignée de  $\omega_0$  pour qu'il n'excite pratiquement pas de transitions. Pratiquement, seul le second terme est important :

$$\omega_0' = \omega_0 + \frac{1}{8} (\gamma H_1)^2 \frac{1}{\omega_0 - \omega_1}. \quad (15)$$

Les deux termes de la formule (14) proviennent des deux composantes circulaires du champ perturbateur. Si maintenant on étudie la résonance sans champ perturbateur, avec un seul champ alternatif rectiligne, de fréquence voisine de la résonance, on peut voir directement que le premier terme disparaît, et on obtient avec le second seulement la formule (1).

**3. Résonance quadrupolaire de noyaux de spin  $I = 1$ .** — Écrivons les équations de la résonance quadrupolaire [12], transformées par

$$\begin{aligned} M_x &= M_x^* \cos \omega_2 t - \frac{\gamma \hbar}{\alpha} Q_{yz}^* \sin \omega_2 t \\ \frac{\gamma \hbar}{\alpha} Q_{yz} &= M_x^* \sin \omega_2 t + \frac{\gamma \hbar}{\alpha} Q_{yz}^* \cos \omega_2 t \end{aligned} \quad (16)$$

et en présence d'un champ magnétique alternatif

$$H_x = H_1 \cos \omega_1 t, \quad H_y = H_z = 0 \quad (17)$$

perpendiculaire à l'axe de révolution du gradient de champ électrique. On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dM_x^*}{dt} &= -(\omega_0 - \omega_2) \frac{\gamma \hbar}{\alpha} Q_{yz}^* - 2\gamma H_1 \left[ \frac{1}{4} \frac{\gamma \hbar}{\alpha} (Q_{yy}^* - Q_{zz}^*) \right] \\ &\quad [\sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t] \\ \frac{d}{dt} \left( \frac{\gamma \hbar}{\alpha} Q_{yz}^* \right) &= (\omega_0 - \omega_2) M_x^* - 2\gamma H_1 \left[ \frac{1}{4} \frac{\gamma \hbar}{\alpha} (Q_{yy}^* - Q_{zz}^*) \right] \\ &\quad [\cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t] \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[ \frac{1}{4} \frac{\gamma \hbar}{\alpha} (Q_{yy}^* - Q_{zz}^*) \right] \\ = \gamma \frac{H_1}{2} \left[ M_x^* \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} \right. \\ \left. + \frac{\gamma \hbar}{\alpha} Q_{yz}^* \{ \cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \} \right]. \end{aligned}$$

En écrivant l'approximation (10), nous obtenons les équations de la résonance quadrupolaire ([12], équations (27-1) avec  $H_1 = 0$ ), où la fréquence de résonance  $\omega_0$  est remplacée par

$$\omega'_0 = \omega_0 + \frac{1}{2} (\gamma H_1)^2 \left( \frac{1}{\omega_0 + \omega_1} + \frac{1}{\omega_0 - \omega_1} \right). \quad (19)$$

Bien entendu, comme en résonance magnétique, il y a dédoublement de la raie de résonance, et l'autre composante se trouve à la fréquence  $2\omega_1 - \omega'_0$ .

Si le champ alternatif n'est pas perpendiculaire à l'axe de révolution du gradient de champ électrique, mais fait avec cet axe un angle  $\theta$ ,  $\gamma H_1$  doit être remplacé par  $\gamma H_1 \sin \theta$ .

Si on étudie la résonance sans champ perturbateur, avec un champ rectiligne de fréquence voisine de la fréquence de résonance, un calcul direct montre que le terme en  $1/(\omega_0 - \omega_1)$  dans (19) disparaît, et on obtient l'effet Bloch-Siegert proprement dit, analogue à (1) :

$$\omega'_0 = \omega_0 \left[ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{\gamma H_1}{\omega_0} \right)^2 \right]. \quad (20)$$

Mais il faut observer que ce déplacement n'est pas dû, comme pour la résonance magnétique, à l'une des composantes circulaires du champ alternatif rectiligne.

**4. Résonance quadrupolaire de noyaux de spin  $I = 3/2$ .** — Les équations de la résonance quadrupolaire, transformées par la transformation adaptée à la fréquence  $\omega_2$ ,

$$M_x = u \cos \omega_2 t - v \sin \omega_2 t + u' \quad (21)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\gamma \hbar}{\alpha} Q_{yz} = u \sin \omega_2 t + v \cos \omega_2 t$$

et en présence d'un champ  $H_x = H_1 \cos \omega_1 t$ ,  $H_y = H_z = 0$ , s'écrivent [12] :

$$\frac{du}{dt} = -(\omega_0 - \omega_2)v + 3\gamma \frac{H_1}{2} [-w \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} + 2x \cos \omega_1 t]$$

$$\frac{dv}{dt} = (\omega_0 - \omega_2)u + 3\gamma \frac{H_1}{2} [-w \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \} - 2y \cos \omega_1 t]$$

$$\frac{dw}{dt} = \gamma \frac{H_1}{2} [u \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} + v \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \}] \quad (22)$$

$$\frac{dx}{dt} = (\omega_0 - \omega_2)y + \frac{1}{12} \gamma H_1 [(3u' - z) \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \} - 4u \cos \omega_1 t]$$

$$\frac{dy}{dt} = -(\omega_0 - \omega_2)x + \frac{1}{12} \gamma H_1 [(3u' - z) \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} + 4v \cos \omega_1 t].$$

En écrivant pour les trois premières équations (22) l'approximation (10) nous obtenons les équations de la résonance quadrupolaire ([12], équations (37) avec  $H_1 = 0$ ) où la fréquence de résonance  $\omega_0$  est remplacée par

$$\omega'_0 = \omega_0 + \frac{3}{8} (\gamma H_1)^2 \left( \frac{1}{\omega_0 + \omega_1} + \frac{1}{\omega_0 - \omega_1} \right). \quad (23)$$

On peut faire les mêmes remarques qu'à propos de l'équation (19).

Pour la résonance sans champ perturbateur, avec un champ de fréquence voisine de la fréquence de résonance, on obtient pour l'effet Bloch-Siegert proprement dit :

$$\omega'_0 = \omega_0 \left[ 1 + \frac{3}{16} \left( \frac{\gamma H_1}{\omega_0} \right)^2 \right]. \quad (24)$$

Lorsqu'on écrit pour les trois premières équations (22) l'approximation (10), on constate que les termes en  $x$  et  $y$  dans ces trois équations ne fournissent aucune contribution. Les phénomènes de résonance quadrupolaire sont donc explicables, du moins à cette approximation, par les trois premières équations (22) sans termes en  $x$  et  $y$ , c'est-à-dire par les équations de Bloom, Hahn et Herzog [13]. C'est pourquoi l'effet Bloch-Siegert est  $\zeta = 3$  fois plus grand que pour la résonance magnétique, résultat qu'on obtiendrait en calculant cet effet directement à partir des équations de Bloom, Hahn et Herzog. Physiquement ceci s'explique très bien, puisque les équations de ces auteurs supposent que seuls interviennent, dans les phénomènes de résonance quadrupolaire entre les niveaux  $\pm m$ ,  $\pm(m-1)$ , les niveaux  $\pm m$ ,  $\pm(m-1)$  entre lesquels se produisent les transitions de résonance — ce qui est bien entendu rigoureusement vrai pour  $I = 3/2$ , puisqu'il n'y a pas d'autre niveau.

**5. Résonance quadrupolaire de noyaux de spin  $I = 5/2$ .** — Les équations de la résonance quadrupolaire, transformées par :

$$M_x = u \cos \omega_2 t - v \sin \omega_2 t + u' \cos 2\omega_2 t - v' \sin 2\omega_2 t + u'' \quad (25)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\gamma \hbar}{\alpha} Q_{yz} = u \sin \omega_2 t + v \cos \omega_2 t + 2u' \sin 2\omega_2 t + 2v' \cos 2\omega_2 t$$

et en présence d'un champ  $H_x = H_1 \cos \omega_1 t$ ,  $H_y = H_z = 0$ , s'écrivent [12] :

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -(\omega_0 - \omega_2)v - 4\gamma H_1 [w \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} + x \{ \sin(2\omega_2 + \omega_1)t + \sin(2\omega_2 - \omega_1)t \} \\ &\quad - 2y' \cos \omega_1 t + y \{ \cos(2\omega_2 + \omega_1)t + \cos(2\omega_2 - \omega_1)t \}] \\ \frac{dv}{dt} &= (\omega_0 - \omega_2)u - 4\gamma H_1 [w \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \} - x \{ \cos(2\omega_2 + \omega_1)t + \cos(2\omega_2 - \omega_1)t \} \\ &\quad + 2x' \cos \omega_1 t + y \{ \sin(2\omega_2 + \omega_1)t + \sin(2\omega_2 - \omega_1)t \}] \\ \frac{dw}{dt} &= \gamma \frac{H_1}{2} [u \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} - u' \{ \sin(2\omega_2 + \omega_1)t + \sin(2\omega_2 - \omega_1)t \} \\ &\quad + v \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \} - v' \{ \cos(2\omega_2 + \omega_1)t + \cos(2\omega_2 - \omega_1)t \}] \\ \frac{du'}{dt} &= -(2\omega_0 - 2\omega_2)v' - \gamma \frac{H_1}{2} [5w' \{ \sin(2\omega_2 + \omega_1)t + \sin(2\omega_2 - \omega_1)t \} - 8x \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} \\ &\quad - 8y \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \}] \\ \frac{dv'}{dt} &= (2\omega_0 - 2\omega_2)u' - \gamma \frac{H_1}{2} [5w' \{ \cos(2\omega_2 + \omega_1)t + \cos(2\omega_2 - \omega_1)t \} + 8x \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \} \\ &\quad - 8y \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \}] \quad (26) \\ \frac{dw'}{dt} &= \gamma \frac{H_1}{2} \left[ -\frac{u}{8} \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} + u' \{ \sin(2\omega_2 + \omega_1)t + \sin(2\omega_2 - \omega_1)t \} \right. \\ &\quad \left. - \frac{v}{2} \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \} + v' \{ \cos(2\omega_2 + \omega_1)t + \cos(2\omega_2 - \omega_1)t \} \right] \\ \frac{dx}{dt} &= -(3\omega_0 - 3\omega_2)y - \frac{1}{64} \gamma H_1 [8u' \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} \\ &\quad - 5u \{ \sin(2\omega_2 + \omega_1)t + \sin(2\omega_2 - \omega_1)t \} - 8v' \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \} \\ &\quad + 5v \{ \cos(2\omega_2 + \omega_1)t + \cos(2\omega_2 - \omega_1)t \} - 10b \cos \omega_1 t] \\ \frac{dy}{dt} &= (3\omega_0 - 3\omega_2)x - \frac{1}{64} \gamma H_1 [8u' \{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t + \cos(\omega_2 - \omega_1)t \} \\ &\quad - 5u \{ \cos(2\omega_2 + \omega_1)t + \cos(2\omega_2 - \omega_1)t \} + 8v' \{ \sin(\omega_2 + \omega_1)t + \sin(\omega_2 - \omega_1)t \} \\ &\quad - 5v \{ \sin(2\omega_2 + \omega_1)t + \sin(2\omega_2 - \omega_1)t \} + 2a \cos \omega_1 t] \end{aligned}$$

(les autres équations ne sont pas utiles).

Si nous étudions l'effet d'un champ perturbateur sur la résonance de la transition  $\left(\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}\right)$ , nous calculerons l'approximation (10) des trois premières équations (26). Nous obtenons ainsi les équations (46) de [12], avec  $H_1 = 0$ , et où  $\omega_0$  est remplacée par :

$$\begin{aligned} \omega'_0 &= \omega_0 + (\gamma H_1)^2 \left( \frac{1}{\omega_0 + \omega_1} + \frac{1}{\omega_0 - \omega_1} \right) \\ &\quad - \frac{5}{16} (\gamma H_1)^2 \left( \frac{1}{2\omega_0 + \omega_1} + \frac{1}{2\omega_0 - \omega_1} \right). \quad (27) \end{aligned}$$

On voit que la fréquence de résonance  $\omega_0$ , correspondant à la transition  $\left(\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}\right)$ , peut être modifiée notablement, soit par un champ de fréquence voisine de  $\omega_0$ , soit par un champ de fréquence voisine de l'autre fréquence de résonance,  $2\omega_0$ . Le premier effet est 8 fois plus grand que pour la résonance magnétique, ce qui est bien le résultat que donneraient les équations de Bloom e.a.

( $\zeta = 8$ ). Par contre, le second effet ne peut évidemment pas être prévu à l'aide des équations de Bloom e.a.

Pour la résonance sans champ perturbateur, avec un champ de fréquence voisine de la fréquence de résonance  $\omega_0$ , le terme  $1/(\omega_0 - \omega_1)$  dans (27) disparaît, et les trois autres termes donnent :

$$\omega'_0 = \omega_0 \left[ 1 + \frac{1}{12} \left( \frac{\gamma H_1}{\omega_0} \right)^2 \right]. \quad (28)$$

Si nous étudions l'effet d'un champ perturbateur sur la résonance de la transition  $\left(\pm \frac{3}{2}, \pm \frac{5}{2}\right)$ , nous calculerons l'approximation (10) des trois équations (26) relatives à  $u'$ ,  $v'$  et  $w'$ , et nous trouverons une fréquence de résonance :

$$\begin{aligned} 2\omega'_0 &= 2\omega_0 + \frac{5}{8} (\gamma H_1)^2 \left( \frac{1}{2\omega_0 + \omega_1} + \frac{1}{2\omega_0 - \omega_1} \right) \\ &\quad - \frac{1}{2} (\gamma H_1)^2 \left( \frac{1}{\omega_0 + \omega_1} + \frac{1}{\omega_0 - \omega_1} \right). \quad (29) \end{aligned}$$

La modification de la fréquence de réso-

nance  $2\omega_0$ , correspondant à la transition  $\left(\pm \frac{3}{2}, \pm \frac{5}{2}\right)$ , par un champ de fréquence voisine de  $2\omega_0$ , est 5 fois plus grande que l'effet correspondant en résonance magnétique ( $\zeta = 5$ ).

Pour la résonance sans champ perturbateur, avec un champ de fréquence voisine de la fréquence de

résonance  $2\omega_0$ , on obtient l'effet Bloch-Siegert proprement dit :

$$2\omega'_0 = 2\omega_0 \left[ 1 + \frac{47}{48} \left( \frac{\gamma H_1}{2\omega_0} \right)^2 \right]. \quad (30)$$

Les phénomènes produits par un champ perturbateur, et l'effet Bloch-Siegert, se calculent de façon analogue pour les autres valeurs du spin nucléaire.

Manuscrit reçu le 7 mai 1958.

#### BIBLIOGRAPHIE

- |  |   |
|--|---|
| [1] BLOCH (F.) et SIEGERT (A.), <i>Phys. Rev.</i> , 1940, <b>57</b> , 522.                       | [9] WINTER (J.), <i>Thèse</i> , Paris, 1958.  |
| [2] SEIDEN (J.), <i>C. R. Acad. Sc.</i> , 1955, <b>240</b> , 2228.                               | [10] BLOCH (F.), <i>Phys. Rev.</i> , 1946, <b>70</b> , 460.   |
| [3] RAMSEY (N.), <i>Phys. Rev.</i> , 1955, <b>100</b> , 1194.                                    | [11] BOGOLIUBOV (N.) et MITROPOLSKI (Y.), <i>Méthodes asymptotiques en théorie des oscillations non linéaires</i> , Moscou, 1955. |
| [4] BLOCH (F.), <i>Phys. Rev.</i> , 1956, <b>102</b> , 104.                                      | [12] LURCAT (F.), <i>J. Physique Rad.</i> , 1958, <b>19</b> , 713.  |
| [5] ANDERSON (W.), <i>Phys. Rev.</i> , 1956, <b>102</b> , 151.                                   | [13] BLOOM (M.), HAHN (E.) et HERZOG (B.), <i>Phys. Rev.</i> , 1955, <b>97</b> , 1699.  |
| [6] WHITFIELD (G.) et REDFIELD (A.), <i>Phys. Rev.</i> , 1957, <b>106</b> , 918.                 |   |
| [7] LOSCHE (A.), <i>Annalen der Physik</i> , 1957, <b>20</b> , 178.                              |   |
| [8] BROSSEL (J.), MARGERIE (J.) et WINTER (J.), <i>C. R. Acad. Sc.</i> , 1955, <b>241</b> , 556. |   |