

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Champ magnétique statique « fictif » associé à un champ RF tournant.* Note (*) de M^{lle} MARYVONNE LE DOURNEUF, MM. CLAUDE COHEN-TANNOUJJI, JACQUES DUPONT-ROC et SERGE HAROCHE, présentée par M. Alfred Kastler.

On établit qu'en champ statique nul, l'effet d'un champ RF tournant sur un spin est équivalent à celui d'un champ statique fictif, perpendiculaire au plan du champ RF. On présente également des vérifications expérimentales de cette équivalence.

Dans une Note antérieure (1), nous avons montré qu'un champ de radiofréquence tournant dans le plan zOx , produit sur un spin $1/2$ plongé dans un champ H_0 parallèle à Oz , une résonance, centrée en champ nul, qui possède toutes les caractéristiques d'une « résonance d'anticroisement » : probabilité non nulle de basculement du spin, élargissement de la résonance lorsqu'on augmente l'amplitude H_1 du champ RF, possibilité d'observer une transitoire de Rabi. Le but de cette Note est de montrer que ces résultats s'interprètent simplement, pour des intensités RF suffisamment faibles, en associant au champ RF tournant, un champ magnétique statique « fictif », perpendiculaire au plan du champ tournant. Nous présentons des vérifications expérimentales de cette équivalence, qui ont été effectuées sur l'état fondamental de ^{199}Hg ($I = 1/2$, rapport gyromagnétique γ).

Considérons le diagramme d'énergie du système global « atome + champ RF » dans le champ \vec{H}_0 parallèle à Oz ($\omega_0 = -\gamma H_0$) et supposons d'abord que le champ RF tourne à la fréquence angulaire ω dans le plan zOx (ω est positif si le sens de rotation est direct) (fig. 1 a). Les états $|\pm 1/2, n\rangle$, représentant le spin dans les états $|\pm 1/2\rangle$ en présence de n photons RF, sont couplés par l'interaction entre l'atome et le champ : des anticroisements apparaissent pour $\omega_0 = p\omega$ (p entier ≥ 0). Au voisinage du champ nul, les états perturbés $|\pm 1/2, n\rangle$ sont, à l'ordre zéro, en ω_1/ω ($\omega_1 = -\gamma H_1$), des combinaisons linéaires des états non perturbés $|\pm 1/2, n\rangle$. Dans ce domaine de champ (région encadrée sur la figure 1 a), le diagramme Zeeman est très analogue à celui d'un spin $1/2$ qui serait soumis à un champ magnétique transverse H_f (fig. 1 b). Ce champ transverse « fictif » rend compte aussi bien de la variation des niveaux d'énergie (anticroisement) que de celle des états propres. La séparation de l'anticroisement est dans le premier cas, $\omega_1^2/2\omega$, dans le second, ω_f ($\omega_f = -\gamma H_f$).

Supposons maintenant que \vec{H}_1 tourne dans le plan xOy (fig. 1 c). Cette disposition correspond à une expérience de résonance magnétique ordinaire : dans le diagramme d'énergie un anticroisement apparaît entre les niveaux $|+1/2, n\rangle$ et $|-1/2, n+1\rangle$, traduisant l'absorption (ou l'émission induite) résonnante d'un photon RF par l'atome dans le champ $\omega_0 = \omega$.

Au voisinage du champ nul, le croisement de niveaux entre les deux états $|\pm 1/2, n\rangle$ est déplacé du côté de l'anticroisement (vers les $\omega_0 > 0$ si $\omega > 0$, vers les $\omega_0 < 0$ dans le cas contraire). Lorsque $\omega_1/\omega \ll 1$, le déplacement est égal au second ordre à $\omega_1^2/2\omega$. Ce déplacement δ peut être

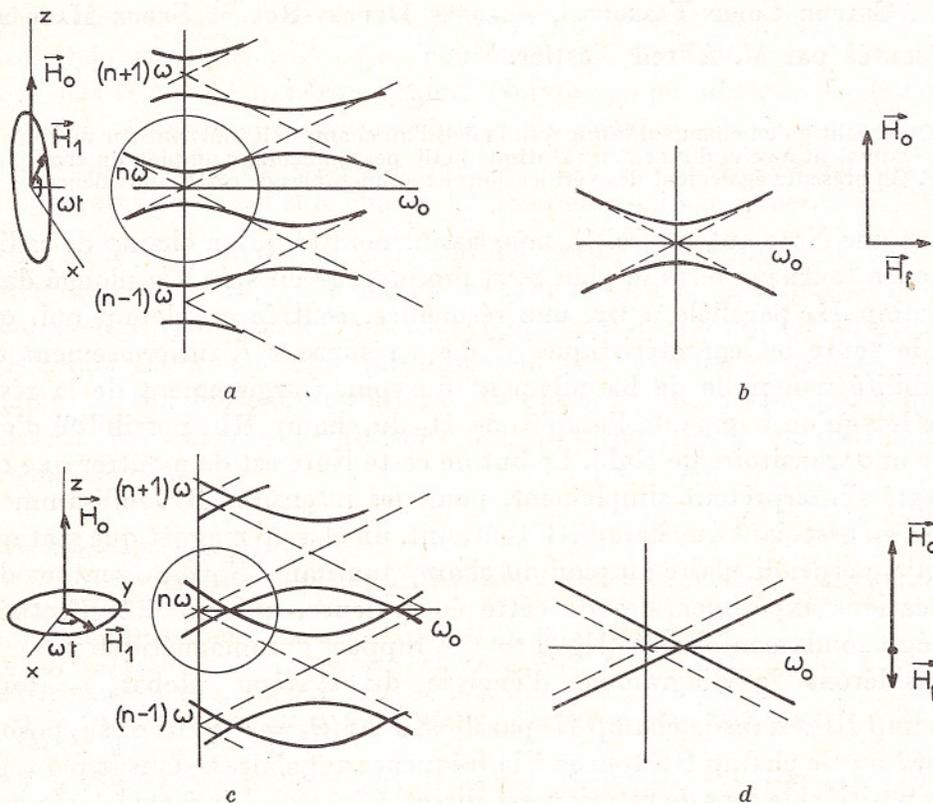


Fig. 1.

rapproché de celui qu'on obtiendrait en l'absence de RF en introduisant un champ statique \vec{H}_f , parallèle au champ \vec{H}_0 balayé, et d'intensité telle que

$$\omega_f = -\gamma H_f = -\frac{\omega_1^2}{2\omega}.$$

Le résultat précédent établi dans deux cas particuliers se généralise aisément : quelle que soit la direction de H_0 et la taille du spin, on peut rendre compte de la forme du diagramme Zeeman au voisinage du champ nul en remplaçant le champ RF tournant par un champ statique « fictif » \vec{H}_f porté par la normale orientée au plan du champ tournant et donné en grandeur et en signe par

$$(1) \quad H_f = \frac{\gamma H_1^2}{2\omega}.$$

Cette équivalence n'est valable que si ω_0 est suffisamment faible pour que l'on soit très loin de la condition de résonance $\omega_0 = \omega$. Rappelons de plus que $\omega_1/\omega \ll 1$.

Donnons deux ordres de grandeur :

$$^{199}\text{Hg}(6^1\text{S}_0) : \frac{\omega}{2\pi} = 100 \text{ Hz}, \quad H_1 = 30 \text{ mG}, \quad H_f = 3,4 \text{ mG};$$

$$^{87}\text{Rb}(5^2\text{S}_{1/2}) : \frac{\omega}{2\pi} = 1000 \text{ Hz}, \quad H_1 = 0,3 \text{ mG}, \quad H_f = 3,15 \mu\text{G}.$$

L'image du champ fictif, permet d'interpréter simplement les résultats expérimentaux de la Note précédente (1) : la probabilité de transition entre les niveaux $|+1/2\rangle$ et $|-1/2\rangle$, résonnante en champ nul traduit la

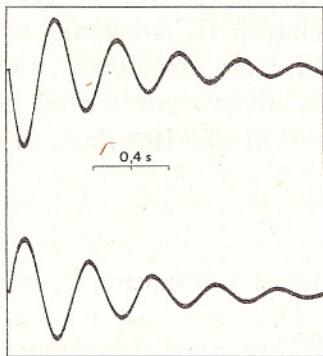


Fig. 2.

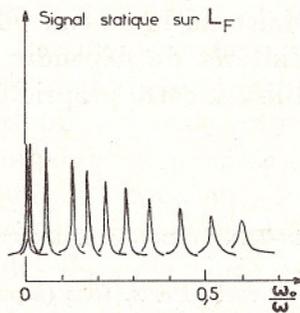


Fig. 3 a.

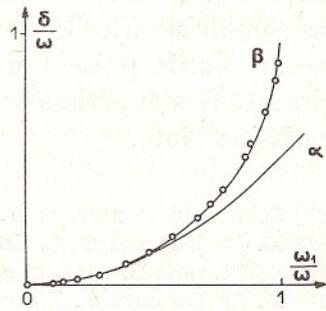


Fig. 3 b.

variation, lorsqu'on balaie \vec{H}_0 , de la direction du champ total $\vec{H}_0 + \vec{H}_f$ « vu » par le spin; la transitoire de Rabi à résonance ($H_0 = 0$) s'interprète comme la précession des spins autour de \vec{H}_f .

Nous avons vérifié expérimentalement sur ^{199}Hg la validité de la formule (1) en mesurant la fréquence de précession des spins dans \vec{H}_f (2). Nous avons notamment vérifié que le sens de cette précession change avec le sens de rotation du champ RF (si $\omega \rightarrow -\omega$, $\vec{H}_f \rightarrow -\vec{H}_f$). Nous avons procédé de la façon suivante. Les spins étant orientés dans la direction Oz par pompage optique, un pulse de champ statique les amène dans la direction Ox en un temps très court devant leur temps de relaxation. Le champ RF tournant dans le plan xOz est alors brusquement introduit. La figure 2 montre la précession des spins dans le champ fictif \vec{H}_f , observée sur la lumière transmise, pour deux sens de rotation opposés du champ RF. On observe bien un changement de sens de la précession.

Nous avons également observé le déplacement de la résonance de croisement de niveau en champ nul (effet Hanle) lorsque le champ RF tourne

dans le plan xOy . Les atomes sont pompés dans la direction Ox ; la résonance observée lorsqu'on balaie H_0 , est détectée sur la lumière transmise. La figure 3 *a* montre cette résonance pour diverses valeurs de ω_1/ω . La position de la résonance est comparée aux prévisions théoriques sur la figure 3 *b*. Le déplacement δ (rapporté à ω) est décrit par $\delta/\omega = \omega_1^2/2\omega^2$ (courbe α) tant que $\omega_1/\omega \ll 1$. On peut en fait calculer rigoureusement la position de la résonance quel que soit ω_1/ω (courbe β) ⁽²⁾. On trouve un bon accord avec les résultats expérimentaux. Notons qu'on observe également la résonance de croisement symétrique par rapport à $\omega_0 = \omega$. Pour $\omega_1/\omega \ll 1$, sa position tend vers $\omega_0 = 2\omega$ (fig. 1 *c*). Elle a été étudiée en détail ⁽³⁾ et apparaît également si le champ RF est polarisé linéairement [⁽³⁾, ⁽⁴⁾].

On peut rapprocher \vec{H}_f des champs fictifs qui permettent de décrire l'effet d'un faisceau lumineux non résonnant sur la multiplicité de l'état fondamental d'un atome ⁽⁵⁾ : la « symétrie » d'un champ RF tournant est très semblable à celle d'un faisceau lumineux polarisé circulairement. Ces champs fictifs présentent l'intérêt de dépendre du niveau sur lequel ils agissent. Des expériences utilisant cette propriété seront décrites dans une prochaine Note.

(*) Séance du 29 mars 1971.

(1) M. LE DOURNEUF, C. COHEN-TANNOUJJI, J. DUPONT-ROC et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 272, série B, 1971, p. 985.

(2) M. LE DOURNEUF, *Thèse de 3^e cycle*, Paris, 1971 (à paraître).

(3) J. N. DODD et G. W. SERIES, *Proc. Roy. Soc., A*, 263, 1961, p. 353; J. W. DODD, G. W. SERIES et M. J. TAYLOR, *Ibid.*, A, 273, 1963, p. 41.

(4) C. COHEN-TANNOUJJI et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 262, série B, 1966, p. 37 et 264, série B, 1967, p. 626.

(5) J. DUPONT-ROC, N. POLONSKY, C. COHEN-TANNOUJJI et A. KASTLER, *Phys. Lett.*, 25 A, 1967, p. 87.

(Faculté des Sciences,
Laboratoire de Spectroscopie hertzienne
de l'E. N. S.,
associé au C. N. R. S.,
24, rue Lhomond,
75-Paris, 5^e.)