

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — Observation d'un déplacement de raie de résonance magnétique causé par des transitions réelles de résonance optique.
 Note de M. **CLAUDE COHEN-TANNOUDJI**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Un déplacement de raie de résonance magnétique causé par des transitions réelles de résonance optique vient d'être observé expérimentalement.

La théorie quantique du pompage optique ⁽¹⁾, ⁽²⁾ montre que la lumière utilisée dans toute expérience de pompage optique peut déplacer les niveaux d'énergie. Dans le cas de l'isotope ¹⁹⁹Hg, cet effet se traduit par une variation ε de l'écart d'énergie ω_f entre les deux sous-niveaux Zeeman $\pm 1/2$ de l'état fondamental. Avec les notations de ⁽²⁾, ε s'écrit

$$(1) \quad \varepsilon = \varepsilon' + \varepsilon'' = \Delta E' \left(A_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} - A_{-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \right) + \frac{B^{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}}{T_p} \frac{\Gamma(\omega_e - \omega_f)}{\Gamma^2 + (\omega_e - \omega_f)^2}.$$

Le premier terme ε' représente l'effet des transitions « *virtuelles* » de résonance optique induites par le faisceau excitateur : Il a été mis en évidence dans une expérience ⁽³⁾, désignée dans la suite par A. Les conditions dans A étaient telles que ε'' soit nul, et le déplacement observé était dû uniquement à ε' (élimination des transitions réelles, ce qui rend infini T_p , temps moyen entre photons).

La deuxième terme ε'' représente l'effet des transitions « *réelles* » de résonance optique sur les niveaux d'énergie. La présente communication décrit une nouvelle expérience, (expérience C) dont le but est de mettre cet effet en évidence. A l'inverse de A, les conditions de C sont choisies en sorte que ε' soit nul : Les fréquences optiques excitatrices coïncident avec les fréquences de résonance, ce qui rend $\Delta E'$ nul; par surcroît, la direction du faisceau lumineux, perpendiculaire au champ statique H_0 , est telle que les deux sous-niveaux $\pm 1/2$ seraient également affectés par les transitions virtuelles ($A_{1/2\,1/2} = A_{-1/2\,-1/2}$).

L'expérience C fait suite à une expérience ⁽⁴⁾ (expérience B) qui a permis de prouver que l'aimantation transversale ne se perdait pas entièrement au cours du cycle de pompage. Ceci permet de se faire une image physique simple de ε'' : Lorsque la fraction de l'aimantation transversale qui s'est conservée au cours du cycle de pompage retourne à l'état fondamental, elle a acquis, par suite de son passage dans l'état excité (où elle a tourné autour de H_0 avec la pulsation ω_e et non plus ω_f) un déphasage de l'ordre de $(\omega_e - \omega_f)/\Gamma$ par rapport à l'aimantation qui n'a pas participé au cycle et qui est restée dans l'état fondamental. Le cycle de pompage se reproduisant constamment au cours du temps, il s'ensuit que, dans l'état fondamental, la rotation de l'aimantation globale est accélérée ou retardée suivant que $\omega_e - \omega_f$ et ω_f sont de même signe ou non. La variation de ε''

avec le champ (variation qui n'existe pas pour ε') résulte du produit de deux facteurs variant en sens inverse : le déphasage qui croît comme $(\omega_e - \omega_f)/\Gamma$; la conservation de l'aimantation qui décroît comme $\Gamma^2/[\Gamma^2 + (\omega_e - \omega_f)^2]$ (⁴). On peut considérer qu'il existe une certaine analogie entre l'effet décrit ici et la rotation du plan de polarisation accompagnée d'étalement dans l'expérience de Hanle (⁵).

Le dispositif expérimental de C est exactement le même que celui de B et a déjà été décrit (⁴). On trace des courbes de résonance magnétique en régime statique et l'on étudie l'effet de l'intensité du « deuxième faisceau » sur la position de la résonance. La détection se fait à l'aide de la modulation de l'absorption du deuxième faisceau.

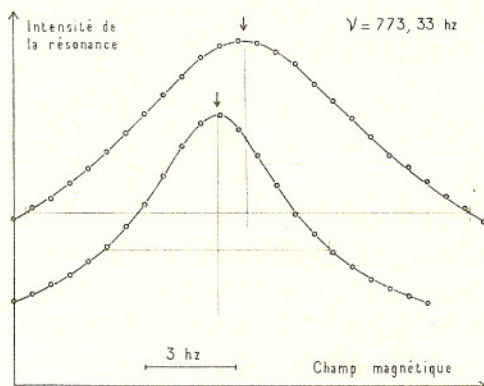


Fig. 1.

La figure 1 montre un exemple des courbes expérimentales obtenues. La composante hyperfine utilisée est la composante $F = 1/2 \leftrightarrow F = 3/2$. La courbe de droite correspond à une intensité lumineuse I (la plus grande possible) pour le deuxième faisceau, la courbe de gauche à l'intensité lumineuse I/5. (Tous les autres paramètres physiques sont les mêmes pour les deux courbes.) Plusieurs faits sont à noter : le deuxième faisceau élargit la raie de résonance; ceci est dû au caractère réel des transitions qu'il induit. (Un tel élargissement n'existe pas dans l'expérience A car le deuxième faisceau induit alors des transitions virtuelles.) La raie de résonance est déplacée vers les champs forts, ce qui correspond à un ralentissement de la pulsation ω_f ; le signe de ε'' est donc correct car dans le cas de l'isotope ^{199}Hg , $\omega_e - \omega_f$ et ω_f sont de signes contraires. Par une mesure de transitoire identique à celles effectuées dans B, on peut mesurer en valeur absolue T_p et prévoir ainsi grâce à la formule (1), la valeur théorique de l'écart entre les deux courbes; cette valeur calculée est représentée sur la figure 1 par l'écart entre les deux flèches et est en très bon accord avec la valeur observée.

Nous nous sommes assurés que ε'' était proportionnel à l'intensité lumineuse I (fig. 2). La variation de ε'' avec le champ magnétique (ω_f) a été

étudiée pour chacune des deux composantes hyperfines et confirme les prévisions théoriques : Les courbes de la figure 3 sont calculées à partir de la formule (1), les points sont les points expérimentaux. Il est à noter que les abscisses des maximums des deux courbes, indiqués sur la figure par des flèches, sont dans un rapport 2, ce qui correspond bien au rapport 2 existant entre les facteurs de Landé des deux niveaux hyperfins de l'état excité.

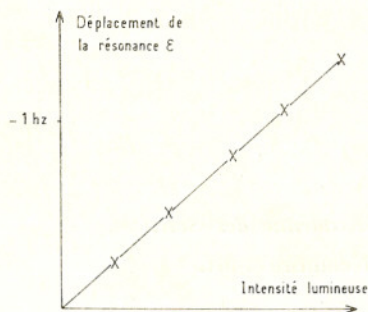


Fig. 2.

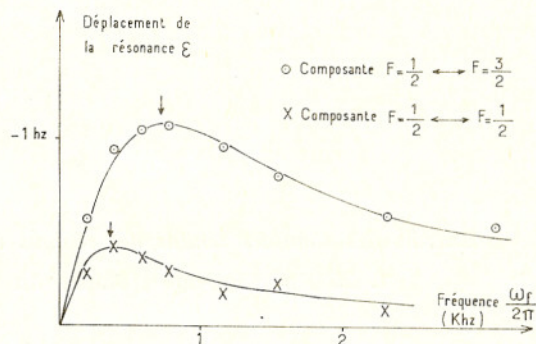


Fig. 3.

Enfin, nous avons étudié l'effet de la polarisation, lié dans la formule (1) au terme $B_{1/2-1/2}^{1/2-1/2}$. Les déplacements observés en polarisation π ou σ , ou en lumière naturelle pour chacune des deux composantes hyperfines concordent avec les valeurs théoriques. En particulier, pour la composante $F = 1/2 \leftrightarrow F = 1/2$ en polarisation σ , le déplacement est nul conformément à la théorie.

(1) J. P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 93 et 255.

(2) J. P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI, *J. Phys. Rad.*, 22, 1961, p. 329 et 443.

(3) C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 394.

(4) C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 253, 1961, p. 2662.

(5) J. BROSSEL, *Quantum Electronics*, II, Columbia University Press (sous presse).

Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*,
t. 253, p. 2899-2901, séance du 18 décembre 1961.

GAUTHIER-VILLARS & C^{ie},
55, Quai des Grands-Augustins, Paris (6^e),
Éditeur-Imprimeur-Libraire.

160676

Imprimé en France.