

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Modification et annulation du facteur de Landé d'un atome par couplage avec un champ de radiofréquence.* Note (\*) de MM. CLAUDE COHEN-TANNOUJJI et SERGE HAROCHE, présentée par M. Alfred Kastler.

On montre expérimentalement et théoriquement que l'effet Zeeman d'un niveau atomique couplé à des photons de radiofréquence peut être modifié de façon considérable et parfois même annulé.

Considérons un ensemble de spins  $J = 1/2$  (par exemple des atomes de  $^{199}\text{Hg}$  dans l'état fondamental  $6^1S_0$ ) placés dans un champ magnétique  $H_0$  dirigé suivant  $Oz$  et pompés optiquement par un faisceau lumineux  $\vec{F}$ , polarisé circulairement, dirigé suivant  $Ox$  (fig. 1 a). Tout signal optique proportionnel à l'aimantation transversale  $M_x$  de la vapeur subit une variation résonnante lorsqu'on balaie  $H_0$  autour de la valeur zéro :

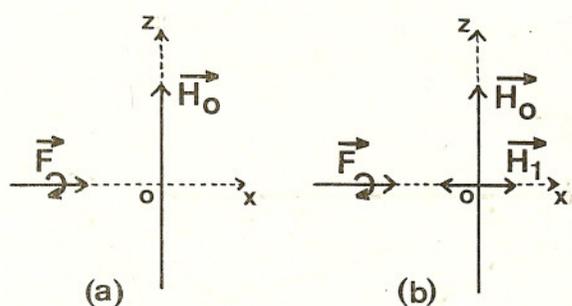


Fig. 1.

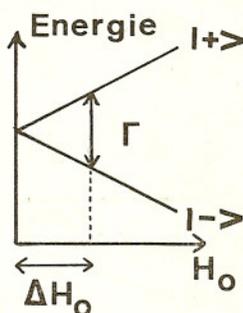


Fig. 2.

c'est l'effet Hanle bien connu d'un état atomique excité <sup>(1)</sup> ou fondamental <sup>(2)</sup> qui correspond au croisement en champ nul des deux sous-niveaux Zeeman. La demi-largeur de cette résonance mesurée en champ  $\Delta H_0$ , est liée à la largeur naturelle  $\Gamma$  et au facteur de Landé  $g$  de l'état atomique par la relation  $\Delta H_0 = \Gamma/g\mu_B$  ( $\hbar = 1$ ,  $\mu_B$  magnéton de Bohr) (fig. 2). La courbe  $V_1 = 0$  de la figure 3 a représente une courbe d'effet Hanle obtenue sur l'état fondamental de l'isotope  $^{199}\text{Hg}$ , le signal optique étant la lumière de fluorescence  $L_F$  observée le long de l'axe  $Oy$  perpendiculaire à  $Oz$  et  $Ox$ .

L'addition d'un champ de radiofréquence  $\vec{H}_1 \cos \omega t$  parallèle à  $Ox$  (fig. 1 b) modifie de façon spectaculaire la largeur de cette résonance. Chacune des courbes des figures 3 a et 3 b correspond à une amplitude déterminée de  $H_1$ , repérée par le voltage  $V_1$  (en volts), proportionnel à  $H_1$ , aux bornes des bobines de radiofréquence ( $\omega/2\pi = 390$  Hz). Lorsque  $H_1$  augmente, la résonance s'élargit considérablement sans se déplacer (par raison de symétrie) ni changer d'intensité (en champ  $H_0$  nul, l'aimantation trans-

versale  $M_x$ , créée par  $\vec{F}$  ne dépend pas de  $H_1$  par suite du parallélisme entre  $\vec{H}_1$  et  $\vec{F}$ , ce qui explique pourquoi l'intensité à résonance est indépendante de  $H_1$ ). La largeur  $\Delta H_0$  devient *infinie* pour une certaine valeur de  $H_1$  (fig. 3 a), puis diminue considérablement et passe par un minimum lorsque  $H_1$  augmente encore (fig. 3 b). Les points expérimentaux de la figure 4 représentent la variation de  $|\Delta H_0|^{-1}$  en fonction de  $V_1$ . Nous avons

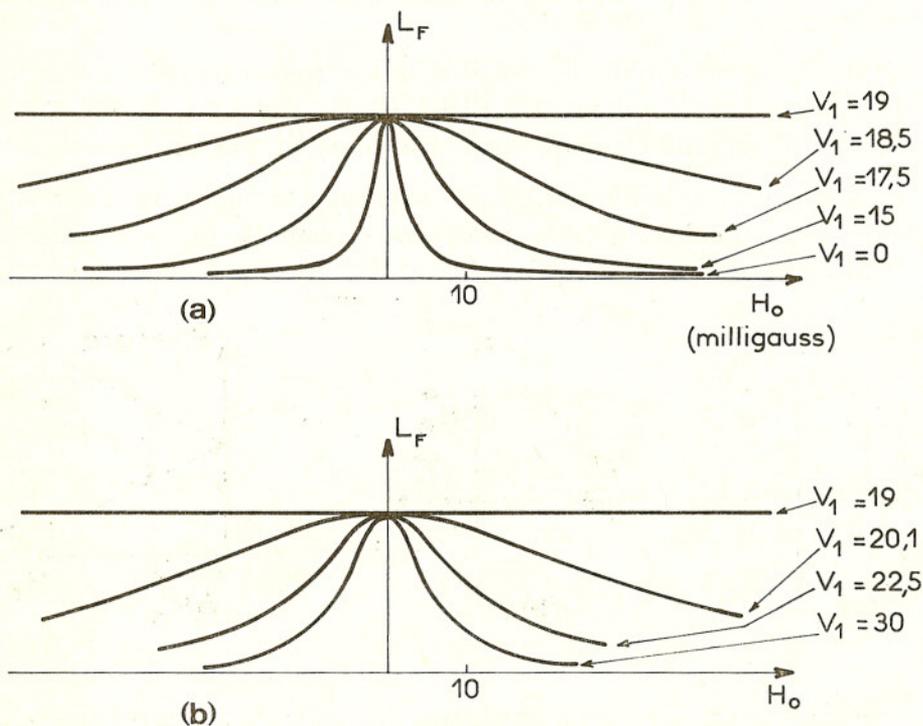


Fig. 3.

pu ainsi observer quatre élargissements infinis et quatre affinements successifs de la résonance.

Pour interpréter les phénomènes précédents, nous allons étudier au voisinage de  $H_0 = 0$  les niveaux d'énergie du système global « atome-photons de radiofréquence » dont le hamiltonien s'écrit  $\mathcal{H} = \omega a^+ a + \lambda J_x (a + a^+) + \omega_0 J_z$ . Le premier terme,  $\omega a^+ a$ , représente l'énergie du champ de radiofréquence ( $a$  et  $a^+$ , opérateurs d'annihilation et de création d'un photon d'énergie  $\omega$ ); le second,  $\lambda J_x (a + a^+)$ , est le couplage entre l'atome et le champ de radiofréquence ( $\lambda$ , coefficient de couplage;  $J_x$ ,  $J_z$ , composantes du spin suivant  $Ox$ ,  $Oz$ ); le troisième terme,  $\omega_0 J_z$  représente le couplage Zeeman de l'atome isolé avec  $H_0$  ( $\omega_0 = g\mu_B H_0 = \gamma H_0$ ).

Nous avons déjà étudié dans une Note antérieure <sup>(3)</sup> les niveaux d'énergie de  $\mathcal{H}$  en traitant  $\lambda J_x (a + a^+)$  comme une perturbation, ce qui est le cas lorsque  $\omega_1 = \gamma H_1 \ll \omega_0$ ,  $\omega$  [on montre <sup>(4)</sup> que  $\omega_1 = 2\lambda\sqrt{\langle n \rangle}$ ,

$\langle n \rangle$  étant le nombre moyen de photons du champ de radiofréquence]. Ceci nous a permis d'interpréter un nouveau spectre de raies de résonance magnétique <sup>(5)</sup> apparaissant dans une expérience de pompage optique transversal au voisinage des valeurs de  $H_0$  telles que  $\omega_0 = 2p\omega$  ( $p$  entier) et correspondant à des croisements de niveaux d'énergie de  $\mathcal{H}$ . Nous étudions dans cette Note la résonance  $2p = 0$  représentant l'effet Hanle en présence de radiofréquence pour des valeurs quelconques et non plus seulement faibles de  $\omega_1$ . Pour cela, nous traitons  $\omega_0 J_z$  comme une perturbation par rapport à  $\mathcal{H}'_0 = \omega a^+ a + \lambda J_x (a + a^+)$ , ce qui est justifié pour les valeurs faibles de  $H_0$  qui nous intéressent ici.

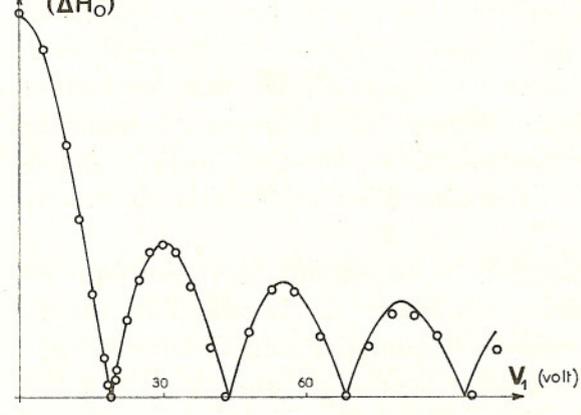


Fig. 4.

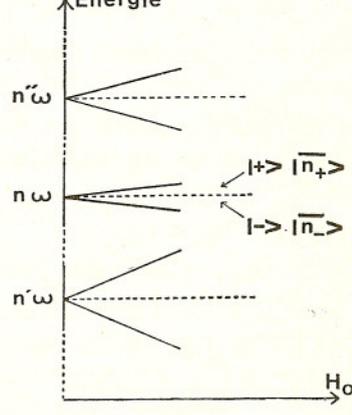


Fig. 5.

Les états propres de  $\mathcal{H}'_0$  ont été obtenus par ailleurs <sup>(1)</sup>. Ce sont les états  $|\varepsilon \rangle = |\bar{n}_\varepsilon \rangle$ ;  $|\varepsilon \rangle$  est l'état propre de  $J_x$ , de valeur propre  $\varepsilon/2$  ( $\varepsilon = \pm 1$ );  $|\bar{n}_\varepsilon \rangle = \exp[-\varepsilon\lambda/2\omega(a^+ - a)]|n \rangle$  ( $|n \rangle$  est l'état propre de  $\omega a^+ a$  contenant  $n$  photons de radiofréquence). Les deux niveaux  $|+\rangle |\bar{n}_+\rangle$  et  $|-\rangle |\bar{n}_-\rangle$  ont même énergie  $n\omega$ , indépendante de  $H_0$ ; ils sont représentés en pointillé sur la figure 5. Diagonalisons maintenant la perturbation  $\omega_0 J_z$  ( $\omega_0 \ll \omega$ ) à l'intérieur de chaque multiplicité  $|+\rangle |\bar{n}_+\rangle$ ,  $|-\rangle |\bar{n}_-\rangle$ . La dégénérescence est levée. Les nouveaux niveaux ont pour énergie  $n\omega \pm (\omega_0/2) \langle \bar{n}_+ | \bar{n}_- \rangle = n\omega \pm (\omega_0/2) J_0(\omega_1/\omega)$  [ $J_0$ , fonction de Bessel d'ordre zéro; on montre <sup>(1)</sup> que lorsque  $n$  est suffisamment grand  $\langle \bar{n}_+ | \bar{n}_- \rangle = J_0(2\lambda\sqrt{n}/\omega) = J_0(\omega_1/\omega)$ ]. Ces niveaux sont représentés en traits pleins sur la figure 5 pour trois valeurs différentes de  $n$ , c'est-à-dire encore de  $\omega_1$ . Ils varient linéairement avec  $H_0$  en champ faible. Le « facteur de Landé » correspondant du système global « atome-photons de radiofréquence » est celui de l'atome libre multiplié par  $J_0(\omega_1/\omega)$ . (On peut montrer par contre que la largeur naturelle  $\Gamma$  des niveaux n'est pas modifiée.) Sous l'effet de  $H_1$  la largeur de la résonance Hanle,  $\Delta H_0$ , est donc multipliée par  $|J_0(\omega_1/\omega)|^{-1}$ . La courbe de la figure 4 représente la variation théorique de  $(\Delta H_0)^{-1}$  ainsi calculée. L'accord avec les points expérimentaux est très bon. Le « facteur de Landé » du système global

*s'annule*, et par suite, la largeur de la résonance devient *infinie*, pour des valeurs de  $\omega_1$  correspondant aux zéros de  $J_0(\omega_1/\omega)$ . Ce résultat peut se comprendre classiquement de la façon suivante. Si  $H_0 = 0$ , le mouvement de précession du spin atomique autour de  $H_1 \cos \omega t$  est simple <sup>(4)</sup> : il est composé d'une série de mouvements périodiques, de pulsation  $n\omega$ , d'amplitudes relatives  $J_n(\omega_1/\omega)$ . Ajoutons maintenant  $H_0$  et calculons l'énergie moyenne de couplage entre  $H_0$  et le spin, en négligeant (calcul au premier ordre) l'effet de  $H_0$  sur le mouvement du spin. Le seul terme qui donne une moyenne non nulle au cours du temps est le terme *statique*,  $J_0(\omega_1/\omega)$ . On retrouve bien alors le fait que l'énergie Zeeman du système atome-champ de radiofréquence est proportionnelle à  $J_0(\omega_1/\omega)$ .

Notons que des effets d'élargissement analogues, dus aux variations des pentes des niveaux d'énergie qui se croisent, peuvent être également prévus sur les autres résonances  $\omega_0 = 2p\omega$  ( $p \neq 0$ ). Ils sont cependant totalement négligeables (en particulier devant les déplacements radiatifs) dans le cadre de la théorie des perturbations ( $\omega_1 \ll \omega$ ) utilisée précédemment <sup>(3)</sup>. Nous explorons ici un domaine d'intensité de  $H_1$  beaucoup plus étendu ( $\omega_1 \lesssim \omega$ ).

Nous voyons ainsi que le couplage avec un champ de radiofréquence peut modifier de façon spectaculaire le facteur de Landé d'un niveau atomique. En fait, nous devons raisonner non plus sur l'atome « nu », mais sur l'atome « habillé » par le champ de radiofréquence. Il y a une certaine analogie entre l'effet décrit ici et l'effet de modification du moment magnétique de l'électron dû au couplage avec les fluctuations électromagnétiques du vide [moment magnétique anormal <sup>(6)</sup>, <sup>(7)</sup>]. Notons également que la variation du facteur de Landé due à la présence de  $\vec{H}_1$  dépend de l'angle entre  $\vec{H}_1$  et  $\vec{H}_0$  (on peut montrer que l'effet disparaît lorsque  $\vec{H}_1$  et  $\vec{H}_0$  sont parallèles). Cette anisotropie du facteur de Landé, non surprenante car  $\vec{H}_1$  introduit une direction privilégiée, n'existe pas pour le moment magnétique anormal de l'électron par suite de la symétrie sphérique globale des fluctuations du vide. On peut enfin se demander si des effets analogues ne pourraient pas exister dans un solide, le couplage d'une impureté paramagnétique avec des phonons excités par une source extérieure modifiant le facteur de Landé de l'impureté.

(\*) Séance du 10 janvier 1966.

(1) W. HANLE, *Z. Phys.*, 30, 1924, p. 93.

(2) J. C. LEHMANN et C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 258, 1964, p. 4463.

(3) C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 262, série B, 1966, p. 37.

(4) N. POLONSKY et C. COHEN-TANNOUDJI, *J. Phys.*, 26, 1965, p. 409.

(5) C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 261, 1965, p. 5400.

(6) J. SCHWINGER, *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 790.

(7) H. M. FOLEY et P. KUSCH, *Phys. Rev.*, 72, 1947, p. 1256.

(Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure,  
24, rue Lhomond, Paris, 5<sup>e</sup>.)