

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE — *Étude expérimentale du diagramme d'énergie d'un atome « habillé » par des photons de radiofréquence polarisés linéairement.* Note (\*) de Mlle CLAIRE LANDRÉ et MM. CLAUDE COHEN-TANNOUDJI, JACQUES DUPONT-ROC et SERGE HAROCHE, présentée par M. Alfred Kastler

On décrit des expériences qui ont permis d'explorer complètement le diagramme d'énergie d'un atome « habillé » par des photons de radiofréquence polarisés linéairement. Les résultats obtenus sont comparés à ceux d'un calcul numérique fait sur ordinateur.

Les méthodes de pompage optique permettent d'étudier de façon précise les divers processus d'interaction entre un atome et un champ de radiofréquence, grâce aux nombreuses résonances que l'on peut observer sur la lumière absorbée ou diffusée par l'atome. On a montré récemment [(<sup>1</sup>), (<sup>2</sup>), (<sup>3</sup>)] tout l'intérêt qu'il y avait à adopter le point de vue suivant : l'atome et le champ de radiofréquence interagissent mutuellement et constituent un système global que l'on appelle l'atome « habillé » par des photons de radiofréquence, la lumière incidente étant alors absorbée et diffusée par cet atome « habillé ». Le but de la présente Note est de décrire des expériences qui ont permis d'explorer complètement le diagramme d'énergie de l'atome « habillé ».

Considérons un niveau atomique de moment cinétique  $J = 1/2$  (cas de l'état fondamental de  $^{199}\text{Hg}$ ). Un champ statique,  $\vec{H}_0$ , et un champ de radiofréquence,  $\vec{H}_1 \cos \omega t$ , sont appliqués le long de Oz et Ox respectivement. Le hamiltonien,  $\mathcal{H}$ , de l'atome « habillé » s'écrit alors

$$\mathcal{H} = \omega_0 J_z + \omega a^+ a + \lambda J_x (a + a^+),$$

avec  $\omega_0 = \gamma H_0$  ( $\gamma$  rapport gyromagnétique),  $a^+$  et  $a$  opérateurs de création et d'annihilation d'un photon  $\omega$  (on prend  $\hbar = 1$ ),  $\lambda$  constante de couplage.  $\mathcal{H}$  a déjà été étudié en détail [(<sup>1</sup>), (<sup>2</sup>), (<sup>3</sup>)] et la figure 1 représente une partie du diagramme des niveaux d'énergie tracés en fonction de  $\omega_0$ . Si le couplage est faible, les états d'énergie en champ faible sont à l'ordre 0, les états  $|\pm, n\rangle$ , états propres de  $\mathcal{H}_0 = \omega_0 J_z + \omega a^+ a$ , représentant l'atome dans l'état  $\pm 1/2$  en présence de  $n$  photons et d'énergie  $n\omega \pm \omega_0/2$  (droites en pointillé de la figure 1). On voit sur la figure 1 qu'il apparaît des « anticroisements » de niveaux au voisinage des valeurs  $\omega_0 = (2p + 1)\omega$  ( $p$  entier  $\geq 0$ ) et des « croisements » au voisinage des valeurs  $\omega_0 = 2p\omega$  ( $p$  entier  $\geq 0$ ). Les niveaux d'énergie ont donc l'allure de fuseaux partant, d'un point d'ordonnée  $n\omega$  pour  $\omega_0 = 0$ , la forme de ces fuseaux variant peu lorsque  $n$  varie de quelques unités. Lorsqu'on augmente  $H_1$ , c'est-à-dire encore le nombre moyen  $n$  de photons, on explore des parties du diagramme d'énergie d'ordonnées de plus en plus grandes (on a en effet entre  $\omega_1 = \gamma H_1$  et  $n$  la relation  $\omega_1 = \lambda \sqrt{n}/2$ ). La figure 2 montre la déformation progressive pour des valeurs de  $\omega_1/\omega$  croissant de bas en haut de

l'une des deux branches des fuseaux d'énergie, celle qui correspond à l'état  $|+, n\rangle$  (confondu pour  $\omega_1$  et  $\omega_0$  suffisamment petits avec l'état non perturbé  $|+, n\rangle$ ). Cette branche est représentée en trait plus épais sur la figure 1. On voit, sur la figure 2, que la pente du niveau en champ nul, qui représente en fait le moment magnétique de l'atome « habillé », décroît quand  $\omega_1$  augmente, s'annule, change de signe, croît à nouveau et ainsi de suite.... Nous avons déjà décrit cet effet par ailleurs [(<sup>2</sup>), (<sup>3</sup>), (<sup>4</sup>)]. On voit également que les divers croisements situés

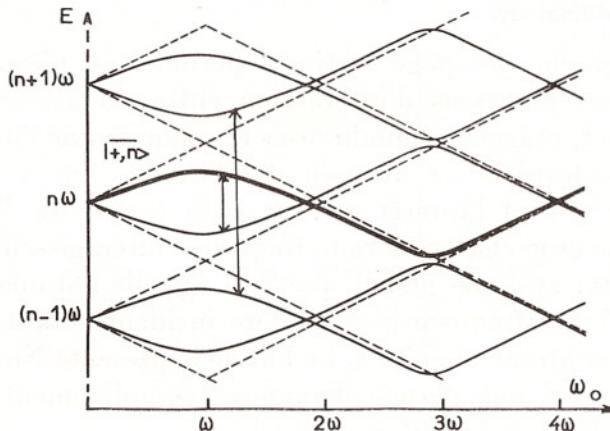


Fig. 1.

pour  $\omega_1$  très petit au voisinage de  $\omega_0 = 2\omega$ ,  $4\omega$ ,  $6\omega$ , ... se déplacent vers 0 quand  $\omega_1$  augmente, l'arrivée en 0 du croisement parti de  $\omega_0 = 2p\omega$  correspondant à la  $p^{\text{ième}}$  annulation successive du moment magnétique de l'atome « habillé » (la position des croisements  $p = 1$  et  $p = 2$  est indiquée par des flèches).

Le calcul par perturbations du diagramme d'énergie n'est possible que dans les deux cas limites suivants :  $\omega_1 \ll \omega$ ,  $\omega_0$  (couplage faible) et  $\omega_0 \ll \omega_1$ ,  $\omega$  couplage quelconque mais champ statique très faible). Dans le cas général, seule une diagonalisation numérique de  $\mathcal{H}$  est possible. Les courbes de la figure 2 représentent ainsi les résultats d'un calcul numérique fait sur ordinateur Univac 1108. Le principe du calcul est le suivant (<sup>5</sup>) : la matrice représentant  $\mathcal{H}$  dans la base des états propres de  $\mathcal{H}_0$  a une dimension infinie. Pour obtenir la valeur propre  $E_{+,n}$  de  $\mathcal{H}$  on tronque cette matrice symétriquement par rapport à la ligne et la colonne correspondant à l'état propre  $|+, n\rangle$  de  $\mathcal{H}_0$ , de façon à obtenir une matrice finie de dimension  $(2p+1) \times (2p+1)$ . On teste la précision du calcul en essayant plusieurs valeurs de  $p$  différentes. Les courbes dessinées sur la figure 2 ont été obtenues avec une valeur de  $p = 14$  et correspondent à une précision relative d'au moins  $10^{-3}$ . Notons que des calculs analogues ont été effectués par Shirley (<sup>6</sup>), mais à partir d'un traitement classique du champ de radiofréquence.

Pour étudier expérimentalement le diagramme d'énergie de l'atome « habillé », on commence,  $\omega_0 = \gamma H_0$  et  $\omega_1 = \gamma H_1 = \lambda \gamma \sqrt{n}/2$  étant fixés, par mesurer les différentes fréquences de Bohr de l'atome « habillé »,  $E_{mn} - E_{m'n'}$  (sur la figure 1, on a représenté par exemple par des flèches. deux de ces fréquences). On en déduit l'énergie de l'état  $|\pm n\rangle$ <sup>(7)</sup>. Recommençant cette mesure pour diverses valeurs de  $\omega_0$ , puis de  $\omega_1$ , on

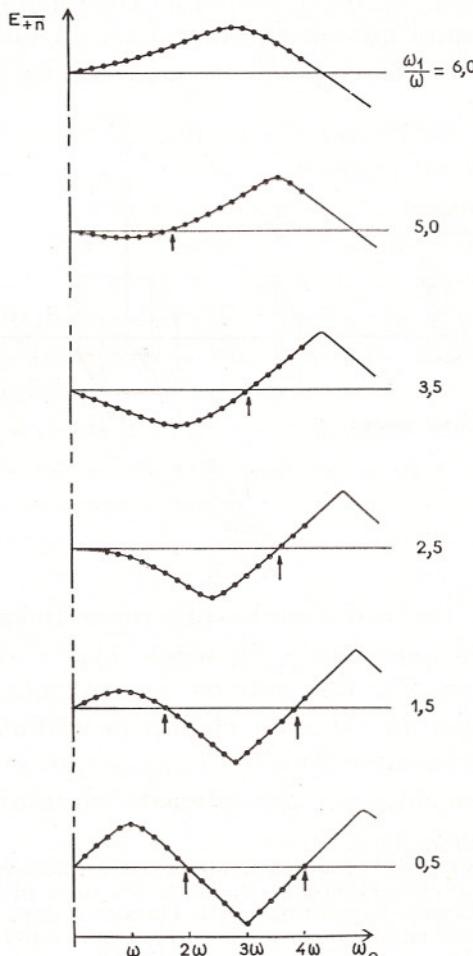


Fig. 2.

construit expérimentalement les diverses branches de fuseau représentées sur la figure 2. Le dispositif expérimental utilisé pour mesurer les fréquences de Bohr de l'atome « habillé » est représenté sur la figure 3. Les atomes de  $^{199}\text{Hg}$  sont pompés optiquement par un faisceau lumineux issu d'une source S se propageant le long de la direction O<sub>x</sub> et traversant successivement un polariseur tournant à la fréquence  $\nu/2 = \Omega/2\pi$  et une lame  $1/4$  d'onde. Sa polarisation oscille donc entre  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  à la fréquence  $\nu$ . Ce faisceau tend à introduire dans la vapeur du moment angulaire transversal, ce qui se traduit par l'apparition de « cohérences hertziennes »

entre les divers états d'énergie de l'atome « habillé ». Il y a effet cumulatif et il apparaît une orientation macroscopique lorsque la fréquence d'excitation,  $\nu$ , de ces cohérences, coïncide avec l'une des fréquences de Bohr de l'atome « habillé ». Ceci se traduit par des variations résonnantes, lorsqu'on balaie  $\nu$ , de la modulation  $2\nu$  qui apparaît sur la lumière de fluorescence  $L_F$ , détectée par le photomultiplicateur P. M. dans la direction  $Oy$ . Pour identifier le couple de niveaux auquel correspond chaque résonance, on la suit par continuité quand,  $\omega_0$  étant fixé, on fait tendre  $\omega_1$  vers O. Les points de la figure 2 correspondent aux résultats expérimentaux ainsi

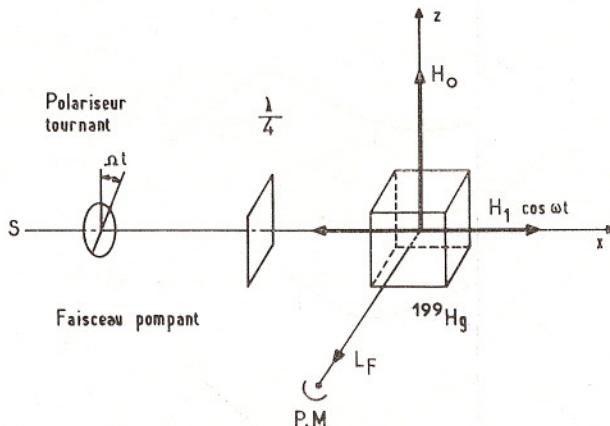


Fig. 3.

obtenus. On voit que l'accord avec les prévisions théoriques est excellent. Notons enfin que des expériences du même type ont été effectuées par Novikov et Pokazanev (\*). Ces auteurs se sont néanmoins limités, du point de vue théorique, au cas d'un champ de radiofréquence tournant; du point de vue expérimental, ils n'ont exploré que le voisinage immédiat du premier anticroisement, avec des intensités de radiofréquence faibles.

(\*) Séance du 15 décembre 1969.

(<sup>1</sup>) C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 262, série B, 1966, p. 37.

(<sup>2</sup>) C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE, *J. Phys.*, 30, 1969, p. 125 et 153.

(<sup>3</sup>) Voir article de C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE dans *Polarisation, matière et rayonnement*, Livre de Jubilé en l'honneur d'Alfred KASTLER, édité par la Société française de Physique, P. U. F., 1969.

(<sup>4</sup>) C. COHEN-TANNOUDJI et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 262, série B, 1966, p. 268.

(<sup>5</sup>) Pour plus de détails, voir CLAIRE LANDRÉ, *Thèse de 3<sup>e</sup> cycle* (chap. IV), Paris, 1970 (à paraître).

(<sup>6</sup>) J. H. SHIRLEY, *Phys. Rev.*, 138, n° 4 B, 1965, p. 979.

(<sup>7</sup>) Le procédé de mesure de  $E_{\pm n}$  (mesure d'une fréquence) montre clairement le lien existant entre le diagramme d'énergie de l'atome « habillé » et les diagrammes de fréquence de Pryce, Dodd et coll. : M. H. L. PRYCE, *Phys. Rev.*, 77, 1950, p. 136; J. N. DODD et G. W. SERIES, *Proc. Roy. Soc., A* 263, 1964, p. 353.

(<sup>8</sup>) L. N. NOVIKOV et V. G. POKAZANEV, *Soviet Physics J. E. T. P.*, 26, n° 2, 1968, p. 438.

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