

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Diagramme Zeeman d'atomes ^{201}Hg perturbés par un « champ électrique fictif » perpendiculaire au champ magnétique statique.* Note (*) de MM. JACQUES DUPONT-ROC et CLAUDE COHEN-TANNOUDJI, présentée par M. Alfred Kastler.

Lorsqu'un atome est irradié par un faisceau de lumière non résonnante, les divers sous-niveaux Zeeman de son état fondamental subissent des déplacements énergétiques (¹). Soient Oz la direction de propagation du faisceau non résonnant, \vec{I} le moment cinétique de l'état fondamental. Lorsque le faisceau n'est pas polarisé, son action sur la multiplicité de l'état fondamental est équivalente à celle d'un champ électrique fictif, \vec{E}_f , parallèle à Oz [(²), (³)]; cette action est décrite par un hamiltonien Stark effectif $\mathcal{H}_L = a[I_z^2 - I(I+1)/3]$, où a est proportionnel à l'intensité lumineuse. \vec{E}_f lève la dégénérescence Zeeman de l'état fondamental en champ magnétique nul et modifie profondément le diagramme Zeeman (qui donne la variation des niveaux d'énergie de l'atome en fonction d'un champ magnétique statique \vec{H}_0). Dans une Note précédente (³), nous avons décrit des expériences portant sur des atomes de ^{201}Hg (qui ont quatre sous-niveaux dans l'état fondamental) et étudié le diagramme Zeeman de ces atomes lorsque \vec{E}_f et \vec{H}_0 sont parallèles. Nous décrivons ici les résultats théoriques et expérimentaux obtenus dans le cas où \vec{E}_f et \vec{H}_0 sont perpendiculaires.

Le hamiltonien total de l'état fondamental s'écrit alors, si H_0 est parallèle à Ox : $\mathcal{H} = a[I_z^2 - I(I+1)/3] + \omega_0 I_x$ avec $\omega_0 = -\gamma H_0$ (γ , rapport gyromagnétique). En champ magnétique nul ($\omega_0 = 0$), les états propres de \mathcal{H} sont les états propres $|\mu\rangle_z$ de I_z : les niveaux $|3/2\rangle_z$ et $|-3/2\rangle_z$ ont une énergie $+a$, les niveaux $|+1/2\rangle_z$ et $|-1/2\rangle_z$, une énergie $-a$; le diagramme d'énergie en champ nul est donc constitué de deux sous-multiplicités dont les énergies diffèrent de $2a$; en champ magnétique faible ($\omega_0 \ll a$), $\omega_0 I_x$ est traité comme une perturbation : dans la sous-multiplicité supérieure ($3/2, -3/2$), les éléments de matrices de I_x sont nuls : les niveaux d'énergie perturbés sont au premier ordre indépendants de H_0 et leur pente est donc nulle à l'origine. Dans la sous-multiplicité inférieure ($1/2, -1/2$), $\langle 1/2 | I_x | -1/2 \rangle_z = 1$; I_x lève au premier ordre la dégénérescence entre $1/2$ et $-1/2$; les états propres perturbés sont les états $(1/\sqrt{2})(|+1/2\rangle_z + |-1/2\rangle_z)$, d'énergie ω_0 , et $(1/\sqrt{2})(|+1/2\rangle_z - |-1/2\rangle_z)$, d'énergie $-\omega_0$. En champ fort ($\omega_0 \gg a$), \mathcal{H}_L est traité comme une perturbation : les états propres de \mathcal{H} sont les états propres $|\mu\rangle_x$ de I_x , d'énergie $\mu\omega_0 - (a/2) [\mu^2 - I(I+1)/3]$.

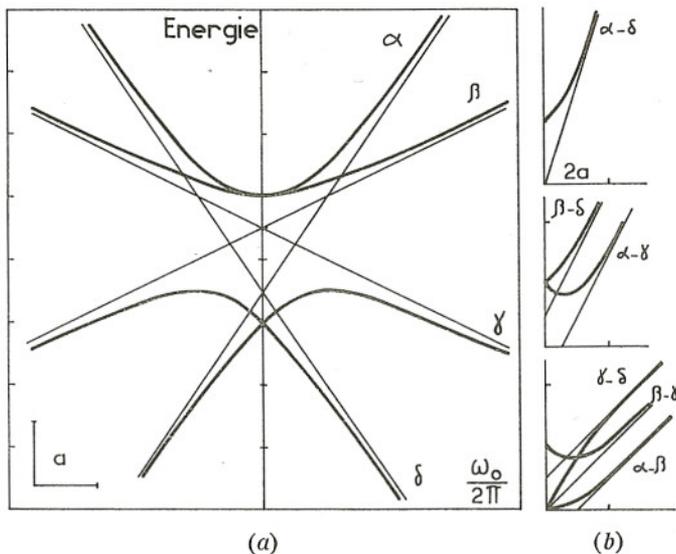


Fig. 1 a. — Diagramme Zeeman de ^{201}Hg ,
lorsque \vec{H}_0 et \vec{E}_f sont perpendiculaires.

Fig. 1 b. — Variation avec $\omega_0/2\pi$ des fréquences des diverses transitions.

En fait, \mathcal{H} peut être exactement diagonalisé pour H_0 quelconque et l'on trouve les états propres et valeurs propres suivants :

$$\begin{aligned}
 |\alpha\rangle &= -\sin\frac{\varphi}{2} \left| \frac{3}{2} \right\rangle_x + \cos\frac{\varphi}{2} \left| -\frac{1}{2} \right\rangle_x, & E_\alpha &= \frac{\omega_0}{2} + \sqrt{\left(\omega_0 - \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{3}{4}a^2}; \\
 |\beta\rangle &= -\sin\frac{\varphi'}{2} \left| -\frac{3}{2} \right\rangle_x + \cos\frac{\varphi'}{2} \left| \frac{1}{2} \right\rangle_x, & E_\beta &= -\frac{\omega_0}{2} + \sqrt{\left(\omega_0 + \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{3}{4}a^2}; \\
 |\gamma\rangle &= \cos\frac{\varphi}{2} \left| \frac{3}{2} \right\rangle_x + \sin\frac{\varphi}{2} \left| -\frac{1}{2} \right\rangle_x, & E_\gamma &= \frac{\omega_0}{2} - \sqrt{\left(\omega_0 - \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{3}{4}a^2}; \\
 |\delta\rangle &= \cos\frac{\varphi'}{2} \left| -\frac{3}{2} \right\rangle_x + \sin\frac{\varphi'}{2} \left| \frac{1}{2} \right\rangle_x, & E_\delta &= -\frac{\omega_0}{2} - \sqrt{\left(\omega_0 + \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{3}{4}a^2};
 \end{aligned}$$

où

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{-\frac{a\sqrt{3}}{2}}{\omega_0 - \frac{a}{2}}, \quad \operatorname{tg}\varphi' = \frac{\frac{a\sqrt{3}}{2}}{\omega_0 + \frac{a}{2}} \quad (0 < \varphi, \varphi' < \pi).$$

Le diagramme d'énergie (fig. 1 a), symétrique par rapport à $\omega_0 = 0$, est donc formé de branches d'hyperboles partant de $\pm a$ en $\omega_0 = 0$ pour rejoindre en champ fort les asymptotes $\mu\omega_0 - (a/2)$ [$\mu^2 - (5/4)$].

Les quantités que l'on peut atteindre expérimentalement ne sont pas les énergies des niveaux, mais les fréquences des transitions associées à chaque couple de deux sous-niveaux (fréquences propres des « cohérences »,

c'est-à-dire des éléments non diagonaux de la matrice densité de l'état fondamental). Pour quatre sous-niveaux, il y a $C_4^2 = 6$ transitions différentes, dont on a représenté sur la figure 1 b les fréquences en fonction de ω_0 . En champ fort, $\alpha-\delta$ est une transition $\Delta\mu = 3$; $\alpha-\beta$ et $\beta-\delta$ des transitions $\Delta\mu = 2$; $\alpha-\beta$, $\beta-\gamma$, $\gamma-\delta$ des transitions $\Delta\mu = 1$.

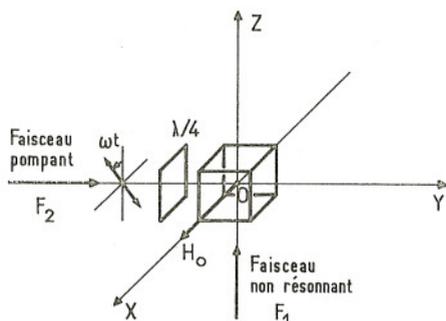


Fig. 2.

Fig. 2. — Schéma de principe du dispositif expérimental.

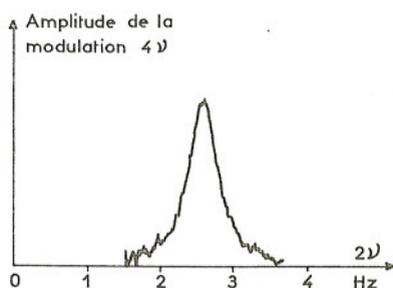


Fig. 3.

Fig. 3. — Résonance observée en champ nul.

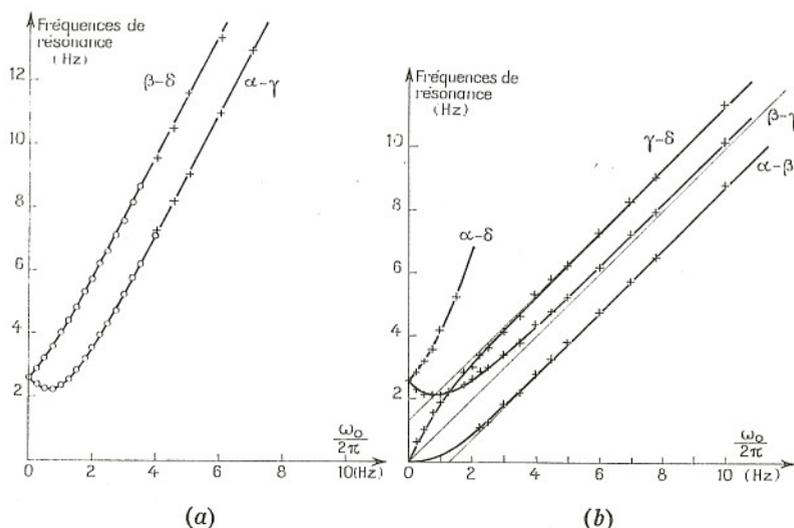


Fig. 4. — Variation avec $\omega_0/2\pi$ des fréquences des transitions correspondant en champ fort à $\Delta\mu = 2$ (fig. 4 a); $\Delta\mu = 3$ et $\Delta\mu = 1$ (fig. 4 b). Les méthodes de mesures sont respectivement a et b. Les courbes sont théoriques.

Pour mesurer expérimentalement les fréquences de ces six transitions, on utilise le dispositif expérimental suivant (fig. 2). La cellule O, contenant les atomes de ^{201}Hg , est irradiée par le faisceau non résonnant F_1 , parallèle à Oz, issu d'une lampe à ^{200}Hg . \vec{H}_0 est parallèle à Ox. Les atomes ^{201}Hg sont en outre pompés optiquement par un faisceau résonnant F_2 parallèle à Oy (ou à Ox dans certains cas); F_2 traverse un polariseur P tournant à

la fréquence $\nu = \omega/2\pi$, suivi ou non d'une lampe $\lambda/4$; F_2 tend ainsi à introduire dans la vapeur, de façon modulée, dans le premier cas de l'« alignement » (méthode *a*), dans le deuxième cas de l'« alignement » et de l'« orientation » (méthode *b*). La théorie ⁽⁴⁾ montre qu'en régime stationnaire, la « cohérence » introduite entre un couple de niveaux est maximale lorsque 2ν est égale à la fréquence ν_0 de la transition correspondante. Ceci se traduit par une variation résonnante de la modulation 4ν qui apparaît sur la lumière absorbée de F_2 lorsque, H_0 étant fixe, on balaie ν autour de $\nu_0/2$. La figure 3 montre par exemple la résonance obtenue *en champ nul* : la fréquence de résonance, 2,6 Hz, correspond à la distance entre les multiplicités α - β et γ - δ ⁽⁵⁾. La finesse de la résonance (0,5 Hz) a été obtenue en chauffant vers 300°C les parois de la cellule ce qui augmente considérablement le temps de relaxation des atomes dans l'état fondamental ⁽⁶⁾.

Les figures 4 *a* et 4 *b* donnent, en fonction de ω_0 , les fréquences mesurées des transitions Zeeman. Les points de la figure *a* ont été obtenus par la méthode *a* décrite plus haut, ceux de la figure *b* par la méthode *b*. Les courbes sont théoriques. On remarque qu'il n'existe aucun point expérimental pour la transition α - δ en champ fort : en effet, en champ fort, $|\alpha\rangle \sim |3/2\rangle_x$ et $|\delta\rangle \sim |-3/2\rangle_x$; or il est impossible de détecter par pompage optique une cohérence entre deux sous-niveaux correspondant à une transition $\Delta\mu = 3$.

(*) Séance du 23 juin 1969.

⁽¹⁾ J. P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUJJI, *J. Phys.*, 22, 1961, p. 329 et 443; C. COHEN-TANNOUJJI, *Thèse*, Paris, 1962 (*Ann. Phys.*, 7, 1962, p. 423 et 469) et *Cargese Lectures in Physics*, 1967 Session, vol. II, Gordon and Breach, 1967.

⁽²⁾ W. HAPPER et B. S. MATHUR, *Phys. Rev.*, 163, 1967, p. 12.

⁽³⁾ J. DUPONT-ROC et C. COHEN-TANNOUJJI, *Comptes rendus*, 267, série B, 1968, p. 1211.

⁽⁴⁾ W. E. BELL et A. L. BLOOM, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 1961, p. 280; A. KASTLER, *Comptes rendus*, 252, 1961, p. 2396; E. B. ALEXANDROV, *Opt. a. Spectr.*, U. S. A., 14, 1963, p. 233; C. COHEN-TANNOUJJI, *Thèse*, Paris, 1962; J. DUPONT-ROC, *Thèse 3^e cycle*, Paris, 1967.

⁽⁵⁾ On peut calculer que pour obtenir le même effet avec un champ électrique \vec{E} réel, il faudrait E de l'ordre de 10^5 V/cm.

⁽⁶⁾ B. CAGNAC, *Thèse*, Paris, 1960 (*Ann. Phys.*, 6, 1961, p. 467); G. LEMEIGNAN, *Thèse 3^e cycle*, Paris, avril 1967.

(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.)