

SPECTROSCOPIE ATOMIQUE. — *Pompage optique en champ magnétique faible.*

Note (*) de MM. JEAN-CLAUDE LEHMANN et CLAUDE COHEN-TANNOUJJI, présentée par M. Alfred Kastler.

Le but de cette Note est de présenter quelques effets nouveaux qui apparaissent lorsqu'on fait le pompage optique d'une vapeur atomique en champ magnétique très faible, la direction du faisceau de pompage ne coïncidant pas avec celle du champ. Nous avons pu observer expérimentalement certains de ces effets sur les isotopes impairs du cadmium, ^{114}Cd et ^{113}Cd , tous deux de spin nucléaire $I = 1/2$.

Bien que les expériences n'aient pas été réalisées sur cet élément, nous présenterons les calculs dans le cas particulièrement simple de la transition $6\ ^1\text{S}_0$, $F = 1/2 \leftrightarrow 6\ ^3\text{P}_1$, $F = 1/2$ de ^{199}Hg (également de spin nucléaire $I = 1/2$). Les conclusions essentielles du calcul et leur interprétation physique demeurent inchangées dans le cas du cadmium. Le fait que, dans ce cas, la structure hyperfine dans l'état excité soit du même ordre de grandeur que la largeur naturelle complique passablement le calcul du cycle de pompage ⁽¹⁾, mais n'apporte pas de modifications essentielles en ce qui concerne le problème particulier qui nous intéresse ici. Nous supposons (*fig. 1*) le faisceau lumineux polarisé circulairement et dirigé suivant l'axe Ox d'un trièdre trirectangle, le champ magnétique H_0 étant porté par Oz .

La théorie quantique du cycle de pompage permet de calculer l'évolution dans le temps de la matrice densité σ représentant l'ensemble des atomes dans l'état fondamental ⁽²⁾, form. (III), D, 1]

$$(1) \quad \frac{d}{dt} \sigma = \frac{d^{(1)}}{dt} \sigma + \frac{d^{(2)}}{dt} \sigma + \frac{d^{(3)}}{dt} \sigma.$$

Les deux premiers termes de (1) représentent l'évolution de σ sous l'effet du pompage optique. A ces termes sont associés des temps d'évolution de l'ordre de T_p et $1/\Delta E'$ ($1/T_p$ et $\Delta E'$ sont l'élargissement et le déplacement d'origine optique de l'état fondamental; nous prenons $\hbar = 1$). $(d^{(3)}/dt) \sigma$ représente l'effet Zeeman caractérisé par des temps d'évolution $1/\omega_f$ (ω_f , pulsation Zeeman). Dans ⁽²⁾, l'équation (I) est écrite dans la représentation $|\mu\rangle$ (les états $|\mu\rangle$ sont les sous-niveaux Zeeman, c'est-à-dire les états propres de I_z), ce qui est particulièrement bien adapté au cas des champs forts ($\omega_f \gg 1/T_p$, $\Delta E'$), où $(d^{(3)}/dt) \sigma$ est le terme prépondérant de (1). Dans la représentation $|\mu\rangle$, le terme $[(d^{(1)}/dt) + (d^{(2)}/dt)] \sigma$ a une forme compliquée. Mais comme il est petit, on peut le remplacer par une expression approchée, beaucoup plus simple, et permettant de mener les calculs jusqu'au bout. C'est l'*approximation séculaire* qui n'est valable que lorsque $\omega_f \gg 1/T_p$, $\Delta E'$. Les expériences que

nous envisageons ici correspondent à la situation inverse : $\omega_f \lesssim 1/T_p$, $\Delta E'$. L'approximation séculaire n'est plus valable. Nous devons repartir de (1) et écrire cette équation dans la représentation la mieux adaptée au terme $[(d^{(1)}/dt) + (d^{(2)}/dt)]\sigma$, c'est-à-dire la représentation $|\alpha\rangle$ [(2), § III, A, 4]. Les états $|\alpha\rangle$ correspondent à la levée de dégénérescence introduite par le faisceau lumineux en champ nul et sont, dans le cas qui nous intéresse ici, les états propres de I_x . Posons

$$M_x = \sigma_{++} - \sigma_{--}, \quad M_y = \sigma_{+-} + \sigma_{-+}, \quad M_z = i(\sigma_{+-} - \sigma_{-+}), \quad \sigma_{++} + \sigma_{--} = N_0 = \text{Cte}$$

(les indices \pm sont relatifs aux états propres $|\pm 1/2\rangle$ de I_x). M_x, M_y, M_z sont, à un facteur multiplicatif près, les projections sur Ox, Oy, Oz de l'aimantation globale \vec{M} de la vapeur (fig. 1). Il n'y a aucune difficulté à expliciter l'équation (1) dans la représentation $|\alpha\rangle$. Il vient

$$(2) \quad \begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = \frac{2}{9T_p} (N_0 - M_x) - \omega_f M_y, \\ \frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{3T_p} - \frac{2}{3} \Delta E' M_z + \omega_f M_x, \\ \frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z}{3T_p} + \frac{2}{3} \Delta E' M_y. \end{cases}$$

Ces équations sont écrites en supposant les écarts Zeeman dans l'état excité ω_e petits devant la largeur naturelle, Γ , de cet état. Cette condition est largement réalisée dans le domaine de champ exploré ici. La solution stationnaire de (2) est

$$(3) \quad \begin{cases} \frac{M_x}{N_0} = \left(\frac{2}{T_p^2} + 8\Delta E'^2 \right) \left(\frac{2}{T_p^2} + 8\Delta E'^2 + 27\omega_f^2 \right)^{-1}, \\ \frac{M_y}{N_0} = \frac{6\omega_f}{T_p} \left(\frac{2}{T_p^2} + 8\Delta E'^2 + 27\omega_f^2 \right)^{-1}, \\ \frac{M_z}{N_0} = 12\Delta E'\omega_f \left(\frac{2}{T_p^2} + 8\Delta E'^2 + 27\omega_f^2 \right)^{-1}. \end{cases}$$

L'introduction de la relaxation thermique dans (2) ne présente aucune difficulté. Il suffit d'ajouter au second membre des équations, des termes d'amortissement analogues aux termes en $1/T_p$, T_p étant remplacé par le temps de relaxation thermique θ . Dans les équations (3), $1/T_p$ se trouve alors remplacé par des quantités du type $1/\tau = 1/T_p + \lambda/\theta$, λ étant un coefficient numérique.

Pour interpréter physiquement (3), nous commencerons par supposer $\Delta E' = 0$. M_z est alors nul et \vec{M} reste toujours dans le plan xOy . En champ nul ($\omega_f = 0$), \vec{M} est dirigé suivant Ox . Puis, au fur et à mesure que nous augmentons H_0 , \vec{M} tourne autour de H_0 . M_x décroît et tend vers zéro. M_y croît, passe par un maximum, puis décroît et tend vers zéro. En champ fort ($\omega_f \gg 1/\tau$), $\vec{M} = 0$. Tout ceci se comprend aisément : le faisceau

lumineux pompe les atomes dans la direction Ox . En champ nul, les dipôles magnétiques ainsi créés dans la direction Ox n'effectuent pas de précession de Larmor et l'effet de pompage est cumulatif. En champ fort ($\omega_f \gg 1/\tau$), les dipôles, pompés dans la direction Ox , effectuent plusieurs tours autour de Oz avant de subir un nouveau cycle de pompage ou d'être détruits par la relaxation thermique. A un instant donné, ils se répartissent donc de façon isotrope dans le plan xOy et leur résultante est nulle. En champ intermédiaire, la rotation n'est pas suffisante pour assurer une répartition isotrope. La résultante \vec{M} est affaiblie et n'est plus dirigée suivant Ox . Le phénomène que nous décrivons ici est donc l'analogue pour l'état fondamental de ce qu'est l'effet Hanle ⁽³⁾ pour l'état excité (dépolariation magnétique et rotation du plan de polarisation). ω_f joue le rôle de ω_c , $1/\tau = 1/T_p + \lambda/\theta$ celui de Γ .

Supposons maintenant $\Delta E' \neq 0$: il apparaît alors en plus une composante de \vec{M} suivant Oz . Ceci est dû au fait suivant : la non-nullité de $\Delta E'$ entraîne qu'en champ nul, les deux états propres $|\pm 1/2\rangle$ de I_x n'ont pas la même énergie. Le faisceau lumineux est donc équivalent à un « champ magnétique fictif » h dirigé suivant Ox . Les dipôles pompés suivant Ox effectuent la précession de Larmor non plus autour de H_0 , mais autour de la résultante de H_0 et h qui n'est plus portée par Oz ; d'où l'apparition d'une composante M_z .

Il est possible d'obtenir des signaux de détection optique proportionnels à M_x , M_y , M_z . Les photomultiplicateurs P_1 et P_2 disposés suivant l'axe Oy (fig. 1) permettent d'observer la lumière de fluorescence pola-

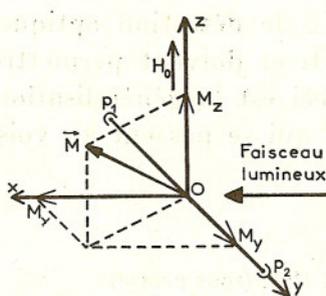


Fig. 1.

risée parallèlement à Ox , I_0 , ou circulaire droite ou gauche par rapport à Oy , I_+ ou I_- . Dans le cas du cadmium (étudié expérimentalement), M_x , M_y , M_z ont des comportements avec ω_f analogues aux grandeurs du système (3); I_0 est proportionnel à $M_x - N_0$, $I_+ - I_-$ à une combinaison linéaire de M_y et M_z . Lorsqu'on balaye lentement le champ H_0 autour de la valeur 0, les variations (fig. 2) de $I_+ - I_-$ et I_0 sont bien celles d'une courbe de dispersion et d'une courbe d'absorption, conformément aux prévisions théoriques ⁽³⁾. La largeur des courbes de la figure 2 est de l'ordre

de 35 mgauss, ce qui correspond bien à la largeur totale $1/\tau$ de l'état fondamental (due à la relaxation « optique » et thermique).

Les calculs précédents et les images physiques données pour interpréter les résultats obtenus se généralisent aisément au cas d'un *croisement de niveaux dans l'état fondamental*. Si le faisceau lumineux est toujours perpendiculaire à H_0 et si l'on désigne par a et b les deux niveaux d'énergie qui se croisent dans l'état fondamental, pour la valeur H_c de H_0 , on peut montrer

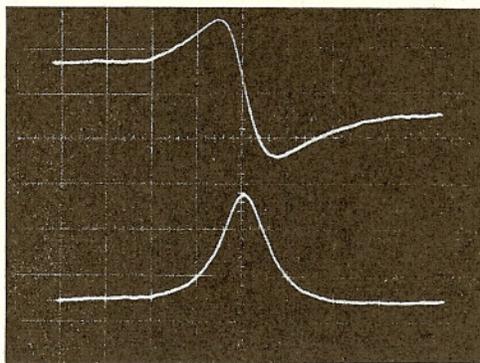


Fig. 2.

à partir de (1) que moyennant certaines conditions (excitation non « broad line » en polarisation « cohérente »), l'élément non diagonal σ_{ab} n'est différent de 0 que dans un domaine de largeur $1/\tau$ autour de la valeur H_c . H_0 étant grand, on se place dans ce cas en représentation $|\mu\rangle$ et l'on fait l'approximation séculaire. Cette approximation n'est cependant plus valable au voisinage du croisement de niveaux et c'est ce qui explique l'effet prévu. Les signaux de détection optique reflètent cette variation de σ_{ab} au voisinage de H_c et doivent permettre de détecter le point de croisement à $1/\tau$ près. Ceci est la généralisation à l'état fondamental de phénomènes bien connus qui se passent au voisinage d'un point de croisement dans l'état excité (4).

(*) Séance du 27 avril 1964.

(1) J.-C. LEHMANN, *J. Phys. Rad.* (sous presse).

(2) C. COHEN-TANNOUJJI, *Ann. Physique*, 7, 1962, p. 423 et 469.

(3) A. C. G. MITCHELL et M. W. ZEMANSKY, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press, London, 1934.

(4) F. D. COLEGROVE, P. A. FRANKEN, R. R. LEWIS et R. H. SANDS, *Phys. Rev. Lett.*, 3, 1959, p. 420.

(Laboratoire de Physique de l'É. N. S.,
24, rue Lhomond, Paris, 5^e.)