

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Mise en évidence d'une décroissance non exponentielle d'un niveau atomique.* Note (*) de M. **JACQUES DUPONT-ROC**, Mlle **NICOLE POLONSKY** et M. **CLAUDE COHEN-TANNOUDJI**, présentée par M. Alfred Kastler.

Par pompage optique en champ nul, deux sous-niveaux Zeeman d'un état fondamental acquièrent des durées de vie différentes. Si on les couple par un champ transverse, on montre théoriquement et expérimentalement qu'ils peuvent évoluer avec des lois du type polynôme $\times$ exponentielle.

Plusieurs auteurs se sont récemment intéressés au problème de la décroissance non exponentielle d'un état atomique excité ou d'une particule instable [(¹), (²)]. Une telle situation apparaît lorsque le propagateur de l'état excité possède un pôle multiple. A titre d'exemple rappelons les résultats de la théorie dans le cas très simple de deux états atomiques excités a et b , de même énergie $E_a = E_b$, de durées de vie différentes $\tau_a \neq \tau_b$, couplés par une perturbation V (²). Soit $P_a(t)$ la probabilité pour que, étant parti de a à $t = 0$, le système y soit encore à t . Deux processus sont en compétition : sous l'effet de V le système peut osciller entre a et b avec une fréquence V/h . L'émission spontanée le fait disparaître et de plus, si $\tau_a > \tau_b$, tend à aligner le vecteur d'état du système suivant l'état a avec une vitesse de l'ordre de $(1/\tau_b) - (1/\tau_a)$. On trouve pour $P_a(t)$ les résultats suivants :

1. $V/h > 1/4 |(1/\tau_a) - (1/\tau_b)|$; le premier processus l'emporte : $P_a(t)$ a le comportement d'une sinusoïde de fréquence voisine de V/h , amortie exponentiellement;
2. $V/h < 1/4 |(1/\tau_a) - (1/\tau_b)|$; le deuxième processus l'emporte : $P_a(t)$ est une somme d'exponentielles décroissantes;
3. $V/h = 1/4 |(1/\tau_a) - (1/\tau_b)|$; c'est le régime qui conduit à une décroissance non exponentielle puisqu'on trouve alors que $P_a(t)$ est le produit d'une exponentielle décroissante par un polynôme du deuxième degré en t .

Le régime 3 est donc un régime « critique » analogue à ceux qui apparaissent dans les systèmes mécaniques (galvanomètre à cadre mobile par exemple) lorsque les forces de frottement sont du même ordre de grandeur que les forces de rappel.

L'observation expérimentale de tels régimes de décroissance sur des états excités est en principe possible (par exemple aux points de croisement de structure fine des états $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ de l'atome d'hydrogène en présence d'un champ électrique). Mais la durée de vie extrêmement

courte des états excités rend cette étude difficile. Nous montrons par contre dans la présente Note que le pompage optique permet d'observer aisément ces mêmes phénomènes sur des états atomiques fondamentaux.

Dans l'expérience que nous avons réalisée, les deux états a et b sont les deux sous-niveaux Zeeman $+1/2$ et $-1/2$ de l'état fondamental 6^1S_0 de ^{199}Hg (Oz axe de quantification). L'excitation optique par le faisceau de pompage leur confère une durée de vie finie ⁽³⁾ (dite d'origine « optique »). Si le faisceau, polarisé en σ^+ par rapport à Oz, n'excite que la composante hyperfine $F=1/2$, seul l'état $b(-1/2)$ peut absorber la lumière et τ_a demeure infini, ce qui réalise $\tau_a \neq \tau_b$. Le couplage entre a et b est assuré par un champ magnétique statique H_1 perpendiculaire à Oz.

Dans le cas des états fondamentaux, les phénomènes sont légèrement compliqués par le retour des atomes à l'état fondamental après l'excitation optique et par la relaxation thermique. Il est cependant très simple de tenir compte de ces processus. On obtient ainsi pour la population σ_{--} de l'état $-1/2$, l'équation d'évolution suivante ⁽⁴⁾ :

$$(1) \quad \frac{d^2}{dt^2} \sigma_{--} + (\Gamma_1 + \Gamma_2) \frac{d}{dt} \sigma_{--} + (\omega_1^2 + \Gamma_1 \Gamma_2) \sigma_{--} = \frac{\omega_1^2}{2} + \frac{\Gamma_2 \Gamma'_t}{2},$$

où

$$\Gamma_1 = \Gamma'_t + \frac{2}{9} \Gamma' \quad \text{avec} \quad (\Gamma'_t)^{-1}, \quad \text{temps de relaxation thermique,}$$

$$\Gamma_2 = \Gamma'_t + \frac{\Gamma'}{3} \quad \text{»} \quad \left(\frac{2}{3} \Gamma' \right)^{-1}, \quad \text{durée de vie d'excitation optique, de l'état } -1/2$$

$$\omega_1 = \gamma H_1 \quad \text{»} \quad \gamma, \quad \text{rapport gyromagnétique.}$$

Si à $t=0$, $\sigma_{--}=1$, on trouve pour $\sigma_{--}(t)$:

a. $\omega_1 < (\Gamma_2 - \Gamma_1)/2$ (régime exponentiel) :

$$\sigma_{--}(t) = \sigma_\infty + e^{-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} t} \left[(1 - \sigma_\infty) \operatorname{ch} \alpha t + \left(\frac{\Gamma'_t}{2} + \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} - \sigma_\infty \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \right) \frac{\operatorname{sh} \alpha t}{\alpha} \right],$$

avec

$$\alpha = \left| \omega_1^2 - \left(\frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} \right)^2 \right|^{\frac{1}{2}}.$$

b. $\omega_1 > (\Gamma_2 - \Gamma_1)/2$ (régime oscillant) : Même expression pour $\sigma_{--}(t)$ en remplaçant ch par $\cos$ et sh par $\sin$.

c. $\omega_1 = (\Gamma_2 - \Gamma_1)/2$ (régime critique) :

$$\sigma_{--}(t) = \sigma_\infty + e^{-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} t} \left[(1 - \sigma_\infty) + \left(\frac{\Gamma'_t}{2} + \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2} - \sigma_\infty \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \right) t \right],$$

où

$$\sigma_\infty = \frac{1}{2} + (\Gamma_1 - \Gamma_2) \frac{\Gamma_2}{\omega_1^2 + \Gamma_1 \Gamma_2}.$$

On retrouve bien qu'un régime critique n'est observable que si $\Gamma_1 \neq \Gamma_2$, c'est-à-dire si les durées de vie d'excitation optique $\tau_b = [(2/3) \Gamma']^{-1}$ et $\tau_a = \infty$ sont différentes. Notons toutefois que le polynôme multipliant l'exponentielle est du premier degré et non du deuxième comme plus haut. Ceci est dû au processus de retombée.

L'expérience est conduite de la façon suivante ⁽⁵⁾ :

— On prépare d'abord les atomes dans l'état $-1/2$ en pompant en σ^+ en champ nul (ce qui concentre les atomes dans $+1/2$), puis en faisant un pulse π avec un champ magnétique transverse.

— On introduit ensuite brusquement un champ magnétique transverse et l'on observe l'évolution de σ^- en mesurant l'intensité de la lumière de fluorescence.

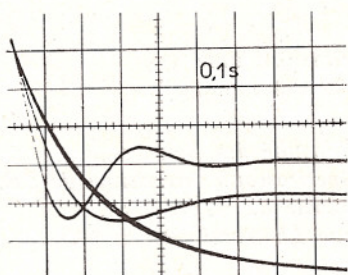


Fig. 1.

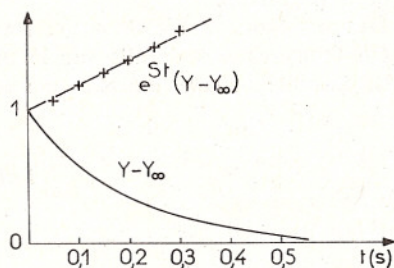


Fig. 2.

Fig. 1. — Évolution de la lumière de fluorescence pour diverses valeurs du champ magnétique.

Fig. 2. — Régime critique $\left[S = \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)}{2} \right]$, $Y = \sigma(t)$.

La figure 1 montre un réseau de courbes obtenues pour diverses valeurs de H_1 , c'est-à-dire du couplage V entre a et b . On retrouve bien qualitativement les différents types de décroissance discutés plus haut. Nous avons également déterminé expérimentalement Γ_1 et Γ_2 par une méthode indépendante, puis vérifié que le réseau de courbes obtenu était en accord quantitatif avec les prévisions théoriques. Nous avons en particulier vérifié que la courbe correspondant au régime critique est bien le produit d'une exponentielle par une fonction linéaire. C'est ce que montre la figure 2 représentant, en fonction de t , le produit par $e^{+(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2 t}$ de la courbe critique. On trouve bien une droite. La valeur de la pente trouvée est en bon accord avec celle déduite des mesures de Γ_1 et Γ_2 .

Soulignons pour terminer que les transitoires que nous venons de décrire sont très voisines des transitoires de résonances magnétiques étudiées par Cagnac et obtenues en champ non nul par application soudaine d'un champ résonnant de radiofréquence à une vapeur pompée optiquement ⁽⁶⁾.

Ceci n'est pas surprenant, car nos équations sont identiques à celles obtenues par Cagnac dans le référentiel tournant. Cagnac s'est cependant surtout intéressé au cas où $\omega_1 \gg \Gamma_1, \Gamma_2$ (donc *a fortiori* $\omega_1 \gg \Gamma_1 - \Gamma_2$) et n'a fait aucune étude du régime critique. Il utilisait ces transitoires pour mesurer H_1 et déterminer $\Gamma_1 + \Gamma_2$, afin d'en déduire Γ_2, Γ_1 ayant été obtenu par une autre méthode.

(*) Séance du 19 février 1968.

(¹) GOLDBERGER et WATSON, *Phys. Rev.*, 136 B, 1964, p. 1472; J. S. BELL et C. J. GOEBEL, *Ibid.*, 138 B, 1965, p. 1198; H. OSBORN, *Ibid.*, 145, 1966, p. 1272.

(²) L. MOWER, *Phys. Rev.*, 142, 1966, p. 799; K. E. LASSILA et V. RUNSKANEN, *Phys. Rev. Lett.*, 17, 1966, p. 490.

(³) C. COHEN-TANNOUDJI, *Thèse, Paris*, 1962 (*Ann. Phys.*, 7, 1962, p. 423 et 469); C. COHEN-TANNOUDJI, cours de l'École d'Été de Cargèse, Session 1967, (Gordon and Breach, à paraître).

(⁴) DUPONT-ROC, *Thèse 3^e cycle*, Paris, 1968.

(⁵) On trouvera des détails sur le montage expérimental dans (¹).

(⁶) B. CAGNAC, *Thèse*, Paris, 1960 (*Ann. Phys.*, 6, 1961, p. 467).

(Faculté des Sciences,
Laboratoire de Spectroscopie hertzienne de l'E. N. S.,
associé au C. N. R. S.,
24, rue Lhomond, Paris, 5^e.)