

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Élargissement et déplacement des raies de résonance magnétique causés par le pompage optique.* Note (*) de MM. JEAN-PIERRE BARRAT et CLAUDE COHEN-TANNOUDJI, présentée par M. Gustave Ribaud.

Il ressort d'équations d'évolution établies dans une précédente Note que le pompage optique peut être considéré comme un processus de relaxation dans l'état fondamental et qu'il peut provoquer des déplacements des raies de résonance magnétique.

Dans une précédente Note ⁽¹⁾ désignée dans la suite par I, un système d'équations (I, 6) a été établi, décrivant l'effet du cycle de pompage optique sur la matrice densité dans l'état fondamental. Un élément $\rho_{\mu\mu'}$ de cette matrice étant couplé uniquement aux autres éléments $\rho_{\mu''\mu'''}$ tels que $\mu'' - \mu''' = \mu - \mu'$, ces équations se divisent en groupes distincts correspondant aux différentes valeurs de $\mu - \mu'$. Une grande analogie existe donc entre ces équations et les équations de relaxation de Kubo, Tomita, Bloch, Ayant ⁽²⁾ décrivant l'évolution d'un ensemble de spins soumis à une interaction aléatoire avec un réseau dans les conditions du rétrécissement par le mouvement.

Écrit pour les populations ($\mu - \mu' = 0$), le système (I, 6) décrit la relaxation longitudinale causée par le pompage optique qui fait tendre les populations vers des valeurs différentes de celles de l'équilibre thermique. $A_{\mu\mu}/T_p$ s'interprète comme la probabilité par unité de temps d'absorber un photon pour un atome se trouvant dans le sous-niveau μ .

S'il existe seulement deux sous-niveaux dans l'état fondamental et par suite un seul couple $\mu\mu'$, les équations (I, 6), dont la forme est alors beaucoup plus simple, montrent que la cohérence entre μ et μ' évolue avec une constante de temps complexe.

La partie réelle de cette constante de temps est

$$-\frac{1}{2T_p} (A_{\mu\mu} + A_{\mu'\mu'}) + \frac{1}{T_p} \text{Re}(A_{\mu\mu'}^{\mu\mu'}).$$

Le premier terme représente la disparition de cohérence par absorption de photons; en d'autres termes, la contribution de la relaxation longitudinale à la relaxation transversale. L'élargissement qui en résulte de la raie de résonance magnétique a été observé expérimentalement. ⁽³⁾

On peut montrer que le deuxième terme est plus petit que le premier et de signe opposé. Il représente donc la fraction de cohérence qui s'est conservée au cours du cycle de pompage et qui est restituée à l'état fondamental lors de la retombée. Ce second terme a une loi de variation avec le champ magnétique analogue à celle de l'effet Hanle ⁽⁴⁾,

$$\frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\mu - \mu')^2 (\omega_0 - \omega_f)^2}.$$

L'effet de retombée cohérente est donc d'autant plus important que l'écart en fréquence des transitions Zeeman de même polarisation est petit devant la largeur naturelle du niveau excité.

La partie imaginaire de la constante de temps d'évolution de $\varphi_{\mu\mu'}$ est

$$-\Delta E'(A_{\mu\mu} - A_{\mu'\mu'}) + \frac{1}{T_p} \text{Im}(A_{\mu\mu'}^{\mu\mu'}).$$

Le premier terme décrit une variation de la distance en énergie des niveaux μ et μ' due à la différence de leurs self-énergies en présence du rayonnement excitateur. Cette self-énergie représente une partie de l'énergie des niveaux excités de l'atome qui est ramenée dans l'état fondamental par l'intermédiaire de transitions *virtuelles* induites par le faisceau excitateur. Notre formalisme, tenant compte uniquement du niveau de résonance, ne peut décrire l'effet des transitions virtuelles vers tous les autres niveaux excités. On peut cependant montrer que, par suite des règles de somme, l'effet de ces autres niveaux est de déplacer d'une même quantité l'ensemble des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. La différence des déplacements qui est la quantité intéressante, parce que seule accessible expérimentalement, est donc calculable au moyen de notre formalisme et des formules (I, 3) et (I, 4). L'observation expérimentale de cet effet qui est lié à la partie dispersive de l'indice de réfraction de la vapeur atomique est conditionné par l'obtention de sources lumineuses suffisamment intenses.

Fondamentalement différent du précédent, le second terme représente un déplacement de la transition $\mu\mu'$ dû à une transition *réelle* vers le niveau de résonance. Cet effet a une loi de variation avec le champ magnétique qui est

$$\frac{\Gamma(\mu - \mu')(\omega_0 - \omega_f)}{\Gamma^2 + (\mu - \mu')^2(\omega_0 - \omega_f)^2}.$$

Physiquement, il est dû à la fraction des atomes qui conservent leur « cohérence » au cours du cycle de pompage optique et ramènent, par suite dans l'effet Zeeman de l'état fondamental, une partie de l'effet Zeeman de l'état excité.

Le cas de plus de deux sous-niveaux se traite de la même manière. Le coefficient de $\varphi_{\mu\mu'}$ est identique au précédent; apparaissent de nouveaux termes décrivant le transfert de cohérence d'un couple $\mu''\mu'''$, tel que $\mu'' - \mu''' = \mu - \mu'$, au couple $\mu\mu'$ après passage dans l'état excité.

Nous reprenons cette étude de façon plus détaillée dans un article à paraître au *Journal de Physique* où nous donnons également la valeur des signaux de détection optique (absorption et fluorescence) exprimés à partir des éléments de la matrice densité dans l'état fondamental.

(*) Séance du 19 décembre 1960.

(1) J.-P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 251, 1960, p. 93.

(2) A. ABRAGAM, *Principles of nuclear magnetism*, Oxford Press, chap. 8 (sous presse).

(3) B. CAGNAC, *J. Phys. Rad.*, 19, 1958, p. 863.

(4) MITCHELL et ZEMANSKY, *Resonance radiation and excited atoms*, chap. 5.

Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*,
t. 252, p. 255-256, séance du 9 janvier 1961.

GAUTHIER-VILLARS,
55, Quai des Grands-Augustins, Paris (6^e),
Éditeur-Imprimeur-Libraire.

158923

Imprimé en France.