

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Interaction d'atomes alcalins dans leur état fondamental avec un champ de radiofréquence tournant non résonnant.*

Note (*) de M^{lle} MARYVONNE LE DOURNEUF, MM. CLAUDE COHEN-TANNOUJJI, JACQUES DUPONT-ROC et SERGE HAROCHE, présentée par M. Alfred Kastler.

En champ statique nul, l'effet d'un champ RF tournant sur les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental d'un alcalin est décrit par deux champs statiques fictifs opposés. Le spectre hyperfin et la relaxation d'échange transversale en présence de ces champs fictifs sont radicalement différents de ceux qu'on observe dans un vrai champ statique.

Dans une Note précédente ⁽¹⁾, nous avons montré que l'effet d'un champ RF tournant (d'amplitude H_1 , de pulsation ω) sur un niveau atomique de rapport gyromagnétique γ est équivalent à celui d'un champ magnétique statique « fictif » porté par la normale au plan du champ tournant et de valeur algébrique :

$$(1) \quad H_f = \frac{\gamma H_1^2}{2\omega}$$

Cette équivalence n'est valable que dans un champ statique H_0 suffisamment faible ($\omega_0 = -\gamma H_0 \ll \omega$) pour que l'on soit très loin de la condition de résonance ordinaire ($\omega_0 = \omega$). L'amplitude et le signe de H_f dépendent de γ , de sorte que les différents niveaux d'un même atome plongé dans un champ tournant peuvent être soumis à des champs fictifs inégaux. Nous montrons dans cette Note que cette propriété intéressante peut conduire à des effets différents de ceux qu'on observe lorsque l'atome est couplé à un vrai champ statique. Nous avons choisi d'étudier le niveau fondamental $^2S_{1/2}$ d'un atome alcalin (spin nucléaire I) qui est constitué de deux niveaux hyperfins $F = I + 1/2$ et $F' = I - 1/2$ séparés en champ nul par l'énergie de structure hyperfine ΔW . Si l'on néglige le moment magnétique nucléaire, les rapports gyromagnétiques des deux niveaux ont la même valeur absolue, mais des signes opposés :

$$(2) \quad \gamma_F = -\gamma_{F'}$$

Il s'ensuit que l'ordre de succession des différents sous-niveaux Zeeman dans un champ magnétique H_0 est inversé pour les deux niveaux hyperfins (voir *fig. 1 a* correspondant au cas $I = 3/2$ du ^{87}Rb). En présence d'un champ tournant, il résulte, au contraire, des formules (1) et (2) que les champs fictifs H_f et $H_{f'}$ agissent dans les deux niveaux hyperfins sont égaux en valeur absolue et de directions opposées, si bien que l'ordre de succession des sous-niveaux Zeeman devient le même dans les deux niveaux hyperfins (*fig. 1 b*) : au lieu d'observer, en polarisation π , trois transitions hyperfines ($\Delta m_F = 0$) séparées, comme c'est le cas pour un champ H_0 réel

(flèches sur la figure 1 a), on observe en présence du champ RF tournant trois transitions confondues à la fréquence $\Omega_0/2\pi = \Delta W/h$ (fig. 1 b).

Nous avons expérimentalement vérifié cet effet en étudiant le spectre des transitions hyperfines ⁽²⁾ d'atomes de ⁸⁷Rb. La différence de popu-

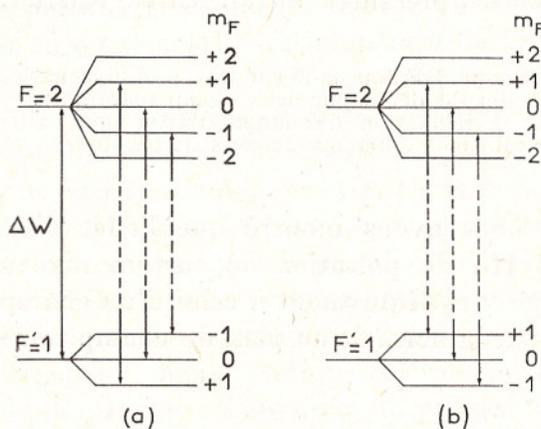


Fig. 1

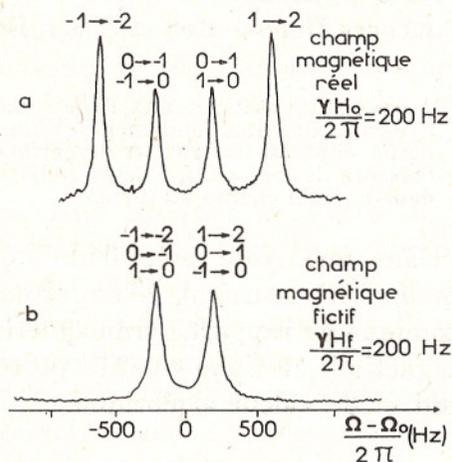


Fig. 3

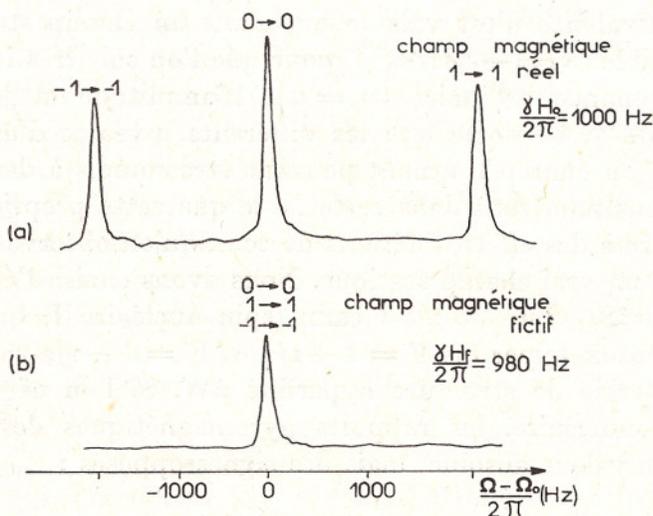


Fig. 2

lations entre les niveaux $F=2$ et $F'=1$ est réalisée par pompage optique hyperfin. La modification des populations hyperfines lorsqu'on passe à résonance est détectée par les variations de la lumière transmise sur le faisceau pompant. Les transitions sont induites à la fréquence hyperfine 6 834,68... MHz par un champ hyperfréquence $\vec{h}_1 \cos \Omega t$ de fréquence balayable, rayonné par un cornet et produit par une chaîne multipliatrice à partir d'un oscillateur à quartz d'une fréquence de 5 MHz. Dans une première expérience, on détecte le spectre hyperfin en présence d'un

champ statique \vec{H}_0 pour une hyperfréquence en polarisation π (\vec{h}_1 parallèle à \vec{H}_0). On observe trois raies équidistantes dont l'écart est égal à $2\omega_0/2\pi = 2000$ Hz (fig. 2 a). Puis on remplace le champ H_0 par un champ RF tournant ($\omega/2\pi = 1512$ Hz) auquel sont associés deux champs

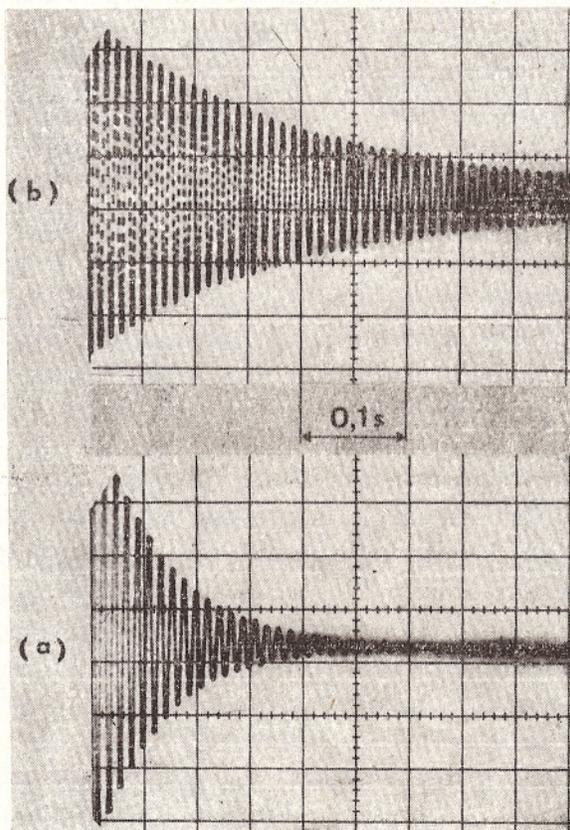


Fig. 4

fictifs $\vec{H}_f = -\vec{H}'_f$ de même amplitude et de même direction que \vec{H}_0 . On constate alors que les trois raies de résonance de la figure 2 a sont remplacés par une seule raie (fig. 2 b). De même, on a comparé sur la figure 3 les spectres observés en présence d'un vrai champ et de champs fictifs pour une polarisation σ (\vec{h}_1 perpendiculaire à \vec{H}_0 ou à \vec{H}_f et \vec{H}'_f) : alors qu'on observe quatre raies équidistantes ($\Delta m_f = \pm 1$) dans le premier cas (fig. 3 a), on n'en observe plus que deux dans le second (fig. 3 b). De façon générale, les spectres hyperfins d'un alcalin en présence d'un champ RF tournant sont très analogues au spectre Zeeman de l'atome d'hydrogène (une raie en polarisation π , deux raies en polarisation σ) et beaucoup plus simples que ceux observés en présence d'un vrai champ H_0 .

L'égalisation (en grandeur et en signe) des fréquences de Larmor dans les deux niveaux hyperfins en présence des champs fictifs H_f et H'_f associés

à un champ RF tournant a également une conséquence importante sur le temps de relaxation du moment transversal des atomes alcalins. On sait en effet que les collisions d'échange de spin (principales responsables de la relaxation transversale des atomes de ^{87}Rb dans une cellule enduite de paraffine si la tension de vapeur est suffisamment élevée) produisent un transfert important de moment cinétique d'un niveau hyperfin à l'autre (3). Pour un vrai champ H_0 , les fréquences de Larmor du moment transversal étant opposées dans les deux niveaux, la phase de la précession est perdue au cours des transferts successifs alors qu'elle se conserve au contraire si l'atome interagit avec les champs fictifs pour lesquels les fréquences de Larmor sont égales en grandeur et en signe dans les deux niveaux. On conçoit donc que le temps de relaxation transversal soit beaucoup plus long dans le second cas que dans le premier. Cet effet a été observé expérimentalement sur ^{87}Rb : une orientation initiale est créée par pompage optique à l'aide d'un faisceau résonnant polarisé circulairement et se propageant parallèlement au champ statique (réel ou fictif). A l'instant $t = 0$ on interrompt le pompage et on applique un pulse $\pi/2$ de RF de façon à créer une orientation transversale. Un deuxième faisceau de lumière non résonnant, perpendiculaire au premier et issu d'une lampe à ^{85}Rb permet de détecter par effet Faraday transversal (4) la précession amortie du moment transversal après $t = 0$. On voit sur la figure 4 a le signal détecté sur l'oscilloscope dans le cas d'un champ H_0 réel et sur la figure 4 b le signal correspondant à des champs fictifs de même amplitude : on constate un net allongement du temps de relaxation.

Tous les effets décrits dans cette Note font l'objet d'une étude théorique et expérimentale détaillée dans la référence (5). On peut les rapprocher de ceux qu'on a observés dans des expériences analogues [(6), (7) sur des atomes alcalins en présence d'un champ RF polarisé linéairement

(*) Séance du 29 mars 1971.

(1) M. LE DOURNEUF, C. COHEN-TANNOUJJI, J. DUPONT-ROC et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 272, série B, 1971, p. 1048.

(2) P. L. BENDER, E. C. BEATY et A. R. CHI, *Phys. Rev. Letters*, 1, 1958, p. 311.

(3) F. GROSSETÊTE, *J. Phys.*, 25, 1964, p. 383.

(4) A. GOZZINI, *Comptes rendus*, 255, 1962, p. 1905; J. MANUEL et C. COHEN-TANNOUJJI, *Comptes rendus*, 257, 1963, p. 413; W. HAPPER et B. S. MATHUR, *Phys. Rev. Letters*, 1, 1967, p. 577.

(5) M. LE DOURNEUF, *Thèse de 3^e cycle*, Paris, 1971 (à paraître).

(6) S. HAROCHE, C. COHEN-TANNOUJJI, C. AUDOIN et J. P. SCHERMANN, *Phys. Rev. Letters*, 24, 1970, p. 861.

(7) S. HAROCHE et C. COHEN-TANNOUJJI, *Phys. Rev. Letters*, 24, 1970, p. 974.

(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.)

à un champ RF tournant a également une conséquence importante sur le temps de relaxation du moment transversal des atomes alcalins. On sait en effet que les collisions d'échange de spin (principales responsables de la relaxation transversale des atomes de ^{87}Rb dans une cellule enduite de paraffine si la tension de vapeur est suffisamment élevée) produisent un transfert important de moment cinétique d'un niveau hyperfin à l'autre ⁽³⁾. Pour un vrai champ H_0 , les fréquences de Larmor du moment transversal étant opposées dans les deux niveaux, la phase de la précession est perdue au cours des transferts successifs alors qu'elle se conserve au contraire si l'atome interagit avec les champs fictifs pour lesquels les fréquences de Larmor sont égales en grandeur et en signe dans les deux niveaux. On conçoit donc que le temps de relaxation transversal soit beaucoup plus long dans le second cas que dans le premier. Cet effet a été observé expérimentalement sur ^{87}Rb : une orientation initiale est créée par pompage optique à l'aide d'un faisceau résonnant polarisé circulairement et se propageant parallèlement au champ statique (réel ou fictif). A l'instant $t = 0$ on interrompt le pompage et on applique un pulse $\pi/2$ de RF de façon à créer une orientation transversale. Un deuxième faisceau de lumière non résonnante, perpendiculaire au premier et issu d'une lampe à ^{85}Rb permet de détecter par effet Faraday transversal ⁽⁴⁾ la précession amortie du moment transversal après $t = 0$. On voit sur la figure 4 a le signal détecté sur l'oscilloscope dans le cas d'un champ H_0 réel et sur la figure 4 b le signal correspondant à des champs fictifs de même amplitude : on constate un net allongement du temps de relaxation.

Tous les effets décrits dans cette Note font l'objet d'une étude théorique et expérimentale détaillée dans la référence ⁽⁵⁾. On peut les rapprocher de ceux qu'on a observés dans des expériences analogues [⁽⁶⁾, ⁽⁷⁾] sur des atomes alcalins en présence d'un champ RF polarisé linéairement.

(*) Séance du 29 mars 1971.

(1) M. LE DOURNEUF, C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC et S. HAROCHE, *Comptes rendus*, 272, série B, 1971, p. 1048.

(2) P. L. BENDER, E. C. BEATY et A. R. CHI, *Phys. Rev. Letters*, 1, 1958, p. 311.

(3) F. GROSSETÊTE, *J. Phys.*, 25, 1964, p. 383.

(4) A. GOZZINI, *Comptes rendus*, 255, 1962, p. 1905; J. MANUEL et C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 257, 1963, p. 413; W. HAPPER et B. S. MATHUR, *Phys. Rev. Letters*, 18, 1967, p. 577.

(5) M. LE DOURNEUF, *Thèse de 3^e cycle*, Paris, 1971 (à paraître).

(6) S. HAROCHE, C. COHEN-TANNOUDJI, C. AUDOIN et J. P. SCHERMANN, *Phys. Rev. Letters*, 24, 1970, p. 861.

(7) S. HAROCHE et C. COHEN-TANNOUDJI, *Phys. Rev. Letters*, 24, 1970, p. 974.

(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.)