SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *La conservation de la phase lors de la collision d'un atome de sodium orienté et d'un atome d'hélium.* Note (*) de MM. **Claude Cohen-Tannoudji**, **Jean Brossel** et **Alfred Kastler**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'addition d'un gaz étranger augmente non seulement l'intensité, mais accroît également la finesse des raies de résonance magnétiques des atomes orientés optiquement.

Le processus de « pompage optique » permet d'orienter les atomes de la vapeur saturante de sodium (1). Il a été constaté que l'addition d'hydrogène (2), à des pressions de l'ordre de 0,3 mm Hg, augmente dans des proportions considérables le taux d'orientation obtenu. Nous avons réalisé des expériences analogues en présence de deutérium, d'hélium et d'argon. L'effet observé est d'autant plus grand que la masse moléculaire du gaz diluant est plus lourde. Des résultats analogues ont été obtenus par P. Bender (3).

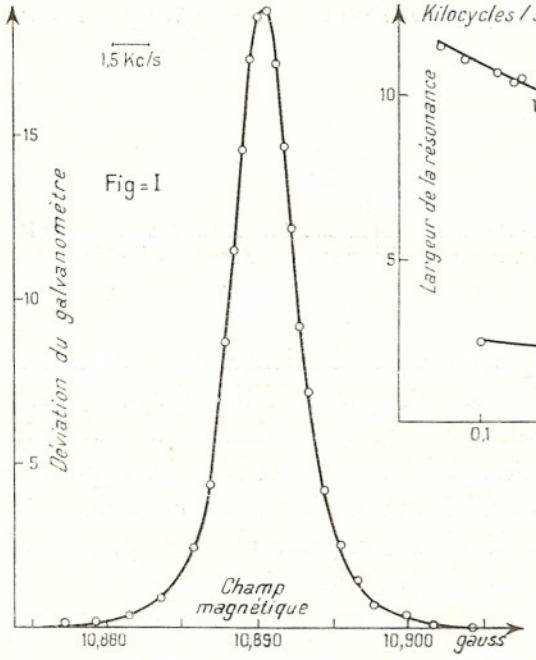
Nous repérons le degré d'orientation obtenu en mesurant l'intensité de la raie de résonance magnétique correspondant à la transition entre deux des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental $F = 2$: $m_F = -2 \rightarrow m'_F = -1$. Nous prenons une intensité du champ de radiofréquence suffisante pour saturer la raie, c'est-à-dire pour égaliser les populations des deux sous-niveaux Zeeman en question. Au cours de nos mesures, nous avons été amenés à tracer des raies de résonance pour des niveaux de radiofréquence très faibles, (pour lesquels la raie n'est pas saturée) et nous avons été frappés de l'*extrême finesse des raies obtenues*. La figure 1 montre une résonance obtenues à 7 Mc/s quand on opère à une pression d'hélium de 0,25 mm Hg. Sa largeur est de l'ordre de 3 kc/s.

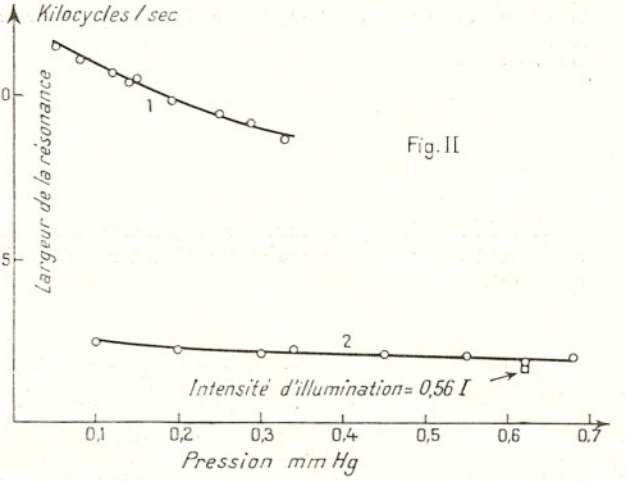
Cette largeur est déterminée par plusieurs facteurs :

a. Inhomogénéité résiduelle du champ magnétique H_0 *dans le volume occupé par les atomes dont on observe la résonance.* — Pour une pression de He nulle, ce volume est celui de la cellule entière (sphère de 12 cm de diamètre). Pour des pressions de He appréciables, les atomes de Na résonants sont « piégés » par le gaz diluant au voisinage immédiat de la zone d'observation. Le volume précédent est appréciablement réduit et l'on doit s'attendre à trouver une inhomogénéité plus faible, donc des raies plus fines, lorsque la pression d'hélium croît. Ceci correspond aux observations (*fig.* 2).

La courbe 1 correspond à un champ assez inhomogène, la courbe 2 à un

champ rendu très homogène : on voit que l'effet d'affinement en fonction de la pression est d'autant plus grand que le champ H_0 est plus inhomogène. Dans les meilleures conditions réalisées, l'inhomogénéité calculée du champ H_0 est encore de l'ordre de 1 kc/s. Nous pensons que cette inhomogénéité résiduelle est responsable de la plus grande partie de la largeur observée.





Résonance $m_F = -2 \rightarrow m'_F = -1$

b. Élargissement par le champ de radiofréquence γH_1 *qui induit la transition.* — Les largeurs précédentes (*fig.* 2) ont été obtenues par mesure des largeurs pour diverses valeurs de γH_1 et en extrapolant pour γH_1 nul.

c. Largeur naturelle $\Delta\nu$. — Elle est déterminée par la relation de Heisenberg :

$$\Delta\nu \, \Delta t = \frac{1}{2\pi},$$

Δt représente le temps nécessaire à la mesure. C'est aussi la durée de cohérence pendant laquelle la fonction d'onde de l'atome n'est pas perturbée. En absence de gaz étranger cette durée est représentée par le temps de transit d'un atome entre deux chocs successifs contre les parois. Si l'on admet que les chocs Na-He ne perturbent pas la phase, l'addition de gaz étranger, en réduisant progressivement la vitesse de diffusion, doit accroître la durée de cohérence et cette dernière sera finalement déterminée par l'intervalle de temps entre deux excitations optiques successives de l'atome. On peut calculer la durée de cohérence Δt à partir des largeurs observées (2 kc/s) en supposant que la totalité de cette largeur a pour origine le facteur (C). On trouve $\Delta t = 0{,}8 \cdot 10^{-4}$ s. A la

pression de 0,7 mmHg, le temps moyen entre deux collisions Na-He est de $1{,}3.10^{-7}$ s. Nous pouvons donc affirmer que l'atome Na dans l'état fondamental peut subir au moins 600 collisions contre des atomes d'hélium, non seulement sans perdre son orientation, mais encore sans que la phase relative des composantes de la fonction d'onde sur les états propres de F soit affectée. Les collisions changent la vitesse de l'atome de Na, elles sont sans action sur son moment magnétique.

Le nombre précédent nous semble être, en fait, une limite très inférieure à la réalité. Notons que nous observons (*fig.* 2) un affinement des raies quand on réduit l'intensité lumineuse orientatrice : le temps moyen entre les absorptions successives de deux photons par le même atome de Na est assez court pour fournir, en vertu de la relation de Heisenberg, une contribution observable à la largeur de raie.

On peut donc espérer obtenir des raies d'une extrême finesse par les méthodes précédentes.

Dehmelt, à la suite d'une étude des temps de relaxation d'atomes de Na orientés optiquement, arrive à des conclusions analogues aux nôtres (4).

Les expériences précédentes montrent qu'il y a avantage à observer les résonances magnétiques sur les atomes de Na orientés, en présence d'un gaz étranger à une pression de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre de Hg. On obtient à la fois une augmentation de l'orientation (donc de l'intensité de la raie) et un affinement (dû à l'allongement de l'intervalle de temps entre deux processus désorientateurs). Ces effets subsistent à coup sûr pour les transitions hyperfines $\Delta F = 1$, $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Dans ce dernier cas, la présence de gaz doit, en outre, réduire la largeur Doppler des raies (5). Il y a donc intérêt à reprendre les mesures de largeur des raies (6) par détection radio électrique en présence de gaz inertes à pression croissante.

(*) Séance du 11 février 1957.

(1) J. B. Barrat, J. Brossel et A. Kastler, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1196.

(2) J. Brossel, J. Margerie et A. Kastler, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 865.

(3) *Thèse*, Princeton University, 1956.

(4) H. G. Dehmelt, Communication privée.

(5) J. P. Wittke et R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 96, 1954, p. 530; J. P. Wittke, *Thèse*, Princeton University, 1954.

(6) A. Robert, Y. Beers et A. G. Hill, *Phys. Rev.*, 70, 1946, p. 112 et *M. I. T. Technical Report*, n° 120, 1949; K. Shimoda et T. Nishikawa, *J. Phys. Soc. Japan*, 6, 1951, p. 512.

(Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. 244, p. 1027-1029, séance du 18 février 1957.)

GAUTHIER-VILLARS,
ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
151403-57 Paris. — Quai des Grands-Augustins, 55.