



HAL
open science

Mesure du rapport entre les moments magnétiques du niveau $2\ 3s1$ de 4He et du niveau fondamental de $3\ \text{He}$

M. Leduc, F. Laloë, J. Brossel

► **To cite this version:**

M. Leduc, F. Laloë, J. Brossel. Mesure du rapport entre les moments magnétiques du niveau $2\ 3s1$ de 4He et du niveau fondamental de $3\ \text{He}$. *Journal de Physique*, 1972, 33 (1), pp.49-58. 10.1051/jphys:0197200330104900 . jpa-00207226

HAL Id: jpa-00207226

<https://hal.science/jpa-00207226>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts :
 13.23

MESURE DU RAPPORT ENTRE LES MOMENTS MAGNÉTIQUES DU NIVEAU $2\ ^3S_1$ DE ^4He ET DU NIVEAU FONDAMENTAL DE ^3He

M. LEDUC, F. LALOË et J. BROSEL

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E. N. S., 24 Rue Lhomond, Paris 5^e

(Reçu le 21 juillet 1971)

Résumé. — On décrit dans cet article une expérience de pompage optique d'un mélange gazeux des deux isotopes ^3He et ^4He , dans lequel une décharge faible est entretenue. Ceci permet d'orienter simultanément le niveau métastable $2\ ^3S_1$ de ^4He et le niveau fondamental $1\ ^1S_0$ de ^3He , et de mesurer leurs fréquences de résonance respectives ν_J et ν_I dans un même champ magnétique. Après un grand nombre de vérifications destinées à éliminer les erreurs systématiques, cette expérience nous a permis de mesurer avec une grande précision le rapport des fréquences :

$$\frac{\nu_J(^4\text{He}, 2\ ^3S_1)}{\nu_I(^3\text{He}, 1\ ^1S_0)} = 864,023\ 92 \pm 6 \times 10^{-5}.$$

On peut utiliser ce résultat, combiné avec un certain nombre de mesures antérieures, pour obtenir une nouvelle détermination du rapport des facteurs de Landé électroniques :

$$\frac{g_J(^4\text{He}, 2\ ^3S_1)}{g_J(H, 1\ ^2S_{1/2})} = 1 - (21,6 \pm 0,5) \times 10^{-6}.$$

Cette dernière valeur est en léger désaccord avec celle d'une mesure directe (mais moins précise) ainsi qu'avec une valeur théorique obtenues précédemment par d'autres auteurs.

Abstract. — In this paper, we describe an optical pumping experiment performed on a gaseous mixture of the two ^3He and ^4He isotopes, to which a weak discharge was applied. In this way we simultaneously oriented the $2\ ^3S_1$ metastable state of ^4He and the $1\ ^1S_0$ ground state of ^3He and we measured their resonance frequencies ν_J and ν_I in the same magnetic field. We performed a great number of verifications, in order to eliminate systematic errors and thus obtained with precision the ratio of the frequencies :

$$\frac{\nu_J(^4\text{He}, 2\ ^3S_1)}{\nu_I(^3\text{He}, 1\ ^1S_0)} = 864.023\ 92 \pm 6 \times 10^{-5}.$$

One can combine this result with several other measurements to obtain a new determination of the electronic Landé g-factor ratio :

$$\frac{g_J(^4\text{He}, 2\ ^3S_1)}{g_J(H, 1\ ^2S_{1/2})} = 1 - (21.6 \pm 0.5) \times 10^{-6}.$$

This value slightly disagrees with a direct (but less precise) measurement and also with a theoretical value previously derived by other authors.

Introduction. — En Physique Atomique, l'étude des atomes et des ions hydrogénoïdes (H, He^+ , muonium, positronium, etc...) présente un grand intérêt. Ils constituent des systèmes quantiques très simples, pour lesquels on peut obtenir par le calcul des résultats théoriques d'une très grande précision. Aussi les résultats expérimentaux sur ces atomes fournissent un test extrêmement sensible de la validité des théories employées. On sait par exemple que l'excellent accord entre les prévisions des calculs et les résultats de mesures de haute précision (comme celle du « Lamb-shift » de l'hydrogène) a fourni une confirmation remarquable de l'électrodynamique quantique [1].

Les atomes et les ions à deux électrons (He , Li^+ ,

etc...) sont des systèmes quantiques un peu moins simples. Cependant ils se prêtent encore à des calculs très précis dont il est également intéressant de comparer les prévisions aux résultats expérimentaux : ceci permet en particulier de vérifier la validité de l'équation de Breit [2], en confirmant l'existence de certains effets qui en découlent, notamment diverses corrections relativistes au moment magnétique d'un atome à deux électrons.

Dans le cas de l'hélium, une telle étude ne peut pas porter sur le niveau fondamental, qui ne possède aucun moment cinétique électronique. Par contre le niveau métastable $2\ ^3S_1$ semble très approprié, car il présente un magnétisme dû au spin des deux électrons. Aussi

Perl et Hughes ont-ils calculé, à partir de l'équation de Breit, le facteur de Landé de l'hélium dans cet état métastable [3] ; ces auteurs tiennent compte de deux corrections (l'une de type Breit-Margenau [4], l'autre qui correspond à un effet de blindage diamagnétique [5]), qui s'ajoutent aux corrections radiatives responsables, pour chaque électron, de son moment magnétique « anormal ».

De plus Drake, Hughes et coll. ont vérifié expérimentalement ces résultats. En utilisant la méthode des jets atomiques, ils ont mesuré avec une précision de l'ordre de 10^{-6} [6] le rapport $g_I(^4\text{He}, 2^3\text{S}_1)/g_I(\text{H}, 1^2\text{S}_{1/2})$ entre les facteurs de Landé du niveau métastable triplet de l'hélium et du niveau fondamental de l'hydrogène, confirmant aussi le résultat antérieur moins précis de Hughes et coll. [7].

Etant donné l'intérêt que présente, pour sa comparaison avec la théorie, la connaissance du moment magnétique du niveau métastable 2^3S_1 de l'hélium, il nous a paru utile d'en effectuer une nouvelle mesure, indépendante des précédentes. Dans l'expérience décrite ici, la quantité déterminée de façon directe est le rapport $\mu_I(^4\text{He}, 2^3\text{S}_1)/\mu_I(^3\text{He}, 1^1\text{S}_0)$ entre le moment magnétique électronique du niveau métastable triplet de ^4He et le moment nucléaire $(^1)$ de l'atome ^3He dans l'état fondamental (le rapport entre ce dernier et le moment magnétique du proton dans l'hydrogène étant déjà connu avec une grande précision [8], [9]). L'orientation des différents niveaux est obtenue par pompage optique, appliqué à une cellule contenant un mélange gazeux des deux isotopes ^3He et ^4He , dans lequel on entretient une décharge faible. La précision obtenue pour cette mesure, de l'ordre de 10^{-7} , est supérieure à celle de la mesure de Drake, Hughes et coll. déjà citée [6]. Cependant la valeur trouvée présente un net désaccord (de l'ordre de 2×10^{-6}) avec les résultats antérieurs.

Dans une première partie, nous faisons une description générale de l'expérience : nous en donnons le principe, en expliquant les mécanismes de transfert d'orientation entre les divers niveaux atomiques dans la décharge ; ensuite nous détaillons le montage expérimental. Dans une seconde partie, nous présentons les résultats obtenus et discutons les sources d'erreur possibles. En particulier nous décrivons en détail les différentes vérifications que nous avons effectuées afin d'éliminer les erreurs systématiques. Nous terminons par une comparaison avec les résultats antérieurs ; enfin nous discutons les origines possibles du désaccord de notre expérience avec ceux-ci.

I. Principe et description de l'expérience. —

a) POMPAGE OPTIQUE DE L'HÉLIUM. COUPLAGE ENTRE LES ORIENTATIONS DES DIFFÉRENTS NIVEAUX. — α) Cas de ^3He pur. — Rappelons comment Colegrove, Schearer

et Walters ont les premiers obtenu par pompage optique l'orientation nucléaire de ^3He dans le niveau fondamental 1^1S_0 [10] : une décharge faible dans l'hélium gazeux sous une pression faible (de l'ordre de 0,1 à 2 torr) porte un certain nombre d'atomes dans le niveau métastable 2^3S_1 (la proportion des atomes dans l'état 2^3S_1 étant de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6}). Ces atomes métastables sont soumis au pompage optique à l'aide de la raie $\lambda = 10.830 \text{ \AA}$ polarisée circulairement (transition $2^3\text{S} \leftrightarrow 2^3\text{P}$). Sous l'effet des collisions d'échange de métastabilité, les orientations des niveaux métastable 2^3S_1 et fondamental 1^1S_0 sont fortement couplées : il en résulte une orientation nucléaire de ^3He , que l'on peut détecter par exemple en mesurant l'absorption de la raie $\lambda = 10.830 \text{ \AA}$ par la vapeur.

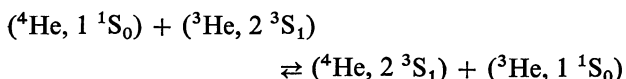
Ce n'est toutefois pas la seule méthode pour détecter cette orientation nucléaire. On peut également utiliser le fait qu'elle est transférée à divers niveaux de ^3He lors du processus d'excitation des atomes par la décharge : sous l'effet du couplage hyperfin dans ces niveaux, cette orientation nucléaire peut alors, dans certaines conditions, se transformer en orientation électronique de ces états excités, ce qui se traduit par une polarisation circulaire des raies lumineuses émises par les atomes [11]. La mesure de cette polarisation optique, par exemple pour les raies $\lambda = 5.876 \text{ \AA}$ (transition $3^3\text{D} \rightarrow 2^3\text{P}$), ou 6.678 \AA (transition $3^1\text{D}-2^1\text{P}$) fournit un procédé commode et très sensible de détection de l'orientation nucléaire de ^3He dans l'état fondamental [12]. Comme nous avons vu que cette orientation est fortement couplée à celle du niveau métastable 2^3S_1 , il est clair que le même procédé est applicable pour détecter la résonance magnétique de l'un des deux sous-niveaux hyperfins de cet atome métastable [13].

β) Cas d'un mélange $^3\text{He}-^4\text{He}$. — Considérons maintenant le cas où la cellule contient non plus du gaz ^3He pur mais un mélange de deux isotopes ^3He et ^4He . Les collisions d'échange de métastabilité peuvent alors aussi bien se produire entre deux atomes de ^3He , deux atomes de ^4He , ou deux atomes d'isotopes différents [14], [15] $(^2)$. En effet, au cours de ces différents types de collisions qui sont extrêmement rapides, seules les atmosphères électroniques sont modifiées ; les paramètres internes associés aux noyaux, c'est-à-dire les spins nucléaires pour ^3He , n'y jouent aucun rôle direct [17], [18] (alors que bien sûr, ils contribuent de manière importante à l'évolution de l'atome ^3He entre deux collisions). L'échange de métastabilité entre deux atomes ^4He n'est pas détectable dans une expérience de pompage optique (à la différence de l'échange entre deux atomes ^3He , déjà discuté au § α), car la conservation du moment cinétique de spin électronique entraîne que l'état angulaire du niveau 2^3S_1 de ^4He est le même après et avant la collision. Par contre l'échange de

(1) Bien sûr, du fait des corrections diamagnétiques, le moment mesuré n'est pas exactement le même que celui d'un noyau ^3He isolé.

(2) A température ordinaire, la différence d'énergie entre les niveaux métastables 2^3S_1 de ^4He et de ^3He est faible devant kT [16].

métastabilité entre isotopes différents, qui peut s'écrire :



intervient de manière importante : il assure un couplage entre l'orientation des niveaux 2^3S_1 de ^4He et 2^3S_1 de ^3He (ainsi d'ailleurs qu'entre celle des niveaux métastable 2^3S_1 et fondamental 1^1S_0 de ^3He).

L'effet global des collisions d'échange de métastabilité dans un mélange des deux isotopes est donc un couplage entre les orientations des trois niveaux ($^3\text{He}, 1^1S_0$), ($^3\text{He}, 2^3S_1$) et ($^4\text{He}, 2^3S_1$). Or nous avons vu plus haut que l'orientation du spin nucléaire de ^3He est partiellement transférée à divers états excités de ^3He . C'est pourquoi, si l'on mesure la polarisation de la raie $\lambda = 5.876 \text{ \AA}$ (ou $\lambda = 6.678 \text{ \AA}$) émise par les atomes ^3He , on peut détecter de cette manière la résonance magnétique des 3 niveaux ($^3\text{He}, 1^1S_0$), ($^3\text{He}, 2^3S_1$) et ($^4\text{He}, 2^3S_1$)⁽³⁾.

Signalons enfin l'existence d'un autre processus qui, sans faire intervenir les atomes de ^3He , permet d'utiliser la méthode que nous venons de décrire pour détecter la résonance du niveau 2^3S_1 de ^4He . Nous avons en effet constaté que, même si la cellule contient uniquement ^4He pur, plusieurs des raies émises par la décharge sont polarisées circulairement⁽⁴⁾ lorsqu'on oriente optiquement le niveau 2^3S_1 de ^4He ; le plus fort taux de polarisation (de l'ordre de 10^{-3}) est obtenu pour la raie $\lambda = 5.876 \text{ \AA}$ (transition 3^3D-2^3P).

On peut expliquer ce résultat en supposant que, au cours du processus d'excitation d'un atome par la décharge à partir du niveau métastable 2^3S_1 , une partie de l'orientation du spin électronique S de l'atome est conservée et se transforme, sous l'effet du couplage de structure fine, en orientation du moment orbital L ⁽⁵⁾. Notons que les taux de polarisation lumineuse ainsi obtenus sont nettement plus faibles (par un facteur de l'ordre de 10) que pour les processus décrits au § α .

γ) *Origine des signaux dans notre expérience.* — Nous verrons plus loin que dans l'expérience décrite ici, la cellule contient un mélange de ^4He et de ^3He où la proportion de ^3He est très faible. Nous étudions la résonance dans les niveaux 2^3S_1 de ^4He et 1^1S_0 de ^3He , dont les orientations sont couplées. Nous obser-

vons les signaux de résonance correspondants sur la polarisation des raies émises par la décharge, c'est-à-dire principalement par des atomes de ^4He excités. C'est donc surtout le processus de transfert d'orientation décrit à la fin du paragraphe précédent qui intervient (si au contraire les proportions de ^3He et de ^4He étaient comparables, les processus de couplage des orientations par l'intermédiaire du spin nucléaire de ^3He seraient prépondérants).

b) **MONTAGE EXPÉRIMENTAL. SIGNAUX OBTENUS.** — L'expérience que nous avons réalisée est schématisée sur la figure 1. Dans une cellule sphérique contenant un

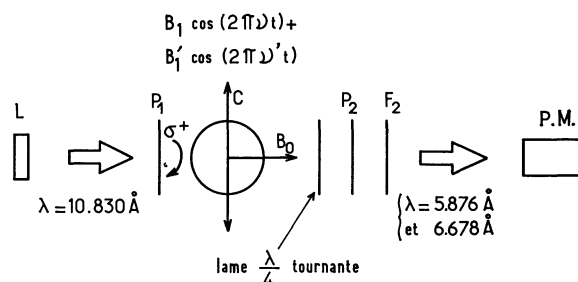


FIG. 1. — Schéma du montage expérimental.

mélange de ^3He et ^4He sous une pression totale de quelques dixièmes de torr, on entretient une faible décharge H. F. Le pompage optique s'effectue à l'aide d'une lampe L à ^4He , suivie d'un filtre infrarouge (Wratten 87 C) et d'un polariseur circulaire P_1 (Polaroid Corporation, type H. R.). Le champ magnétique statique B_0 , d'environ 150 G, est produit parallèlement à la direction de pompage.

Un premier champ magnétique $B_1 \cos(2\pi\nu t)$, oscillant à une fréquence ν de l'ordre de 450 MHz, est appliqué dans une direction perpendiculaire à B_0 à l'aide d'une ligne accordée constituée par 4 fils de Lecher (un tel système permet d'obtenir en son centre une bonne homogénéité pour B_1) : on produit ainsi la résonance du niveau 2^3S_1 de ^4He . Un autre dispositif de radiofréquence fournit un champ magnétique $B'_1 \cos(2\pi\nu' t)$ oscillant à une fréquence ν' de l'ordre de 0,5 MHz, qui correspond à la résonance nucléaire de ^3He . Les deux fréquences ν et ν' sont issues de deux synthétiseurs Schlumberger pilotés par le même quartz, dont la stabilité est de l'ordre de 10^{-9} . La détection optique s'effectue dans la direction de B_0 à l'aide d'une lame quart d'onde tournante, d'un polariseur fixe P_2 , d'un filtre coloré Wratten W 22 (qui isole les deux raies $\lambda = 5.876$ et $\lambda = 6.678 \text{ \AA}$) et d'un photomultiplicateur P. M. (EMI 9558 QB). Un dispositif électronique décrit antérieurement [12] permet de mesurer directement le taux de polarisation lumineuse.

La figure 2 montre l'aspect caractéristique des signaux que nous avons obtenus en opérant de façon suivante : le champ oscillant $B_1 \cos(2\pi\nu t)$ étant maintenu en permanence avec une fréquence ν constante, on fait lentement varier le champ magnétique statique B_0 autour de la valeur correspondant à la résonance du

(3) Dans une publication antérieure [13], nous avons déjà signalé l'apparition d'une résonance correspondant à un facteur de Landé $g \simeq 2$; nous pouvons maintenant l'attribuer au niveau 2^3S_1 de ^4He , cet isotope étant à l'état de traces dans le gaz de ^3He que nous avons utilisé.

(4) L'effet signalé ici doit être distingué d'un autre qui a été observé par Sevast'yanov et Zhitnikov [19], puis étudié par Schearer et coll. [20] : l'orientation du métastable 2^3S_1 de ^4He se traduit également par une variation de la densité électronique dans la décharge, et donc de l'intensité des raies émises par le gaz.

(5) Signalons que tout récemment, un phénomène analogue a été observé par O. Nedelec et A. Doleron dans le cas du Cadmium [21].

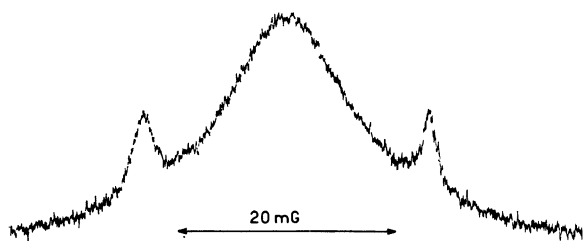


FIG. 2. — Cette figure représente un signal de résonance obtenu avec une cellule de 3,2 cm de diamètre contenant 0,4 torr de ^4He et 10 millitorr de ^3He . Le champ magnétique B_0 est balayé autour de 150 G. La résonance la plus large est celle du niveau $2\ ^3\text{S}_1$ de ^4He : elle est obtenue pour une fréquence fixe $\nu = 436$ MHz (champ B_1). Les deux résonances fines, correspondant au niveau fondamental de ^3He , sont enregistrées pour deux valeurs différentes de la fréquence $\nu' \simeq 0,5$ MHz (champ B'_1).

niveau métastable de ^4He ; le second champ oscillant $B'_1 \cos(2\pi\nu' t)$ est appliqué simultanément, de manière à obtenir la résonance du niveau fondamental de ^3He ; en fait, on trace une telle résonance, puis on change en cours de l'enregistrement la fréquence ν' : on obtient alors un second pic de résonance ; on détermine ainsi, par interpolation, le rapport des fréquences de résonance ν_J et ν_I des deux niveaux étudiés dans le même champ B_0 , c'est-à-dire, compte tenu des moments cinétiques des deux niveaux, la moitié du rapport $\mu_J(^4\text{He}, 2\ ^3\text{S}_1)/\mu_I(^3\text{He}, 1\ ^1\text{S}_0)$ des moments magnétiques électronique et nucléaire correspondants.

Pour l'enregistrement de la figure 2, la pression partielle de ^4He est de 0,4 torr, celle de ^3He de 0,010 torr. La raison du choix de ces pressions est la suivante : comme nous l'avons vu plus haut, l'échange de métastabilité, pour détruire l'orientation du niveau $2\ ^3\text{S}_1$ de ^4He , fait intervenir nécessairement des collisions entre les atomes ($^4\text{He}, 2\ ^3\text{S}_1$) et ($^3\text{He}, 1\ ^1\text{S}_0$) (et non entre 2 atomes de ^4He) ; nous avons effectivement constaté que la largeur des courbes de résonance du niveau $2\ ^3\text{S}_1$ de ^4He est proportionnelle à la pression partielle de ^3He (6) [15]. C'est pourquoi nous avons utilisé de faibles pressions partielles de ^3He , en réalisant un compromis entre deux exigences : élargir le moins possible la courbe de résonance de ^4He , et obtenir des pics de résonance encore visibles pour ^3He . Pour tous les enregistrements retenus pour la mesure, nous avons vérifié que les courbes de résonance obtenues pour ^4He sont parfaitement symétriques, en traçant pour chacune d'entre elles un certain nombre de « diamètres » dont les milieux sont alignés sur une droite sensiblement verticale, ce qui permet de déterminer le centre de chaque courbe de résonance avec précision.

II. Présentation et discussion des résultats. —

a) MESURE DU RAPPORT DES MOMENTS MAGNÉTIQUES ;

(6) Dans les conditions où nous nous sommes placés, la destruction de l'atome dans l'état métastable $2\ ^3\text{S}_1$ par collision contre les parois de la cellule apporte une contribution négligeable à l'élargissement de la courbe de résonance de ce niveau.

DISPERSION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Nous donnons sur la figure 3 l'histogramme des valeurs du rapport $\nu_J(^4\text{He}, 2\ ^3\text{S}_1)/\nu_I(^3\text{He}, 1\ ^1\text{S}_0)$ que nous avons trouvées en répétant 100 fois la mesure avec la même cellule. Celle-ci est une sphère de 3,2 cm de diamètre contenant 0,40 torr de ^4He et 10 millitorr de ^3He (c'est l'une de celles qui nous ont donné les résultats les plus précis). La dispersion statistique des 100 points expérimentaux est sensiblement gaussienne, comme on peut le voir sur la figure 3. Un ordre de grandeur de l'erreur

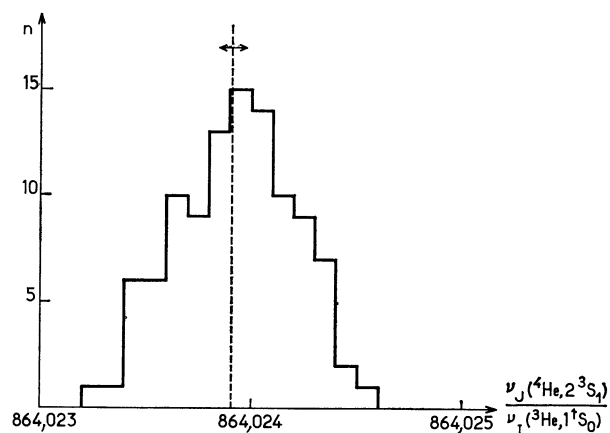


FIG. 3. — Sur cette figure est porté le nombre n de mesures effectuées en fonction de la valeur trouvée pour le rapport $\nu_J(^4\text{He}, 2\ ^3\text{S}_1)/\nu_I(^3\text{He}, 1\ ^1\text{S}_0)$. La cellule utilisée est une sphère de diamètre 3,2 cm qui contient 0,4 torr de ^4He et 10 millitorr de ^3He . L'erreur indiquée par une flèche correspond à deux fois l'écart standard de la distribution.

de mesure pour chaque point expérimental est donné par l'écart quadratique moyen Δ de cette distribution (qui correspond environ à 1 % de la largeur de la raie de résonance). Pour le résultat de l'ensemble des n mesures faites avec cette cellule, nous avons adopté comme barre d'erreur le double de l'écart standard Δ' correspondant ($\Delta' \simeq \Delta/\sqrt{n}$) : en l'absence d'erreur systématique, ceci donne au résultat annoncé un taux de confiance de l'ordre de 95 %.

Nous avons effectué un grand nombre d'autres mesures en changeant de cellule et en faisant varier successivement les divers paramètres de l'expérience ; pour chaque série de mesures, nous avons fait la moyenne d'une vingtaine de résultats au moins, et pris la convention précédente pour la barre d'erreur choisie. Le résultat final que nous donnons est :

$$\frac{\nu_J}{\nu_I} = \frac{1}{2} \frac{\mu_J(^4\text{He}, 2\ ^3\text{S}_1)}{\mu_I(^3\text{He}, 1\ ^1\text{S}_0)} = 864,023\ 92 \pm 6 \times 10^{-5}. \quad (1)$$

La précision relative est supérieure à 10^{-7} . Signalons dès maintenant que toutes les vérifications que nous avons effectuées et qui sont décrites au paragraphe suivant, nous ont donné des résultats compris dans les barres d'erreur de la valeur (1).

b) DISCUSSION DES ERREURS SYSTÉMATIQUES. — Nous avons effectué un grand nombre d'expériences complé-

mentaires de façon à éliminer le plus grand nombre possible de sources d'erreurs systématiques. Nous avons en particulier cherché à mettre en évidence un déplacement éventuel des fréquences de résonance sous l'influence des facteurs suivants :

— le faisceau lumineux de pompage, qui induit des transitions réelles et virtuelles entre les niveaux atomiques ;

— la décharge, qui peuple divers niveaux de l'hélium, entre lesquels il peut y avoir « circulation de cohérence » ;

— les inhomogénéités du champ magnétique statique, non « moyennées » par le niveau métastable de ^4He ;

— le champ magnétique statique dont la valeur élevée est susceptible de découpler partiellement les moments cinétiques orbitaux et de spin des niveaux étudiés.

L'ensemble des résultats de cette étude est rassemblé dans le tableau I et la figure 4.

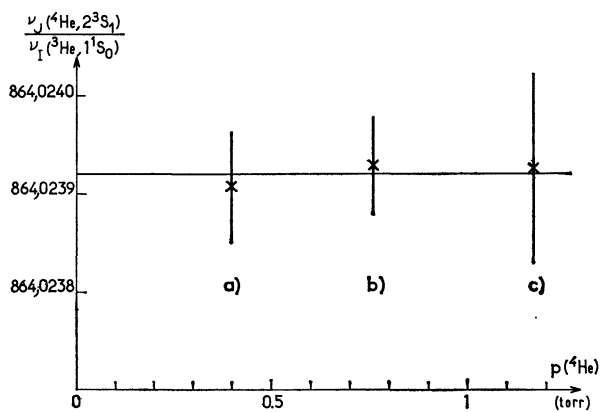


FIG. 4. — Ces trois mesures correspondent aux conditions expérimentales suivantes :

	Nombre de mesures	Diamètre de la cellule en mm	Pression partielle de ^3He en millitorr
(a)	103	32	10
(b)	195	23	13
(c)	40	23	15

L'erreur affectée à chacune des mesures correspond à deux fois l'écart standard de la distribution statistique des résultats.

α) Influence du faisceau lumineux de pompage. — On sait [22] que, sous l'influence d'un faisceau lumineux, les fréquences de résonance des atomes peuvent subir des déplacements de deux types : l'un provient des transitions réelles induites dans la vapeur atomique par le faisceau lumineux lorsqu'il est résonnant ; l'autre des transitions virtuelles si le faisceau est non résonnant. Dans l'expérience décrite ici, on peut prévoir que le déplacement de la fréquence de résonance de l'atome de ^4He métastable sous l'effet des transitions réelles est très faible : en effet la valeur élevée du champ magnétique statique ($B_0 = 150$ G) s'oppose à la « cir-

culcation de la cohérence » entre les niveaux 2^3S_1 et 2^3P .

Le déplacement de fréquence produit par le champ magnétique fictif lié aux transitions virtuelles [23], [24] est *a priori* l'effet le plus important ; en effet chacune des 3 composantes de la raie $2^3P_{0,1,2} \leftrightarrow 2^3S_1$ émises par la lampe (distantes de quelques largeurs Doppler) est non résonnante pour les transitions atomiques associées aux deux autres composantes. C'est donc ce type de déplacement que nous avons d'abord cherché à mettre en évidence. On sait qu'il change de signe lorsque la polarisation lumineuse passe de σ^+ à σ^- . Nous avons donc fait deux séries de mesures indépendantes en intervertissant les axes de la lame de quart d'onde sur le faisceau de pompage (7). Les deux résultats obtenus sont indiqués dans le tableau I : on voit qu'ils sont tous deux compris dans les barres d'erreur de la valeur donnée en (1) ; leur différence correspond à un déplacement de 9 Hz de la fréquence de résonance du niveau métastable 2^3S_1 de ^4He : nous pensons que ce chiffre, bien qu'inférieur à la barre d'erreur de (1), est significatif de l'effet observé, car nous l'avons retrouvé dans des mesures analogues en champ plus bas (cf. § ε) ; l'effet est du même ordre de grandeur, mais plus faible, que celui mesuré par Schearer [25], [26].

Enfin nous avons vérifié que tous les autres types de déplacements lumineux (liés aux transitions réelles ou aux transitions virtuelles décrites par un champ électrique fictif [27]) ont un effet négligeable. Pour cela nous avons atténué l'intensité du faisceau de pompage par un facteur 3. Le résultat est donné dans le tableau I : sa précision est évidemment moins bonne du fait de la diminution des signaux observés, mais il est en très bon accord avec la valeur (1).

β) Influence de la décharge. — Un effet analogue à celui du faisceau lumineux sur les niveaux d'énergie des atomes peut être provoqué par la décharge entretenue dans la vapeur : de nombreux niveaux excités de l'hélium sont ainsi peuplés, entre lesquels il peut y avoir « circulation de cohérence », ce qui entraîne un déplacement des diverses résonances. Par exemple Bender [28] et Dehmelt [29] ont prévu que, dans une cellule contenant ^3He pur soumis à une décharge, la présence des atomes dans l'état métastable 2^3S_1 entraîne une variation de la fréquence de résonance du niveau fondamental de ^3He : en effet, à cause des collisions d'échange de métastabilité, chaque atome de ^3He passe une courte fraction de son temps dans l'état métastable 2^3S_1 ; comme la fréquence de précession du niveau 2^3S_1 est beaucoup plus grande que celle de l'état fondamental, la fréquence de résonance nucléaire de ^3He s'en trouve légèrement modifiée. Sauf aux très faibles valeurs de champ magnétique B_0 , cet effet est une fonction décroissante de B_0 et croissante de la pression. Signalons qu'il a été mis en évidence expéri-

(7) Nous avons également effectué des mesures en changeant le sens du champ B_0 , ce qui constitue une vérification équivalente.

TABLEAU I

Les valeurs qui figurent dans ce tableau rendent compte des vérifications effectuées lors de la mesure du rapport $\nu_J(^4\text{He}, 2\ ^3\text{S}_1)/\nu_I(^3\text{He}, 1\ ^1\text{S}_0)$. Elles sont à comparer à la valeur finale adoptée : $864,023\ 92 \pm 6 \times 10^{-5}$. L'erreur affectée à chacune des mesures du tableau correspond à 2 fois l'écart standard de la distribution statistique des résultats.

Conditions de mesures	Nombre de mesures	Valeur obtenue pour $\frac{\nu_J(^4\text{He}, 2\ ^3\text{S}_1)}{\nu_I(^3\text{He}, 1\ ^1\text{S}_0)}$	Type de cellule utilisée		
			Diamètre en mm	Pression de ^4He en torr	Pression de ^3He en millitorr
Faisceau pompant de polarisation σ^+	50	$864,023\ 92 \pm 11 \times 10^{-5}$	32	0,40	10
Faisceau pompant de polarisation σ^-	50	$864,023\ 94 \pm 11 \times 10^{-5}$	32	0,40	10
Faisceau pompant atténué par un facteur 3	15	$864,023\ 92 \pm 18 \times 10^{-5}$	23	0,76	16
Intensité de décharge maximale	18	$864,023\ 91 \pm 16 \times 10^{-5}$	23	0,76	16
Intensité de décharge minimale	21	$864,023\ 92 \pm 21 \times 10^{-5}$	23	0,76	16
Cellule déplacée de 7 mm vers le haut	21	$864,023\ 93 \pm 17 \times 10^{-5}$	23	0,76	16
Cellule déplacée de 7 mm vers le bas	23	$864,023\ 93 \pm 13 \times 10^{-5}$	23	0,76	16
Cellule déplacée de 7 mm parallèlement à \mathbf{B}_0	22	$864,023\ 92 \pm 12 \times 10^{-5}$	23	0,76	16
Décharge excitée par 2 électrodes parallèlement à \mathbf{B}_0	23	$864,023\ 95 \pm 14 \times 10^{-5}$	23	0,76	16
Ensemble des mesures à 50 G	90	$864,023\ 92 \pm 18 \times 10^{-5}$	32	0,40	10

mentalement par Dönszelmann [30] et été étudié en détail, tant sur le plan théorique qu'expérimental, par Dupont-Roc [31]. Dans notre expérience, la cellule contient un mélange de ^3He et ^4He où la proportion de ^3He est très faible : le couplage par échange de métastabilité entre les atomes ($^3\text{He}, 1\ ^1\text{S}_0$) et ($^4\text{He}, 2\ ^3\text{S}_1$), que nous avons décrit au paragraphe (I, α, β), doit produire un déplacement de la fréquence de résonance nucléaire de ^3He tout à fait analogue à celui que nous avons expliqué pour ^3He pur, et du même ordre de grandeur ⁽⁸⁾. Il est clair que ce déplacement de fréquence est fonction du nombre d'atomes métastables dans la cellule ; il varie donc avec l'intensité de la décharge.

Aussi nous avons effectué des mesures à des niveaux de décharge très différents (l'intensité lumineuse émise par la cellule variant dans un facteur 4 environ). Les résultats (voir tableau I), pour $B_0 = 150\ \text{G}$ et $B_0 = 50\ \text{G}$, ne présentent pas d'écart significatif avec la valeur (1).

⁽⁸⁾ On obtient un ordre de grandeur de cet effet en appliquant les résultats des calculs donnés dans la référence [28] au cas où B_0 vaut 150 G et la pression 0,5 torr (ordre de grandeur de ces paramètres dans notre expérience). On trouve que le déplacement de la fréquence nucléaire de ^3He est compris entre 10^{-8} et 10^{-9} en valeur relative.

γ) *Influence de la pression.* — De même, on peut concevoir un déplacement de la fréquence de résonance du niveau $2\ ^3\text{S}_1$ de ^4He sous l'influence des collisions d'échange de métastabilité avec ^3He (cf. § I, α, β) ; mais ce déplacement doit être moins important que celui discuté au paragraphe précédent, car la pression partielle de ^3He est très faible. Nous avons fait varier celle-ci pour vérifier que cet effet est bien négligeable. Il était également important de s'assurer que tous les autres types de collisions subies par les atomes en phase vapeur n'introduisent aucun déplacement des fréquences de résonance étudiées. Aussi avons-nous fait varier la pression totale dans la cellule (c'est-à-dire en fait celle de ^4He) entre 0,4 et 1,2 torr. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 4. On ne constate pas de variation notable de la valeur mesurée en fonction de la pression de ^4He , ni en fonction de la pression partielle de ^3He (qui vaut 10, 13 et 15 millitorr pour les 3 mesures de la figure 4). Ce résultat n'est d'ailleurs pas surprenant, car dans tous les cas les pressions utilisées sont très faibles.

δ) *Influence des inhomogénéités du champ magnétique statique.* — Les deux types d'atomes dont nous mesurons le rapport des moments magnétiques sont contenus dans la même cellule. On pourrait donc penser qu'ils « moyennent » de la même manière les inhomogénéités.

généités du champ magnétique statique \mathbf{B}_0 , qui dans cette hypothèse ne joueraient aucun rôle important. En fait nous avons constaté le contraire. La raison en est que les atomes métastables de ^4He sont détruits par collision sur les parois de la cellule, tandis que les atomes de ^3He dans l'état fondamental rebondissent un très grand nombre de fois sur ces parois avant de perdre leur orientation nucléaire : les deux sortes d'atomes sont ainsi soumis à des conditions aux limites complètement différentes. Leur répartition spatiale dans le volume de la cellule n'est pas la même ; en particulier les divers modes de diffusion des atomes métastables de ^4He peuvent intervenir.

C'est pourquoi nous avons étudié très soigneusement le rôle des inhomogénéités de \mathbf{B}_0 . Nous l'avons mis nettement en évidence au cours de nos premières expériences, où nous utilisons des cellules sphériques de 6,3 cm de diamètre : un déplacement de quelques millimètres de la cellule au centre du montage entraînait des variations importantes du rapport des fréquences de résonance mesurées pour ($^4\text{He}, 2\ ^3S_1$) et ($^3\text{He}, 1\ ^1S_0$) ; nous constatons un effet encore plus important en modifiant la position des électrodes qui entretiennent la décharge dans la cellule (on peut ainsi créer des gradients de densité de métastables d'hélium qui varient dans des directions différentes) : les variations relatives du rapport mesuré pouvaient ainsi atteindre un ordre de grandeur de 10^{-5} !

L'examen de la carte du champ magnétique dans notre expérience explique ces résultats : les bobines de Helmholtz alimentées en haute tension qui créent le champ magnétique statique \mathbf{B}_0 fournissent une très bonne homogénéité du champ (de l'ordre de 10^{-5}) sur un volume d'environ $4 \times 4 \times 4$ cm au centre des bobines, la valeur de B_0 présentant dans cette région un « méplat » très prononcé⁽⁹⁾. On voit qu'à l'intérieur de cellules sphériques de 6,3 cm de diamètre, une certaine fraction des atomes se trouve nécessairement placée dans une région où le champ est beaucoup moins homogène.

Nous avons donc, pour toutes les mesures rapportées dans cet article, utilisé des cellules plus petites, de diamètre 3,2 ou 2,3 cm. On réduit ainsi considérablement l'effet des inhomogénéités de \mathbf{B}_0 . Il y a en fait deux raisons à ceci : d'une part la cellule est contenue entièrement dans le volume où \mathbf{B}_0 présente un « méplat » ; d'autre part l'homogénéité de la décharge (et donc de la densité des métastables d'hélium créés) est très nettement meilleure. Nous avons alors vérifié la disparition complète des variations du rapport des fréquences signalées plus haut. Les résultats des vérifications correspondantes sont portés sur le tableau I. On constate qu'un déplacement de la cellule de 7 mm parallèlement à l'une quelconque des trois directions de l'espace n'entraîne aucun changement significatif du

résultat des mesures ; il en est de même pour les modifications de position des électrodes de décharge. Enfin les deux tailles de cellules utilisées donnent les mêmes résultats ; ceci apparaît sur la figure 4 : la cellule a 3,2 cm de diamètre pour la mesure (a) et 2,3 cm pour les mesures (b) et (c).

ε) *Influence de l'intensité du champ magnétique statique.* — Nous avons effectué la plupart de nos mesures dans un champ magnétique B_0 de 150 G⁽¹⁰⁾. Nous avons toutefois contrôlé qu'à cette valeur du champ les énergies des niveaux atomiques varient bien linéairement en fonction de B_0 , à la précision de notre mesure près. Nous avons donc éliminé l'hypothèse d'un éventuel découplage partiel des variables orbitales et de spin des niveaux étudiés sous l'effet du champ magnétique. Pour cela nous avons effectué une autre série de mesures, dans un champ B_0 de 50 G. A cette occasion, nous avons repris les vérifications décrites en α) et β). Nous avons ainsi retrouvé, comme nous l'avons signalé plus haut, un déplacement lumineux de 9 Hz. La moyenne globale des 90 mesures effectuées à 50 G est donnée à la dernière ligne du tableau I. La précision de nos mesures est proportionnelle à B_0 ; c'est pourquoi la barre d'erreur donnée ici est plus grande qu'en (1) : on voit toutefois que les deux résultats sont en excellent accord, ce qui confirme la valeur trouvée en (1)⁽¹¹⁾.

c) COMPARAISON AVEC LES RÉSULTATS ANTÉRIEURS. — Il n'existe pas à notre connaissance d'expérience antérieure où la quantité $\mu_J(^4\text{He}, 2\ ^3S_1)/\mu_I(^3\text{He}, 1\ ^1S_0)$ ait été directement mesurée. Aussi, pour comparer la valeur que nous avons trouvée pour ce rapport à des mesures antérieures, il est nécessaire de combiner les résultats de plusieurs expériences. Nous avons d'abord utilisé la valeur mesurée par Drake, Hughes et coll. [6] pour le rapport des facteurs de Landé de ($^4\text{He}, 2\ ^3S_1$) et de l'état fondamental de l'hydrogène atomique :

$$x = \frac{g_J(^4\text{He}, 2\ ^3S_1)}{g_J(\text{H}, 1\ ^2S_{1/2})} = \frac{1}{2} \frac{\mu_J(^4\text{He}, 2\ ^3S_1)}{\mu_J(\text{H}, 1\ ^2S_{1/2})}. \quad (2)$$

Pour le moment magnétique $\mu_I(^3\text{He}, 1\ ^1S_0)$, il existe une expérience de Williams et Hughes [9], qui détermine le rapport y entre le moment nucléaire de ^3He et celui du proton dans l'hydrogène moléculaire :

$$y = \frac{\mu_I(^3\text{He}, 1\ ^1S_0)}{\mu_P(\text{H}_2)}. \quad (3)$$

Pour comparer notre résultat (1) à (2) et (3), il faut donc également connaître le rapport :

⁽¹⁰⁾ Signalons que les mesures de Drake et coll. [6] ont été réalisées dans un champ de 450 G.

⁽¹¹⁾ Cette vérification permet également de conclure que le déplacement de Bloch-Siegert [32] des raies de résonance est négligeable (ce déplacement est en effet inversement proportionnel à B_0 ; son expression théorique montre d'ailleurs que, pour notre expérience, l'erreur relative qu'il introduit est de l'ordre de 10^{-9}).

⁽⁹⁾ Ces renseignements sont tirés des cartes du champ magnétique établies, pour les bobines utilisées ici, par F. Grossetête au moyen d'un dispositif de résonance de protons.

$$z = \frac{\mu_J(\text{H}, 1^2\text{S}_{1/2})}{\mu_P(\text{H}_2)} \quad (4)$$

z peut lui aussi être obtenu, comme nous le verrons plus loin, à partir de mesures antérieures. La quantité que nous avons mesurée peut ainsi être calculée à partir des résultats correspondants, puisqu'elle est donnée par :

$$\frac{1}{2} \frac{\mu_J(^4\text{He}, 2^3\text{S}_1)}{\mu_I(^3\text{He}, 1^1\text{S}_0)} = \frac{xz}{y} \quad (5)$$

α) *Valeur de x .* — Des expériences de jets atomiques, décrites dans les références [6] et [7], ont fourni la valeur suivante :

$$x = 1 - (23,3 \pm 0,8) \times 10^{-6} \quad (6)$$

Sa précision relative est inférieure à celle de notre résultat (1). Ce résultat expérimental est en bon accord avec un calcul théorique de x par Perl et Hughes [3] qui donnent :

$$x = 1 - (23,3 \pm 1,0) \times 10^{-6} \quad (7)$$

Ces auteurs ont obtenu la valeur de (7) en tenant compte de certaines corrections relativistes, déduites de l'équation de Breit, au moment magnétique du niveau 2^3S_1 de l'hélium :

— la première, évaluée à $-38,7 \times 10^{-6}$, est l'analogue de la correction relativiste de Breit-Margenau pour l'hydrogène [4], qui vaut :

$$-\frac{\alpha^2}{3} = -17,75 \times 10^{-6}$$

(α étant la constante de structure fine) ;

— la seconde, qui vaut $-2,3 \times 10^{-6}$, provient d'un effet de blindage diamagnétique lié à l'interaction entre les deux électrons de l'hélium : en effet, le champ magnétique vu par le spin de chaque électron est plus faible que le champ extérieur \mathbf{B}_0 appliqué, car il faut lui soustraire le champ créé par le moment magnétique induit au niveau de l'autre électron ;

— enfin, Perl et Hughes ont supposé que les moments magnétiques anormaux de spin des deux électrons sont additifs ; ils obtiennent ainsi des corrections radiatives égales pour les facteurs de Landé du 2^3S_1 de l'hélium et du $1^2\text{S}_{1/2}$ de l'hydrogène (ces corrections s'éliminent ainsi dans le rapport x). Le résultat (7) est donc simplement obtenu en faisant la différence des corrections relativistes pour les moments magnétiques du niveau 2^3S_1 de l'hélium [soit $-(38,7 + 2,3) \times 10^{-6}$] et du niveau $1^2\text{S}_{1/2}$ de l'hydrogène [soit $-17,75 \times 10^{-6}$]. L'erreur de $1,0 \times 10^{-6}$ attribuée par Perl et Hughes à la valeur théorique (7) est une estimation de l'ordre de grandeur des termes radiatifs négligés dans le calcul du moment magnétique du 2^3S_1 de l'hélium.

β) *Valeur de y .* — L'expérience de résonance magnétique de William et Hughes [9], en bon accord avec

celle de Anderson [8], mais plus précise, donne pour ce rapport la valeur :

$$y = 0,761\,786\,85 \pm 8 \times 10^{-8} \quad (8)$$

y est donc connu avec une précision comparable à celle de notre mesure.

γ) *Valeur de z .* — Le rapport z peut être obtenu de deux manières différentes :

i) En utilisant le résultat de la mesure de Than Myint et coll. [33], [34], [35] effectuée à l'aide du maser à hydrogène :

$$\frac{\mu_J(\text{H}, 1^2\text{S}_{1/2})}{\mu_P(\text{H})} = 658,210\,73 \pm 10 \times 10^{-5} \quad (9)$$

(nous prenons ici la valeur donnée dans la référence [35] ; elle correspond à la mesure la plus récente de ce rapport par ces auteurs, qui donnent une précision relative de l'ordre de $1,5 \times 10^{-7}$, à peu près deux fois moins bonne que celle de notre résultat (1)). Pour obtenir z à partir de (9), il faut tenir compte des corrections diamagnétiques du moment magnétique du proton, dues à la présence des électrons ; ces corrections diffèrent suivant l'atome (ou la molécule) auquel le proton appartient. Pour l'hydrogène atomique et moléculaire, elles ont été calculées par Lamb [5] et Ramsey [36], qui trouvent les coefficients de blindage σ suivants :

$$\sigma(\text{H}) = \frac{\alpha^2}{3} = 17,75 \times 10^{-6} \quad (11)$$

et

$$\sigma(\text{H}_2) = (26,2 \pm 0,4) \times 10^{-6} \quad (12)$$

En combinant (9), (11) et (12), on obtient :

$$\begin{aligned} z &= \frac{\mu_J(\text{H}, 1^2\text{S}_{1/2})}{\mu_P(\text{H}_2)} = \frac{\mu_J(\text{H}, 1^2\text{S}_{1/2})}{\mu_P(\text{H})} \times \frac{1 - \sigma(\text{H})}{1 - \sigma(\text{H}_2)} \\ &= 658,216\,29 \pm 29 \times 10^{-5} \quad (13) \end{aligned}$$

z est ainsi déterminé avec une précision relative de l'ordre de 4×10^{-7} , qui provient principalement de l'incertitude sur $\sigma(\text{H}_2)$.

ii) En utilisant le résultat expérimental très précis de Lambe [37] :

$$\frac{\mu_J(\text{H}, 1^2\text{S}_{1/2})}{\mu_P(\text{H}_2\text{O})} = 658,215\,91 \pm 4 \times 10^{-5} \quad (14)$$

Pour obtenir z , il faut multiplier cette expression par :

$$\frac{1 - \sigma(\text{H}_2\text{O})}{1 - \sigma(\text{H}_2)} \simeq 1 + \sigma(\text{H}_2) - \sigma(\text{H}_2\text{O}) \quad (15)$$

La quantité (15), qui représente le rapport des fréquences de résonance du proton dans l'eau et dans la molécule d'hydrogène, a été mesurée par résonance

magnétique nucléaire de façon indépendante par Thomas [36], qui trouve :

$$\sigma(\text{H}_2) - \sigma(\text{H}_2\text{O}) = (0,6 \pm 0,25) \times 10^{-6} \quad (16)$$

et par Gutowsky et Mc Clure, qui donnent [39] :

$$\sigma(\text{H}_2) - \sigma(\text{H}_2\text{O}) = (0,3 \pm 0,42) \times 10^{-6}. \quad (17)$$

On voit qu'il y a un désaccord entre ces deux mesures ; les conséquences n'en sont cependant pas grandes pour la détermination de z , car l'écart entre les coefficients de blindage $\sigma(\text{H}_2)$ et $\sigma(\text{H}_2\text{O})$ est très faible. Si, comme Than Myint [33], [34], nous prenons la moyenne entre (16) et (17) :

$$\sigma(\text{H}_2) - \sigma(\text{H}_2\text{O}) = (0,45 \pm 0,50) \times 10^{-6} \quad (18)$$

en combinant (14) et (18), on obtient :

$$z = 658,216 \underline{21} \pm 34 \times 10^{-5}. \quad (19)$$

L'accord entre les déterminations (13) et (19) de z est excellent. Leur précision est comparable, elle est environ 5 fois inférieure à celle de notre mesure (1), l'incertitude provenant principalement de la mauvaise connaissance des coefficients de blindage $\sigma(\text{H}_2)$ pour (13), $\sigma(\text{H}_2) - \sigma(\text{H}_2\text{O})$ pour (19).

δ) *Combinaison des résultats précédents.* — En reportant (6), (8) et (13) dans (5), on obtient :

$$\frac{1}{2} \frac{\mu_J(^4\text{He}, 2^3S_1)}{\mu_I(^3\text{He}, 1^1S_0)} = 864,022 \underline{47} \pm 80 \times 10^{-5}. \quad (20)$$

(L'erreur portée ici est la moyenne quadratique des erreurs des mesures combinées.) De même en utilisant (6), (8) et (19) :

$$\frac{1}{2} \frac{\mu_J(^4\text{He}, 2^3S_1)}{\mu_I(^3\text{He}, 1^1S_0)} = 864,022 \underline{36} \pm 83 \times 10^{-5}. \quad (21)$$

La comparaison des valeurs (20) ou (21) à celle de notre mesure :

$$\frac{1}{2} \frac{\mu_J(^4\text{He}, 2^3S_1)}{\mu_I(^3\text{He}, 1^1S_0)} = 864,023 \underline{92} \pm 6 \times 10^{-5} \quad (1)$$

fait apparaître un net désaccord : l'écart correspond environ à 2 barres d'erreur de (20) (ou (21)), et à 20 barres d'erreur de notre expérience. Aussi discutons-nous quelques origines possibles de ce désaccord.

Discussion. — Si l'on admet que notre résultat (1) n'est faussé par aucune erreur systématique (comme le suggère le grand nombre de vérifications que nous avons faites), on est conduit à se demander lequel des résultats antérieurs est susceptible d'être modifié.

La valeur du rapport z a été obtenue de deux manières complètement indépendantes, en combinant deux séries de résultats, dont certains sont théoriques ; l'accord entre les deux déterminations (13) et (19) étant remarquable, il est très vraisemblable que la valeur attribuée à z est la bonne.

Pour le rapport y , on pourrait envisager que la

mesure de la référence [9], effectuée par résonance magnétique nucléaire sur des gaz comprimés à une forte pression (de l'ordre de 10^5 fois plus élevée que dans notre expérience), est affectée par un déplacement de l'une des résonances observées sous l'effet des collisions en phase vapeur. Cependant les auteurs de cette expérience n'ont observé aucune modification des fréquences de résonance lorsqu'ils ont fait varier la pression dans la gamme accessible à leurs mesures. De plus, pour expliquer l'écart avec (1), il faudrait admettre qu'ils ont surestimé par un facteur 20 leur précision, ce qui est peu vraisemblable.

Il ne reste donc que la valeur de x , déterminée par Drake, Hughes et coll. [6], pour laquelle on peut supposer que la barre d'erreur est sous-estimée. Cette mesure est d'ailleurs nettement la moins précise de celles que nous avons utilisées. Si l'on admet l'exactitude de notre mesure, on peut obtenir en combinant (1), (8) et (13) :

$$x = \frac{g_J(^4\text{He}, 2^3S_1)}{g_J(\text{H}, 1^2S_{1/2})} = 1 - (21,6 \pm 0,5) \times 10^{-6}. \quad (22)$$

Remarquons que l'erreur sur x dans (22) est 5 fois plus grande en valeur relative que celle de notre mesure (1) (elle provient principalement de l'erreur sur la mesure de z). On peut considérer la valeur (22) comme une nouvelle détermination expérimentale, plus précise, du rapport x . La différence entre les valeurs (22) et (6) correspond environ à 7 fois l'écart standard de la mesure de Drake, Hughes et coll. [6] (c'est-à-dire à peu près à deux fois la barre d'erreur qu'ils donnent). Cette nouvelle valeur (22) n'est plus en bon accord avec le calcul théorique de x par Perl et Hughes [3], qui donne le résultat (7). Il semblerait donc intéressant, du point de vue expérimental, de chercher à augmenter la précision de notre mesure ; on pourrait par exemple envisager de refroidir la cellule contenant l'hélium soumis à la décharge : on obtiendrait ainsi des courbes de résonance moins élargies par l'échange de métastabilité. Remarquons toutefois que ceci ne permettrait pas de beaucoup augmenter la précision sur la mesure du rapport x : il faudrait également améliorer la détermination du rapport z (c'est-à-dire, en fait, celle du coefficient de blindage $\sigma(\text{H}_2)$).

En résumé nous avons effectué une mesure du rapport des moments magnétiques du niveau métastable 2^3S_1 de ^4He et du niveau fondamental 1^1S_0 de ^3He . La précision que nous avons obtenue permet d'améliorer nettement la connaissance de ce rapport. Cependant notre résultat est incompatible avec celui que donne la combinaison d'autres mesures antérieures, et malgré les nombreuses vérifications que nous avons effectuées, nous ne sommes pas parvenus à mettre en évidence une erreur systématique dans notre expérience.

En associant notre résultat à ceux d'autres auteurs, on peut en tirer une nouvelle détermination du rapport des facteurs de Landé des niveaux 2^3S_1 de l'hélium et de $1^2S_{1/2}$ de l'hydrogène. Notre mesure est alors

un peu plus précise que les précédentes et présente avec elles un léger désaccord. Si l'on admet que notre résultat est correct, il reste alors à étudier quelles améliorations pourraient être apportées aux calculs théoriques de Perl et Hughes [3] pour expliquer ce désaccord. En

particulier, le calcul du facteur de Landé du niveau 2^3S_1 devrait sans doute être repris en tenant compte d'effets d'ordre supérieur (par exemple la non-additivité des moments magnétiques anormaux des deux électrons).

Bibliographie

- [1] Voir par exemple : BETHE (H. A.) and SALPETER (E.) ; « Handbuch der Physik », tome XXXV, p. 88 « Quantum mechanics of one and two electron systems », Springer Verlag (Berlin) 1957.
BOPP (F.) et KLEINPOPPEN (H.) « Physics of the One and Two electron atoms », North Holland (1968) et les références citées dans ces ouvrages.
- [2] BREIT (G.), *Phys. Rev.*, 1932, **39**, 616.
- [3] PERL (W.) et HUGHES (V. W.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 842.
- [4] BREIT (G.), *Nature*, 1928, **122**, 649.
MARGENAU (H.), *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 383.
- [5] LAMB (W. E.), *Phys. Rev.*, 1941, **60**, 817.
- [6] DRAKE (C. W.), HUGHES (V. W.), LURIO (A.) et WHITE (J. A.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 1627.
- [7] HUGHES (V. W.), TUCKER (G.), RHODERICK (E.) et WEINREICH (G.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 828.
- [8] ANDERSON (H. L.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1460.
- [9] WILLIAMS (W. L.) and HUGHES (V. W.), *Phys. Rev.*, 1969, **185**, 1251.
- [10] COLEGROVE (F. D.), SCHEARER (L. D.) and WALTERS (G. K.), *Phys. Rev.*, 1963, **132**, 2561.
- [11] GROSSETÊTE (F.), LALOË (F.), COHEN-TANNOUDJI (C.) et BROSSEL (J.), *C. R. Acad. Sci.*, Paris, 1967, **265B**, 1247.
- [12] PAVLOVIĆ (M.) et LALOË (F.), *J. Physique*, 1970, **31**, 173.
- [13] LEDUC (M.) et LALOË (F.), *Opt. Communication*, 1971, **3**, 56.
- [14] BYERLY (H. R.), Thèse, Rice University (1967), non publiée.
- [15] DUPONT-ROC (J.), LEDUC (M.), LALOE (F.), *Phys. Rev. Letters*, 1971, **27**, 467.
- [16] BRADLEY (L. C.), and KUHN (H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1951, **204**, 325.
- [17] PARTRIDGE (R. B.) and SERIES (G. W.), *Proc. Phys. Soc.*, 1966, **88**, 983.
- [18] SCHEARER (L. D.), Thèse, Rice University (1966), non publiée « University Microfilms Inc. ». (Ann Arbor, Michigan), dissertation n° 66-10, 376.
- [19] SEVAST'YANOV (B. N.) et ZHITNIKOV, *Eksp. Teor. Fiz.*, 1969, **56**, 1508 ; *Soviet Physics, J. E. T. P.*, 1969, **29**, 809.
- [20] SCHEARER (L. D.) and RISEBERG (L. A.), *Phys. Letters*, 1970, **33A**, 325.
- [21] NEDELEC (O.) et DOLERON (A.), *Phys. Letters*, 1971, **35A**, 213.
- [22] BARRAT (J. P.) et COHEN-TANNOUDJI (C.), *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 329 et 443.
COHEN-TANNOUDJI (C.), Thèse, Paris (1962) ; *Ann. de Phys.*, 1962, **7**, 423 et 469.
- [23] LEHMANN (J. C.) et COHEN-TANNOUDJI (C.), *C. R. Acad. Sci.*, Paris, 1964, **258**, 4463.
- [24] HAPPER (W.) et MATHUR (B. S.), *Phys. Rev. Letters*, 1967, **18**, 727.
- [25] SCHEARER (L. D.), *Phys. Rev.*, 1962, **127**, 512.
- [26] SCHEARER (L. D.) et SINCLAIR (F. D.), *Phys. Rev.*, 1968, **175**, 36.
- [27] DUPONT-ROC (J.) et COHEN-TANNOUDJI (C.), *C. R. Acad. Sci.*, Paris, 1967, **267**, 1211.
- [28] SCHEARER (L. D.), COLEGROVE (F. D.), WALTERS (G. K.), *Rev. Sci. Instr.*, 1964, **35**, 767.
- [29] DEHMELT (H. G.), *Rev. Sci. Instr.*, 1964, **35**, 768.
- [30] DÖNSZELMANN (A.), Thèse, Amsterdam, 1970 ; *Physica*, à paraître.
- [31] DUPONT-ROC (J.), *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1971, **273B**, 45 et 283.
DUPONT-ROC (J.), LALOË (F.) et LEDUC (M.), *J. Physique* (à paraître).
- [32] BLOCH (F.), et SIEGERT (A.), *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 522.
- [33] THAN MYINT (M.), Thèse, Harvard University, 1966.
- [34] THAN MYINT (M.), KLEPPNER (D.), RAMSEY (N. F.) et ROBINSON (H. G.), *Phys. Rev. Letters*, 1966, **17**, 405.
- [35] TAYLOR (B. N.), PARKER (W. H.) et LANGENBERG (D. N.), *Rev. of Modern Physics*, 1969, **41**, 486.
- [36] RAMSEY (N. F.), *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 699.
- [37] LAMBE (E. B. D.), Thèse, Princeton University, 1959.
- [38] THOMAS (H. A.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 901.
- [39] GUTOWSKY (H.) et MC CLURE (R. E.), *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 276.