HAL
open science

Résonance de spin d'électrons libres

H.G. Dehmelt

To cite this version:

H.G. Dehmelt. Résonance de spin d'électrons libres. Journal de Physique et le Radium, 1958, 19 (11), pp.866-871. 10.1051/jphysrad:019580019011086600 . jpa-00235957

HAL Id: jpa-00235957

https://hal.science/jpa-00235957

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.

RÉSONANCE DE SPIN D'ÉLECTRONS LIBRES (1)

par H. G. DEHMELT
(Department of Physics, University of Washington, Seattle, Washington)

Résumé. — On décrit une nouvelle technique expérimentale pour détecter la résonance de spin d'électrons libres de vitesse thermique et pour mesurer le moment magnétique du spin avec une bonne précision. Les spins des électrons sont orientés par une première collision au cours de laquelle ils échangent du moment angulaire avec des atomes alcalins orientés. La résonance du spin modifie leur état d'orientation. Au cours d'une seconde collision d'échange ils transmettent leur état d'orientation aux atomes. L'état d'orientation des atomes alcalins est détecté par la technique de transmission optique. Des atomes orientés absorbent moins de lumière de résonance que des atomes non orientés.

On développe des équations qui décrivent l'interdépendance d'orientation atomes-électrons et l'on montre que ces équations sont l'analogue d'un circuit *RC*. Grâce à cette analyse il est possible d'évaluer la section efficace d'échange de spin Q à partir des signaux d'intensités lumineuses mesurés. Pour des atomes de sodium on trouve une limite inférieure

$$Q \geqslant 2{,}3.10^{-14}\ \mathrm{cm}^2$$

Ce résultat est en accord avec une limite supérieure théorique

$$\overline{Q} = 2{,}3.10^{-14}\ \mathrm{cm}^2.$$

Pour certains cas limites la section efficace d'échange décroît rapidement lorsque l'énergie cinétique E des électrons augmente, d'abord comme E^{-1} et plus vite encore lorsque E s'approche de l'intervalle singulet-triplet des états liés de l'ion alcalin négatif qui est supposé exister au voisinage de l'énergie de liaison nulle. Cette dépendance détermine le choix des méthodes expérimentales pour créer des électrons libres. Des méthodes de production intéressantes sont discutées. De nouveaux résultats expérimentaux sont présentés obtenus avec la méthode de photo-ionisation d'atomes alcalins. L'appareillage expérimental est décrit brièvement. On rappelle un résultat obtenu antérieurement concernant le rapport des facteurs de Landé de l'état fondamental du sodium et du spin d'électron libre :

$$g_J\,(\mathrm{Na})/g_S = 1{,}000026 \pm 0{,}00003.$$

Des expériences analogues où les électrons libres sont remplacés par une autre espèce d'atomes alcalins sont brièvement rapportées.

Abstract. — A new experimental technique for the detection of spin resonance of free thermal electrons and the measurement of the spin magnetic moment with appreciable precision is described. The electrons receive their orientation by a first exchange collision with an oriented alkali atom, are then reoriented by spin resonance and in a second exchange collision pass this reorientation on to the atoms whose orientation is monitored by the optical transmission technique, oriented atoms absorbing less resonance light than unoriented ones. Equations describing the atom-free electron orientation interdependance and an equivalent RC circuit are developed which allow to evaluate the spin exchange cross section, Q, from the experimental signal intensities. For sodium, the lower limit

$$Q \geqslant 2.3 \times 10^{-14}\ \mathrm{cm}^2$$

is evaluated. This is in agreement with the theoretical upper limit

$$\overline{Q} = 2.3 \times 10^{-14}\ \mathrm{cm}^2.$$

For certain limiting cases the exchange cross section is shown to drop fast with increasing electron energy, E, first like $\sim E^{-1}$ and, even faster, when E approaches the singlet-triplet splitting of bound levels of the negative alkali ion which are assumed to exist close to zero binding energy. This energy dependence determines the choice of experimental methods to generate the free electrons. Workable generation methods are discussed and new experimental results obtained employing photoionization of the alkali atoms are presented. The experimental apparatus is briefly described and an earlier obtained measurement of the sodium ground state free electron spin g-factor ratio

$$g_J\,(\mathrm{Na})/g_S = 1.000026 \pm 0.00003$$

is cited. Analoguous experiments in which another species of alkali atoms takes the place of the free electrons are briefly reported.

Introduction. — Différents schémas d'expériences pour mesurer directement le moment magnétique de spin des électrons libres ont été proposés [1]. Kastler a suggéré de photo-ioniser des atomes optiquement orientés dans l'état fondamental pour obtenir des électrons orientés, mais il mentionne en même temps les difficultés expérimentales pour détecter l'orientation des électrons ainsi créés [2].

(1) Subventionné en partie par U. S. Office of Ordnance Research.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:019580019011086600

L'auteur a récemment décrit une expérience dans laquelle il oriente par pompage optique des atomes alcalins qui transmettent leur orientation à des électrons libres non orientés de vitesses thermiques grâce à des collisions d'échange [3]. Des transferts de moment angulaire en sens inverse par le même mécanisme de collisions d'échange servent à détecter la résonance de spin des électrons. On a pu obtenir de cette manière une précision de 3.10^{-5} dans une détermination préliminaire du facteur de Landé des spins électroniques g_s, d'autres méthodes ayant donné une précision de 5.10^{-3} [4]. Notre intention est de donner ici un résumé de ces expériences et de discuter en même temps de nouveaux efforts expérimentaux dans le but d'observer la résonance de spin électronique dans le vide afin d'atteindre une précision supérieure à 10^{-6}.

Principe de l'expérience. — Nous considérons des atomes libres de métaux alcalins et des électrons libres de densités respectives N et n subissant des chocs mutuels et diffusant dans un gaz tampon inerte à pression suffisamment élevée pour empêcher les chocs fréquents contre les parois du récipient, chocs qui ont un effet désorientant. Nous allons nous contenter de dégager les caractéristiques essentielles et nous allons faire dans ce but les hypothèses simplificatrices suivantes : Nous allons supposer que le spin nucléaire des atomes alcalins est nul et nous allons considérer ces atomes comme immobiles, les électrons ayant une vitesse constante $u = \left(\frac{3kt_e}{m}\right)^{1/2}$, T_e étant la température électronique. Le degré d'orientation des atomes P et celui des électrons p sont définis par

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N} \qquad p = \frac{n_+ - n_-}{n}$$

où les suffixes + et — se rapportent aux orientations de moment angulaire parallèle et anti parallèle à un champ magnétostatique. Nous dénoterons par la lettre Q la section efficace de choc pour l'échange des moments de spin entre un électron et un atome de spin opposé qu'il rencontre.

Le processus de pompage optique [2], [5], peut être décrit par la relation [3] :

$$\dot{P} = \frac{1}{\tau}(P_I - P).$$

Le « temps de décroissance » τ est lié au « temps de pompage optique » τ' qui est inversement proportionnel à l'intensité lumineuse et au temps de relaxation τ_α des atomes par

$$(1/\tau) = (1/\tau') + (1/\tau_\alpha)$$

P_I représente la polarisation atomique stationnaire sous une irradiation optique donnée. Cette polarisation est liée à la polarisation de saturation $\bar{P}$ par la relation :

$$P_I = \bar{P}\tau_\alpha(\tau' + \tau_\alpha)^{-1}.$$

Les conditions expérimentales sont proches de $\tau \approx \tau'$ et $P_I \approx \bar{P}$.

Les collisions d'échange, à elles seules, entraîneraient des variations de polarisation en fonction du temps données par

$$\dot{p} = \frac{1}{\theta}(P - p) \qquad \dot{P} = \frac{1}{\Theta}(p - P)$$

où θ représente le temps moyen passé par un électron entre deux collisions successives avec des atomes alcalins et où Θ représente le temps moyen passé par un atome alcalin entre deux collisions successives avec des électrons :

$$\theta = (v\,QN)^{-1} \qquad \Theta = (v\,Qn)^{-1}.$$

En ajoutant les contributions correspondantes, nous arrivons aux équations qui régissent les effets combinés du pompage optique et des collisions d'échange :

$$\dot{p} = \frac{1}{\theta}(P - p) - \frac{1}{\tau_e}\cdot p$$

$$\dot{P} = \frac{1}{\Theta}(p - P) + \frac{1}{\tau}(P_I - P).$$

Le terme $-\frac{1}{\tau_e}\cdot p$ tient compte des effets de relaxation (intenses) agissant sur les spins électroniques. Il est instructif d'illustrer les deux équations couplées par un circuit RC correspondant où les valeurs des tensions aux bornes correspondent aux polarisations. Voir à ce sujet figure 1. On voit aisé-

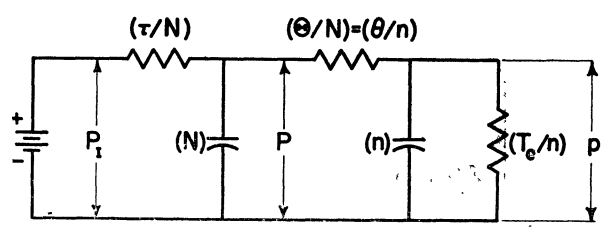

FIG. 1. — Circuit RC équivalent illustrant l'interdépendance entre les polarisations des atomes alcalins et des électrons libres liées entre elles grâce aux collisions d'échange de moments de spin.

ment que la présence des électrons réduit la polarisation atomique de P_I à la valeur

$$\mathcal{P} = P_I\left[\frac{\Theta}{N} + \frac{\tau_e}{n}\right]\left[\frac{\tau}{N} + \frac{\Theta}{N} + \frac{\tau_e}{n}\right]^{-1}.$$

Si l'on sature la polarisation des spins électroniques par une résonance hertzienne, ceci est équivalent à $p = 0$ et il en résulte une polarisation atomique :

$$\mathcal{P}(\infty) = P_I\cdot\frac{\Theta}{\tau + \Theta}.$$

Si nous définissons l'intensité du « signal » de résonance électronique, convenablement normalisé, par

$$S(\infty) = \frac{P - P(\infty)}{P_I}$$

nous obtenons pour sa valeur :

$$S(\infty) = \frac{\tau_e}{\theta} \cdot \frac{\tau}{\Theta} \cdot \left[\frac{\tau}{\Theta} + 1\right]^{-1} \cdot \left[\frac{\tau_e}{\theta} + \frac{\tau}{\Theta} + 1\right]^{-1}$$

Par ailleurs $S(\infty)$ peut être déterminé aisément à partir des résultats expérimentaux. Car P_I est proportionnel au signal de transmission optique résultant d'une saturation de la résonance magnétique non résolue de l'atome alcalin en absence d'électrons, et de son côté $P - P(\infty)$ est proportionnel au signal de résonance de spin électronique à saturation.

A partir de la mesure de ce rapport qui dans le cas de l'expérience sodium-électron a été trouvé égal à $S_{exp} \approx 0{,}1$ (voir *fig.* 2), il est possible d'évaluer la section d'échange efficace $Q(\mathrm{Na})$ pour ce cas. Nous allons nous contenter ici de donner une limite inférieure :

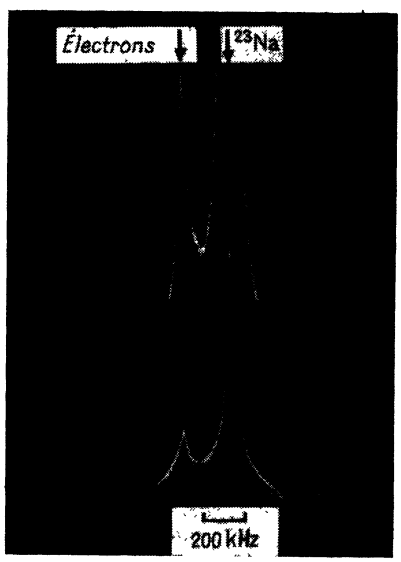

FIG. 2. — Traces d'oscilloscope de courbes de résonance magnétique des électrons libres et de l'atome de sodium dans son état fondamental. On a utilisé deux fréquences de champ oscillant ajustés de façon que les deux résonances soient situées proches l'une de l'autre dans l'échelle du champ au voisinage de 2 gauss. Les électrons libres ont été créés par impulsion d'ionisation dans une cellule de 1 000 cm³ remplie d'argon à 30 mm. La trace supérieure est identique à la trace inférieure, mais présente un gain accru pour la résonance électronique dont l'échelle de fréquence est marquée.

$$0{,}1 \approx S_{exp.} < S(\infty) < \frac{\tau_e}{\theta} \times \frac{\tau}{\Theta} = nN\,\tau_e\,v^2\,Q^2\,(\mathrm{Na})$$

avec les valeurs numériques :

$$N = 8.10^9\ \mathrm{cm}^{-3} \qquad \tau = 2.10^{-2}\ \mathrm{sec}$$

$$n = 1{,}6.10^8\ \mathrm{cm}^{-3} \qquad \tau_e = 6.10^{-5}\ \mathrm{sec}$$

on trouve

$$Q(\mathrm{Na}) > 2{,}3.10^{-14}\ \mathrm{cm}^2.$$

Une analyse analogue s'applique à l'échange de polarisation entre atomes alcalins d'espèces différentes (voir *fig.* 3) ou entre des ions alcalins et l'hydrogène.

Section efficace d'échange. — Alors que les calculs de sections efficaces d'échange entre électrons et atomes alcalins sont longs et pénibles, on peut sans difficultés faire quelques remarques générales et discuter au moins une limite supérieure [6] qui dans des cas favorables peut être proche des cas expérimentaux. Pour des électrons lents il y aura un maximum de section efficace lorsqu'un niveau lié ou virtuel d'énergie de liaison W du système atome + électron est beaucoup plus près de l'énergie zéro que l'énergie cinétique E des électrons libres et lorsque l'intervalle singulet-triplet ΔW a une valeur ΔW très supérieure à E. Dans le cas où le niveau près de l'énergie zéro est un niveau de singulet nous avons à faire à un « resonance scattering » de l'onde s de singulet. La section efficace correspondante a pour valeur

$$Q \approx 4\pi . \frac{\hbar^2}{2m} . [E + |W|]^{-1}.$$

Dans le cas limite où $W = 0$ on obtient la limite supérieure :

$$\overline{Q}_- \approx 4\pi\,\lambda\!\!\!^{-2} = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} . E^{-1}.$$

Comme le processus de collision entre un électron et un atome de spin opposé peut être décrit par une fonction d'onde qui contient 50 % d'état singulet et 50 % d'état triplet, et comme le « triplet scattering » peut être négligé (parce que non résonnant) un courant de singulet pur

$$i_- = \overline{Q}_- \cdot \left(\frac{1}{2}\right) j$$

quittera l'atome, j désignant la densité de courant électronique. Comme ce courant de singulet consiste pour 50 % en électrons qui ont échangé leur orientation de spin avec celle de l'atome, on a pour le courant total i des électrons qui ont échangé leur spin :

$$i = \frac{1}{2}\, i_- = j . \left(\frac{1}{4}\right) \cdot \overline{Q}_-$$

ou bien :

$$\overline{Q} = (1/4)\, \overline{Q}_- = \pi\,\lambda\!\!\!^{-2},$$

où $\overline{Q}$ est la limite supérieure de section d'échange.

Pour des électrons de vitesse thermique à la température $T_e = 400$ °K on trouve numériquement :

$$\bar{Q} = \frac{\pi \hbar^2}{3mkT_e} = 2{,}3 . 10^{-14} \text{ cm}^2$$

en accord avec les estimations expérimentales.

Dans le cas où le niveau voisin de l'énergie zéro est un niveau triplet, on obtient le même résultat.

La dépendance entre la section efficace d'échange et l'énergie E est d'un intérêt considérable. Sa connaissance indique les conditions expérimentales favorables.

D'après la discussion précédente on peut prévoir que Q, qui pour des vitesses électroniques faibles varie comme E^{-1}, diminuera beaucoup plus vite lorsque E excède ΔW, car pour des probabilités égales de scattering des états singulet et triplet il n'y a plus d'échange du tout. Ceci indique qu'on a intérêt à utiliser des énergies électroniques aussi faibles que possible et en tout cas inférieures à ΔW. A partir de données spectroscopiques on peut estimer que pour le couple sodium-électron ΔW est de l'ordre de 0,3 electron-volt.

Génération des électrons. — Le choix des méthodes pour produire des électrons est en grande partie determiné par les considérations du précédent paragraphe. Des décharges continues sont à éliminer, car les électrons créés de cette manière ont certainement des vitesses trop grandes pour avoir des sections efficaces d'échange appréciables. Il apparaît aussi que le temps de relaxation τ_e des spins électroniques dans un gaz tampon à forte pression doit être proportionnel à $T_e^{-5/2}$, et ce facteur aussi réduit fortement la détectabilité de la résonance électronique aux hautes températures électroniques. La méthode de production des électrons par impulsions de décharge utilisée dans nos premières expériences ne possède pas les défauts que nous venons de mentionner, car à la suite des nombreuses collisions subies avec les molécules du gaz tampon la température électronique tombe rapidement à la valeur de la température du gaz. Cependant la présence d'un gaz tampon — qui doit être à une pression qui ne peut guère décroître au-dessous du mmHg si l'on désire refroidir les électrons avant qu'ils se recombinent avec des ions positifs sur les parois du récipient — est par ailleurs indésirable. Au fond le point essentiel de l'expérience est d'étudier des électrons qui interagissent le moins possible avec d'autre matière. De ce point de vue la photo-ionisation d'atomes alcalins apparaît comme une alternative très intéressante car cette méthode permet de créer des électrons de faible vitesse dans le vide. Si l'on désire un bon rendement du processus de photo-ionisation et si l'on tient compte d'autres considérations expérimentales il convient de fixer son choix sur le césium [7] et l'on peut penser à utiliser cette substance elle-même comme agent de pompage optique. Mais nos essais pour observer un signal de résonance de spin électronique dans un mélange cœsium-argon ionisé par impulsion n'ont pas réussi. C'est pourquoi nous avons décidé d'expérimenter sur des échantillons à deux alcalins contenant à la fois des vapeurs de rubidium et de cœsium dans un gaz tampon constitué par un mélange argon-hélium. Cet échantillon a montré d'autres propriétés intéressantes. Avant de recourir à ce mélange nous avions observé des résonances de spin électronique avec des mélanges rubidium-argon ionisés par impulsion. En effectuant le pompage optique avec de la lumière d'une lampe à rubidium filtré de façon à n'utiliser que la composante $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$ de la raie de résonance optique λ 7 948 Å nous pouvions espérer améliorer fortement le degré d'orientation des atomes dans la cellule. Dans ces conditions la vapeur de rubidium orientée devient très transparente [8] à la lumière utilisée ce qui permet d'accroître appréciablement la pression de vapeur du rubidium. Les

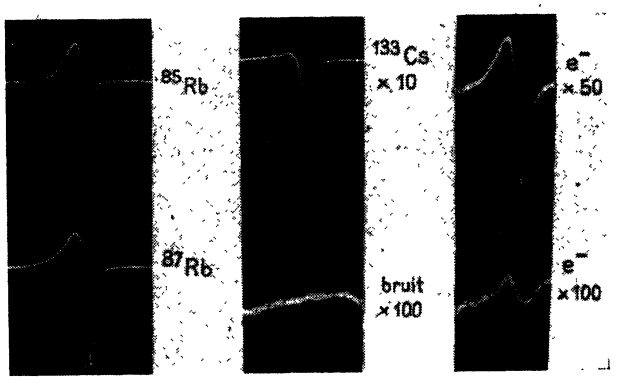

FIG. 3. — Traces d'oscilloscope obtenues avec la lumière de rubidium transmise par un mélange de vapeurs rubidium-césium photo-ionisé. On y voit en fonction du champ magnétique H_0 les résonances magnétiques des deux isotopes du rubidium, du césium polarisé par collision d'échange et des électrons libres obtenus par photo-ionisation. Toutes les traces ont été obtenues avec un échantillon Rb-Cs dans une cellule de 1 000 cm³, en présence de 30 mm d'argon et de 15 mm de néon, sauf la résonance faible des électrons obtenue avec 3 mm d'argon et 3 mm d'hélium. Dans tous les cas le champ magnétique H_0 a été voisin de 2 gauss. La fréquence de balayage de H_0 a été de 15 cycles, la largeur de bande d'environ 1 000 cycles.

atomes de césium s'orientent à leur tour par collision d'échange avec des atomes de rubidium. L'existence de cet effet a été vérifié par l'observation de la résonance magnétique du cœsium dans des mélanges rubidium-césium où le pompage optique et la détection se font sur le rubidium [9] (voir *fig.* 3). Si l'on irradie les atomes de césium orientés dont le potentiel d'ionisation correspond à la longueur d'onde limite $\lambda_I = 3\,184$ Å

avec la forte radiation du mercure λ 3 131 Å on peut obtenir des photoélectrons partiellement polarisés [2] et de faible énergie cinétique, ce qui est avantageux pour avoir de bons signaux. La faible différence $\lambda_i - \lambda_{3131}$ est également favorable pour l'obtention d'un bon rendement de photo-ionisation [10], ce rendement étant proportionnel à

$$\lambda^4(\lambda_i - \lambda)^{-1}.$$

Comme le montre la figure 3, les efforts faits par le procédé que nous venons d'esquisser, ont conduit à un succès expérimental. L'intensité du signal de résonance électronique obtenu est telle qu'elle laisse espérer un résultat positif avec une cellule *à vide* dont les parois sont couvertes de paraffine, le signal étant enregistré par une technique de bande passante étroite. Nous avons obtenu dans ces conditions des signaux de résonance atomique intenses correspondant aux facteurs de Landé du rubidium et du césium, avec une cellule à vide à parois couvertes d'une paraffine à longue chaîne [11, 9], dans le but d'accroître τ_α. Mais nous n'avons pas encore utilisé l'irradiation ultraviolette pour libérer des électrons et pour observer la résonance de spin électronique.

Appareillage. — Les caractéristiques essentielles du montage expérimental sont indiquées par la figure 4 qui montre le dispositif employé dans nos

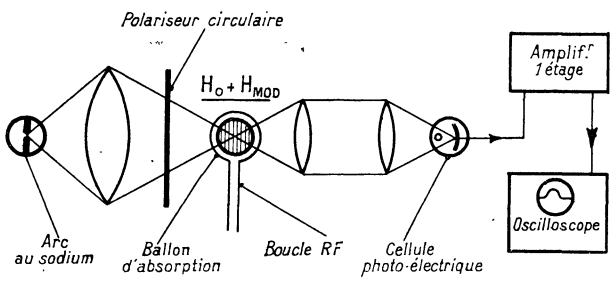

FIG. 4. — Diagramme schématique du montage employé dans les premières expériences pour détecter optiquement la résonance de spin électronique sur des atomes de sodium orientés optiquement et servant d'agent de polarisation des électrons par collisions d'échange.

premières expériences sur la vapeur de sodium. La lumière d'une source lumineuse à métal alcalin, alimenté sous tension continue ou excitée en haute fréquence et qui émet fortement les raies de résonance, est concentrée par une lentille sur la cellule d'absorption.

Un polariseur circulaire commercial, et dans le cas du rubidium un filtre interférentiel isolant 7 948 Å, sont insérés sur le trajet lumineux. La lumière transmise [12] dont l'intensité est fonction de l'état de polarisation P des atomes absorbants est recueillie dans le cas du sodium par une cellule photoélectrique à vide, dans le cas du rubidium sur une cellule solaire au silicium protégée par des filtres convenables. Nous avons employé avec succès des cellules d'absorption dont le volume varie entre 200 et 1 000 cm³ et contenant de l'argon ou de l'hélium ou un mélange des deux gaz à des pressions de l'ordre de 6 à 70 mm Hg. Pour les expériences de photo-ionisation les parois sont en verre Corex. Les cellules ont été chauffées soit par un four à gaz, soit par une circulation d'air chaud à des températures donnant des signaux optima. Cet optimum est atteint lorsque la lumière transmise par la cellule est environ 50 % de celle transmise par une cellule froide. Les électrons libres ont été créés soit par des impulsions de décharge haute fréquence d'une durée de 10^{-3} sec à une fréquence de répétition de 10 cycles synchronisée avec le balayage du champ magnétique en dents de scie, soit par une photo-ionisation continue. Cette dernière a été produite par irradiation ultraviolette à l'aide d'un arc au mercure de 1 000 watts commercial, à refroidissement d'eau et alimenté sous tension continue. La lumière de cet arc a été concentrée sur la cellule à l'aide d'un miroir elliptique, un filtre argenté Vycor n° 7 910 [13] servant à éliminer les radiations infrarouges qui auraient pu interférer avec les raies du rubidium servant à la détection. Une paire de bobines de Helmholtz d'un diamètre de 75 cm produisait le champ magnétique statique H_0. Une boucle servait à produire les champs haute fréquence H_1 fournis par deux générateurs à fréquence variable. Les résonances ont été détectées en envoyant les courants amplifiés des cellules photoélectriques sur l'ordonnée d'un oscilloscope dont la base de temps assurait le balayage horizontal.

Rapport des facteurs de Landé électron libre-atome de sodium. — Des mesures précises de facteurs de Landé ont été effectuées avec une cellule au sodium de volume 200 cm³ remplie d'argon à 70 mm de pression et ionisée par impulsion. Une détermination préliminaire du rapport $g_J(\mathrm{Na})/g_s$ du facteur de Landé g_J de l'état fondamental $^2S_{1/2}$ de l'atome Na au facteur de Landé du spin de l'électron libre g_s a été faite en mesurant dans le même champ H_0 la somme des 4 fréquences des transitions $\Delta m_F = \pm 1$ de l'état hyperfin $F = 2$ de l'atome ^{23}Na et la fréquence de précession ν_s des électrons libres. Les transitions de l'atome Na ont été elles aussi détectées optiquement par la méthode précédemment décrite. Pendant une série de mesures la résonance des électrons libres a été observée continuellement sur l'écran de l'oscilloscope pendant que les 4 résonances ν_1 à ν_4 du sodium lui ont été successivement superposées. La somme des 4 fréquences de l'atome Na a pour valeur

$$\Sigma\nu = (g_J \mu_0 + 2\mu_I)H_0/h$$

où g_J représente le facteur de Landé de l'état fondamental du sodium, où μ_0 est le magnéton de Bohr et où μ_I représente le moment magnétique du noyau ^{23}Na.

En utilisant le quotient indépendant du champ $\frac{\nu_s - \Sigma\nu}{\nu_s}$ nous pouvons former avec $I = 3/2$ le rapport :

$$\frac{g_J}{g_s} = 1 - 3\frac{g_I}{g_s} - \frac{\nu_s - \Sigma\nu}{\nu_s}.$$

En employant, à la place de g_s/g_I le rapport $g_J/g_I = -2\,487{,}8$ mesuré par la méthode des jets atomiques [14] il vient :

$$\frac{g_J}{g_s} = 1 + 1{,}2059.10^{-3} - \frac{\nu_s - \Sigma\nu}{\nu_s}.$$

Avec la valeur préliminaire que nous avons obtenue :

$$\frac{\nu_s - \Sigma\nu}{\nu_s} = (118 \pm 3).10^{-5}$$

on obtient finalement

$$\frac{g_J}{g_s} = 1{,}000026 \pm 0{,}00003.$$

A la précision de nos mesures près ce facteur est égal à l'unité montrant l'identité entre le facteur de Landé de l'électron libre et celui de l'atome de sodium dans son état fondamental $^2S_{1/2}$. Pour les atomes alcalins la méthode des jets atomiques a fourni des valeurs très précises des facteurs g_J. Cependant ces atomes, de structure complexe, ne sont pas d'excellents standards de comparaison. Le fait qu'il a été possible, dans un mélange rubidium-césium, de comparer les fréquences de résonances Rb et Cs grâce à l'effet d'échange de polarisation, fait penser que des effets analogues doivent être observables entre les alcalins et les atomes d'hydrogène [9, 15]. Il deviendrait alors possible de comparer directement les facteurs de Landé de l'électron libre et de l'électron lié dans l'atome d'hydrogène, en opérant sur la même cellule. Des essais dans ce sens sont à l'étude [16].

L'auteur remercie MM. F. Major et H. Nakajima pour l'aide apportée au développement de quelques montages expérimentaux.

RÉFÉRENCES

[1] Mise au point par Tolhoek (H. A.), *Rev. Mod. Physics*, 1956, **28**, 277.
[2] Kastler (A.), *Proc. Phys. Soc.* (London), 1954, A **67**, 853.
[3] Dehmelt (H. G.), *Phys. Rev.*, 1958, **109**, 381.
[4] Louisell, Pidd et Crane, *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 7.
[5] Kastler (A.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 255.
[6] Comparer Mott (N. F.) et Massey (H. S. W.), Theory of Atomic Collisions (Clarendon Press, Oxford, 1947), Chapters 2 and 8.
[7] Ditchburn, Jutsum et Marr, *Proc. Roy. Soc.* (London), 1953, A **219**, 89.
[8] Dehmelt (H. G.), A. P. S. Meeting, Boulder, Sept. 6, 1957.
[9] Dehmelt (H. G.), Proceedings, USASEL Frequency Control Symposium, May 8, 1958.
[10] Comparer Engel (A. von), Ionized Gases (Oxford, Clarendon Press, 1955). Chapter 3.
[11] Robinson, Ensberg et Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* 1958, **3**, 9.
[12] Dehmelt (H. G.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1487.
[13] Gibson (K. S.) *J. Opt. Soc. Amer.*, 1926, **13**, 267.
[14] Kusch (P.) et Taub (H.), *Phys. Rev.*, 1948, **75**, 1477.
[15] La polarisation d'échange a été également observée sur un système sodium-potassium par Franken, Sands et Hobart, *Phys. Rev. Letters*, 1958, **1**, 52 et 118, Novick et Peters, *Phys. Rev. Letters*, 1958, **1**, 54.
[16] **Note ajoutée à la correction des épreuves :** L'orientation des atomes d'hydrogène par collision d'échange avec des atomes alcalins et des électrons vient dêtre observée par Novick et Holloway (communication privée) et par Andekson, Pipkin et Baird, *Phys. Rev. Letters*, 1958, **1**, 229.