

Sur la détermination du facteur g de l'électron libre

Autor(en): **Faragó, P.S.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences [1948-1980]**

Band (Jahr): **10 (1957)**

Heft 6: **Colloque Ampère**

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-738751>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Sur la détermination du facteur g de l'électron libre

par P. S. FARAGÓ¹

Institut central pour les recherches de physique, Budapest, Hongrie

Différentes expériences faites sur la structure hyperfine de l'hydrogène ainsi que des considérations d'électrodynamique quantique ont démontré que le moment magnétique de l'électron a une différence avec le magnéton de Bohr.

C'est pour cette raison qu'il est particulièrement intéressant de mesurer le facteur g de l'électron libre: en effet, il n'est pas tout à fait certain que les résultats des expériences faites sur l'électron libre et celles effectuées sur l'électron lié à l'atome soient semblables.

En outre, les calculs utilisant des résultats issus d'expériences sur des systèmes atomiques impliquent des hypothèses théoriques dont la validité elle-même manque de justification directe.

La seule étude expérimentale sur le facteur g de l'électron libre a été faite par Lousell, Pidd et Crane [3], mais la précision des résultats n'a pas été suffisante.

Ces auteurs et bien d'autres [4] ont proposé d'autres expériences ayant pour but d'arriver à une plus grande précision, quelques-unes d'entre elles sont actuellement en cours.

Notre but est de proposer ci-après une expérience qui, peut-être, est moins originale que les précédentes, mais, il me semble, moins compliquée au point de vue de la réalisation pratique.

Pour commencer, résumons les traits caractéristiques communs de toutes les expériences ayant le même but.

1. Il a été démontré par des considérations théoriques que le moment magnétique de l'électron est

$$\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{2\pi}{\alpha} + \dots \right)$$

¹ Adresse actuelle: Associated Electrical Industries Research Laboratory, Aldermaston, Berks, Grande-Bretagne.

ou μ est le magnéton de Bohr, et $\alpha \sim 1/137$ est la constante de séparation hyperfine. Ces résultats sont confirmés par les déterminations des structures hyperfines. Par conséquent, toutes les expériences doivent arriver à une précision plus grande de 0,1%;

2. La seule quantité dépendant du moment magnétique de l'électron et qu'il est possible de mesurer avec une précision suffisante est la fréquence de Larmor ω_L de la précession du vecteur spin dans un champ magnétique:

$$\omega_L = \frac{g}{2} \omega_C \quad (g = 2\mu/\mu_0)$$

ω_C désignant la fréquence « cyclotron » de l'électron. En effet, on compare directement les deux fréquences ω_L et ω_C . Dans ce cas:

$$\frac{\Delta\mu}{\mu_0} \equiv \frac{\mu - \mu_0}{\mu} = \frac{\Delta\omega}{\omega_C}; \quad \Delta\omega \equiv \omega_L - \omega_C$$

3. Pour pouvoir observer la précession du vecteur spin, ou le « spin flipping » occasionné par la résonance électronique, il faut étudier un « rayon » d'électrons polarisés.

4. Pour pouvoir arriver à une grande précision des déterminations de fréquences, il faut que les électrons passent dans le champ magnétique un temps τ plus long que la période cyclotron et celle de précession. Il faut que la relation suivante soit valide:

$$\tau > 2\pi/\Delta\omega, \quad \text{c'est-à-dire} \quad \frac{\tau}{2\pi/\omega_C} \equiv k > \frac{\Delta\omega}{\omega_C} \approx 10^3.$$

C'est cette relation qui est cause des difficultés les plus graves des expériences de toutes espèces. La méthode la plus convenable, la seule qui en effet a réussi jusqu'à maintenant, pour la production des électrons polarisés est basée sur le choc coulombien des électrons rapides et des noyaux lourds¹. Dans ce cas le champ magnétique constant (et aussi le champ de haute fréquence) ne peut être limité à une dimension géométrique raisonnable que par « trapping » des électrons pendant une période prédé-

¹ Au colloque, MM. Abragam et Gorter m'ont rappelé la possibilité de pouvoir utiliser les rayons polarisés émis par une préparation β -active. (Je les remercie pour cette remarque.) Ce changement concernant la source des électrons polarisés ne modifie pas essentiellement la méthode discutée. Si l'on suit la modification proposée, il faut transformer, naturellement, la polarisation originellement longitudinale en une polarisation transversale.

terminée. Une autre possibilité connue, mais que nul n'a encore tentée avec succès, est de produire et de détecter des électrons polarisés lents. La proposition de Bloch, suivie essentiellement par Frisch, applique en même temps les deux procédés.

Je propose donc l'emploi des électrons polarisés lents obtenus par la décélération des électrons rapides après une diffusion par une pellicule métallique bien choisie. Les électrons lents doivent passer à travers une cavité située dans le champ magnétique, parallèle à la direction de la vitesse des électrons. La haute fréquence dans la cavité devrait produire simultanément une résonance « cyclotron » et le « spin flipping ». Le premier effet devrait être indiqué par la diminution d'intensité du rayon sorti de la cavité et le second par la dépolarisation de ce rayon. Pour pouvoir démontrer la polarisation, les électrons doivent être accélérés et ils doivent subir une deuxième diffusion. Si les électrons sont polarisés avant la seconde diffusion, la distribution d'intensité après la seconde diffusion va montrer une asymétrie azimutale. Il faut que le « spin flipping » détruise cette asymétrie.

En ce qui concerne la méthode de production et de détection des électrons lents polarisés, il est à remarquer qu'un champ macroscopique accélérateur ou décélérateur ne touche pas l'état de la polarisation des électrons [5]. Le problème est donc de caractère électron-optique: il s'agit d'éviter la perte d'intensité pendant la décélération et l'accélération.

La résonance « cyclotron » peut être produite et détectée par la méthode de Gardner [6]. Les électrons passent à travers un guide d'ondes rectangulaire court-circuité et excité dans le mode TE_{01} avec un champ électrique perpendiculaire à la direction du champ magnétique constant. Dans le cas de l'absence du champ de haute fréquence le diamètre de la trajectoire hélicoïdale des électrons à 1 eV est environ de 0,01 mm dans un champ de $H_0 = 3.500$ oe. Dans ce cas la résonance « cyclotron » se présente à une fréquence de 10 kHz et le diamètre de la trajectoire s'agrandit considérablement. Par exemple: si les électrons passent $k = 1700$ périodes dans le *champ permanent* dont l'amplitude maximum est, admettons, 20 V/cm, le diamètre s'agrandit par un facteur 30 à peu près. Dans le cas des valeurs numériques supposées, le « drift space » nécessaire est d'une longueur de 10 cm. Si les électrons peuvent entrer dans la cavité et en sortir à travers un petit trou d'un diamètre 0,03 — 0,04 mm, l'intensité du rayon en fonction de la fréquence va varier à la façon d'une courbe de résonance. Le minimum d'intensité se présente avec la fréquence « cyclo-

tron »; la largeur de la résonance est à peu près de $2\pi/\omega_c\tau$ qui, dans notre exemple est plus petit de 10^{-3} .

Le champ de haute fréquence joue en même temps le rôle d'un filtre de vitesses. Il n'y a que les électrons qui font un nombre complet de révolutions qui peuvent sortir de la cavité. La dispersion relative de la vitesse des électrons sortants est déterminée par le rapport du diamètre du diaphragme et celui de la trajectoire circulaire finale. Autrement dit: les électrons observés ont des temps de vol ayant les valeurs discrètes $\tau = (k + l)2\pi/\omega_c$, $k > 10^3$, $l = 1, 2, \dots$ et chaque valeur a une incertitude de $\delta\tau = p(2\pi/\omega_c)$, par exemple $p \approx 5\%$.

Voyons ce qui passe avec la polarisation du rayon si la fréquence est constante et égale à la fréquence « cyclotron ». Avant tout, il nous faut remarquer qu'une dépolarisation se présente même dans le cas où la différence entre les temps de vol est un multiple de période « cyclotron »: $\Delta\tau = l(2\pi/\omega_c)$. La raison est dans la différence de la fréquence cyclotron et la fréquence de Larmor. Une dépolarisation complète est évitable si $\Delta\tau \cdot \Delta\omega < \pi$. Comme $\Delta\tau/\tau = \frac{1}{2}(\delta v/v)$, la dispersion relative maximum permise de l'énergie des électrons est $\delta v/v < 2\pi/\tau\Delta\omega \approx 10^3/k$. En considérant l'exemple numérique précédent $v > 2\delta v$ et $V \approx 1$ volt remplit cette condition, si la dispersion est d'origine thermique.

Un autre motif de dépolarisation est le fait que dans la cavité il y a aussi un champ magnétique de haute fréquence qui, dans les circonstances actuelles, a une composante perpendiculaire au champ magnétique constant. Comme la largeur relative de la résonance spin est aussi $2\pi/\tau$, si la cavité est excitée avec la fréquence « cyclotron », une dépolarisation considérable n'est évitable que dans le cas où $2\pi/\tau > \Delta\omega$, c'est-à-dire $k > 10^3$. C'est la condition que nous avons constatée au commencement de cette étude.

Si la cavité vient à être excitée simultanément par un deuxième générateur indépendant, qui produit le même mode d'oscillation, les effets du champ de haute fréquence sur la polarisation (en fonction de la fréquence) peuvent être étudiés. L'absorption de résonance a comme conséquence une dépolarisation totale que l'on peut observer par la disparition d'asymétrie azimutale d'intensité après la deuxième diffusion. Pour obtenir la courbe de résonance, il faut mesurer de très faibles asymétries. Si nous projetons de détecter une asymétrie de 1%, il faut mesurer l'intensité des rayons avec une précision supérieure à 1%. Avec les intensités qu'il est possible d'obtenir, un point de la courbe de résonance peut être déterminé pendant une heure à peu près.

La stabilisation du champ magnétique et des générateurs micro-ondes, puis, la détermination de leurs fréquences peut être réalisée par les méthodes conventionnelles de la spectroscopie hertzienne.

Bien que le système expérimental ne nous permette qu'une précision plus petite d'un ordre de grandeur, que celui prétendu par la proposition de Crane et de Bloch, il est caractérisé par le fait que pratiquement toutes les parties constituantes et tous les procédés impliqués nous sont connus déjà par des expériences déjà réalisées à ce jour. C'est une circonstance bien encourageante pendant le développement technique de ce projet.

BIBLIOGRAPHIE

1. NAFE, NELSON et RABI, *Phys. Rev.*, **71**, 914 (1947).
LAMB et RETHERFORD, *Phys. Rev.*, **72**, 241 (1947).
KUSCH et FOLEY, *Phys. Rev.*, **72**, 1256 (1947).
NAFE et NELSON, *Phys. Rev.*, **73**, 718 (1948).
KUSCH et FOLEY, *Phys. Rev.*, **74**, 250 (1948).
 2. SCHWINGER, *Phys. Rev.*, **73**, 416 (1948); **76**, 790 (1949).
KARPLUS et KROLL, *Phys. Rev.*, **77**, 536 (1950).
 3. LOUISELL, PIDD et CRANE, *Phys. Rev.*, **94**, 7 (1954).
 4. CRANE, PIDD et LOUISELL, *Phys. Rev.*, **91**, 475 (1953).
TOLHOEK et DE GROOT, *Physica*, **17**, 17 (1951); and private communication.
BLOCH, *Physica*, **19**, 821 (1953).
FRISCH: private communication.
 5. TOLHOEK et DE GROOT, ref. (4).
 6. GARDNER, *Phys. Rev.*, **83**, 996 (1951).
-