

22.1.85

Introduction générale

I-1

A Résumé du cours 1983-84

Le cours a été consacré à la poursuite de l'étude des forces radiatives exercées par des faisceaux laser sur des atomes. Ont été abordés plus particulièrement les points suivants : mises en évidence expérimentale récentes de l'existence de ces forces, possibilités ouvertes dans les domaines du refroidissement et du piégeage radiatifs, fluctuations des forces radiatives, équations cinétiques classiques et quantiques décrivant le mouvement d'un atome dans une onde lumineuse.

Le cours commence par un rappel des principaux résultats établis au cours de l'année antérieure et concernant les forces radiatives moyennes qui décrivent le mouvement du centre du paquet d'ondes atomique. Les expressions de la force de pression de radiation résonnante et de la force dipolaire sont analysées et interprétées en termes d'échanges d'impulsion entre atomes et photons.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES FORCES RADIATIVES

La *force de pression de radiation* peut être utilisée pour changer la direction ou le module de la vitesse d'un atome.

Les expériences de déflexion d'un jet atomique entrent dans la première catégorie. Un faisceau laser irradie à angle droit un jet atomique. Lorsque la fréquence du laser coïncide avec une fréquence atomique, les atomes absorbent de manière résonnante les photons laser, et l'impulsion qu'ils acquièrent ainsi fait dévier leur trajectoire. Les expériences correspondantes sont passées en revues et analysées. Les applications possibles de la déflexion résonnante d'un jet atomique sont discutées : études spectroscopiques, séparation isotopique, lien entre le profil de déflexion et la statistique du nombre de photons de fluorescence émis par un atome pendant un intervalle de temps donné.

Lorsque le jet atomique et le faisceau laser se propagent dans le même sens ou dans des sens opposés, l'effet de la pression de radiation est d'accélérer ou de ralentir les atomes. L'accélération n'est pas très intéressante, car il est plus simple d'ioniser les atomes et de leur appliquer une différence de potentiel. Par contre, le ralentissement des atomes, et éventuellement leur immobilisation, sont beaucoup plus importants par les perspectives qu'ils ouvrent en spectroscopie (élimination de tout effet Doppler lié à la vitesse atomique).

Sont d'abord passées en revue les expériences où la fréquence du laser et celle des atomes sont fixes. La pression de radiation ne ralentit alors qu'une classe d'atomes, ceux dont la vitesse est telle qu'elle leur permet par effet Doppler d'être en résonance avec l'irradiation laser. De plus, dès qu'ils sont suffisamment ralentis, ces atomes sortent de résonance et ne subissent plus l'effet du laser. On décrit alors un nouveau dispositif imaginé par Phillips, Metcalf et Prodan aux USA, et permettant d'augmenter considérablement l'efficacité du ralentissement. L'idée consiste à appliquer aux atomes un champ magnétique inhomogène spatialement, produisant donc un déplacement Zeeman de la fréquence atomique qui varie le long de la trajectoire atomique. Cette variation d'effet Zeeman est alors ajustée pour compenser la variation d'effet Doppler due au ralentissement de l'atome, et permettre ainsi à ce dernier de rester constamment en résonance avec le laser. La distribution initiale des vitesses atomiques est alors comprimée vers les faibles vitesses sous forme d'un pic très étroit. Une autre possibilité, de plus en plus utilisée, consiste à balayer temporellement la fréquence du laser pour compenser la variation d'effet Doppler due au ralentissement des atomes. Les premiers résultats obtenus avec cette nouvelle méthode sont passés en revue et discutés.

Les *forces dipolaires*, qui dérivent d'un potentiel et sont dirigées suivant le gradient d'intensité lumineuse, ont été utilisées pour focaliser des jets atomiques. Les expériences correspondantes sont décrites. Une autre application intéressante des forces dipolaires, qui n'a pu être encore réalisée, est le piégeage d'atomes neutres dans le puits de potentiel associé à ces forces. La profondeur de ce puits est calculée, ainsi que les valeurs optimales des paramètres déterminant cette profondeur.

REFROIDISSEMENT RADIATIF D'ATOMES LIBRES

On commence par décrire un mécanisme simple de refroidissement des degrés de liberté de translation d'un atome libre. L'idée consiste à soumettre cet atome à deux ondes laser progressives se propageant en sens inverse, et dont la fréquence est légèrement désaccordée en dessous de la fréquence

atomique. Par suite de l'effet Doppler, l'atome se rapproche de résonance pour l'onde vers laquelle il se dirige. Le ralentissement produit par cette onde l'emporte donc sur l'accélération produite par l'autre onde, et l'atome est globalement ralenti quelle que soit sa vitesse. D'autres mécanismes de refroidissement radiatif (pompage optique, polarisation nucléaire dynamique) sont également mentionnés.

Pour des vitesses faibles, le taux d'amortissement de la vitesse atomique moyenne est proportionnel à la vitesse. Le coefficient de « friction » correspondant est calculé à la limite des intensités lumineuses faibles, et exprimé en fonction de l'énergie de recul, de la largeur naturelle du niveau excité atomique et du nombre de photons absorbés par unité de temps.

Une étude détaillée du bilan des échanges discrets d'impulsion entre atomes et photons permet également de calculer la dispersion de la variation d'impulsion atomique autour de sa valeur moyenne. La diffusion correspondante de l'impulsion atomique est due, d'une part au caractère aléatoire de la direction des photons réémis spontanément par l'atome, d'autre part aux fluctuations du nombre de photons absorbés par unité de temps.

Les résultats ainsi obtenus permettent alors d'estimer la température la plus basse pouvant être atteinte compte tenu de la compétition entre le refroidissement radiatif et l'échauffement dû à la diffusion d'impulsion. Pour des atomes de Sodium, des températures de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-4} \text{K}$ sont ainsi prévues.

EQUATIONS CINÉTIQUES CLASSIQUES POUR UN ATOME DANS UNE ONDE LUMINEUSE

Pour décrire de manière plus précise le mouvement d'un atome dans une onde lumineuse, il faut déterminer l'évolution temporelle des fonctions de distribution donnant la répartition des valeurs possibles des diverses grandeurs atomiques. Les concepts essentiels sont introduits dans cette partie au moyen d'une approche simple traitant classiquement les degrés de liberté de translation de l'atome.

Un certain nombre de notions concernant les processus stochastiques de mémoire très courte (processus de Markov) sont d'abord rappelées : probabilités de transition élémentaires, équation pilote pour la fonction de distribution. La limite où la probabilité de transition élémentaire correspond à des sauts de faible amplitude est ensuite étudiée. On montre que l'équation pilote peut alors être remplacée par une équation de Fokker-Planck dont les coefficients sont reliés aux moments d'ordre un et deux de la variable stochastique (vitesses de variation moyennes et coefficients de diffusion).

à σ une fonction $w(\vec{r}, \vec{p})$ de \vec{r} et \vec{p} , qui présente beaucoup d'analogies avec la fonction de distribution de la position \vec{r} et de l'impulsion \vec{p} d'une particule classique. La fonction de Wigner $w(\vec{r}, \vec{p})$ n'est cependant pas une vraie distribution de probabilité dans la mesure où elle peut prendre des valeurs négatives, mais plutôt une distribution de « quasiprobabilité ».

La discussion précédente est ensuite généralisée au cas d'une particule ayant des degrés de liberté internes, par exemple un atome à deux niveaux e et g couplé à une onde lumineuse. L'état interne et externe de la particule est alors décrit par quatre fonctions de Wigner $w_{ab}(\vec{r}, \vec{p})$, où les nombres quantiques internes a et b peuvent prendre chacun deux valeurs e ou g . Les équations d'évolution couplées de ces quatre fonctions sont établies. Elles décrivent l'évolution couplée des degrés de liberté internes et externes et peuvent être considérées comme des équations de Bloch optiques généralisées. On montre notamment que la conservation de l'impulsion globale lors des processus d'absorption, d'émission induite et d'émission spontanée de photons par l'atome apparaît explicitement dans ces équations.

La trace par rapport aux degrés de liberté internes de l'opérateur densité en représentation de Wigner est une fonction de Wigner réduite, $w(\vec{r}, \vec{p}) = w_{ee}(\vec{r}, \vec{p}) + w_{gg}(\vec{r}, \vec{p})$, donnant la quasiprobabilité de trouver la particule au point \vec{r} avec l'impulsion \vec{p} , quel que soit son état interne. Une méthode opératorielle nouvelle, permettant de déduire des équations de Bloch optiques généralisées l'équation d'évolution de $w(\vec{r}, \vec{p})$, est alors présentée. Elle consiste à éliminer adiabatiquement, (à un ordre donné par rapport aux infiniments petits du problème) les variables internes rapides. Il est possible ainsi d'établir que $w(\vec{r}, \vec{p})$ obéit à une équation de Fokker-Planck, ce qui permet, tout en gardant une description entièrement quantique du mouvement de l'atome, d'utiliser les interprétations physiques associées aux équations cinétiques classiques étudiées plus haut. Un tel traitement a également l'avantage de faire apparaître les tenseurs de diffusion et de friction au même ordre de perturbation, et de fournir des expressions explicites de ces deux tenseurs en termes de fonctions de corrélation des forces radiatives. Le lien entre fluctuations et dissipation apparaît ainsi clairement. La méthode est également directement applicable à des systèmes plus complexes qu'un atome à deux niveaux.

FLUCTUATIONS DES FORCES RADIATIVES

La trace du tenseur de diffusion apparaissant dans l'équation de Fokker-Planck décrivant l'évolution de $w(\vec{r}, \vec{p})$ est calculée. Les divers termes ainsi obtenus sont analysés et interprétés physiquement. Ils sont associés à trois

Les notions précédentes sont alors appliquées au refroidissement radiatif d'atomes libres. L'impulsion atomique apparaît comme une variable markovienne dont la fonction de distribution satisfait à une équation de Fokker-Planck. La solution stationnaire de cette équation est une gaussienne, ce qui permet de donner un sens précis à la température limite étudiée plus haut. Le lien avec la description par équation de Langevin est également souligné.

Un autre exemple important est celui d'atomes piégés dans un puits de potentiel optique. C'est alors l'ensemble des 2 variables position et impulsion x et p qui est markovien. L'équation de Fokker-Planck décrivant l'évolution de la fonction de distribution de x et p est établie. A la limite des frictions élevées (devant la fréquence d'oscillation dans le puits), l'impulsion évolue beaucoup plus vite que la position et a le temps d'atteindre un équilibre local avant que la position n'ait eu le temps de changer. Il est alors possible d'éliminer adiabatiquement l'impulsion et d'obtenir une équation de Fokker-Planck réduite pour la seule position. Une autre limite intéressante est celle des frictions faibles. C'est alors l'énergie qui joue le rôle d'une variable lente, pour laquelle il est possible d'établir une équation de Fokker-Planck réduite.

Les équations précédentes sont enfin utilisées pour évaluer, au moyen d'une méthode due à Kramers, la probabilité de sortie de l'atome hors du puits de potentiel. Le paramètre qui caractérise la stabilité du puits est le rapport entre la profondeur U_0 du puits et l'énergie résiduelle E résultant de la compétition entre le refroidissement radiatif et l'échauffement dû à la diffusion d'impulsion. Le puits est stable si U_0 est très grand devant E . Le problème de la réalisation éventuelle de puits optiques stables fait d'ailleurs l'objet d'un séminaire spécial de Jean DALIBARD, où un certain nombre de dispositifs nouveaux proposés par notre laboratoire sont présentés.

DESCRIPTION QUANTIQUE DU MOUVEMENT D'UN ATOME DANS UNE ONDE LUMINEUSE

Lorsque les degrés de liberté (internes et externes) de la particule sont traités quantiquement l'état de la particule est décrit par un opérateur densité. L'objet de la dernière partie du cours est d'étudier l'évolution de cet opérateur densité sous l'effet de l'interaction entre l'atome et le rayonnement, et de montrer qu'il est possible de déduire de cette équation d'évolution des équations cinétiques quantiques tout à fait analogues aux équations cinétiques classiques étudiées plus haut.

On commence par étudier le cas d'une particule sans degrés de liberté internes. Plusieurs représentations possibles de l'opérateur densité σ de la particule sont passées en revue, dont la représentation de Wigner qui associe

types de fluctuations : fluctuations de la direction d'émission des photons spontanés, fluctuations de la pression de radiation liées aux fluctuations du nombre de photons absorbés par l'atome, fluctuations des forces dipolaires, dont la contribution (à la différence des deux autres types de fluctuations) ne tend pas vers une limite finie quand l'intensité lumineuse croît indéfiniment.

Une interprétation physique des forces dipolaires et de leurs fluctuations en terme d'atome « habillé » par les photons laser est alors présentée. Les états propres du système atome plus photons laser en interaction ont une énergie qui varie d'un point à l'autre de l'espace. Le gradient de cette énergie apparaît comme une force associée à chaque niveau d'énergie de l'atome habillé. On montre que la force dipolaire moyenne n'est autre que la moyenne des forces associées aux divers niveaux de l'atome habillé, pondérées par les probabilités d'occupation de ces niveaux. L'émission spontanée provoque des transitions radiatives entre ces divers niveaux et change ainsi de manière aléatoire la force agissant sur l'atome, ce qui permet de comprendre qualitativement et quantitativement les fluctuations des forces dipolaires.

① Thème choisi

Piégeage et refroidissement de particules chargées
Applications

② Liens avec les cours précédents (82-83 et 83-84)

Comme dans les cours précédents, l'objectif des expériences qui seront décrites cette année est de ralentir, refroidir, piéger une particule atomique, de manière à pouvoir l'observer dans des conditions aussi pures que possible et pendant des temps aussi longs que possible [élimination des perturbations liées aux parois d'une enceinte, aux collisions, l'élimination des élargissements Doppler des 1^{er} et 2^{em} ordres, des élargissements liés au temps de transit fini dans la zone d'observation, contrôle aussi quantitatif que possible des perturbations liées aux potentiels de piégeage ...]

Les cours des 2 années antérieures portaient sur des systèmes neutres (atomes), et les forces permettant de contrôler le mouvement du centre de masse provenaient d'échanges d'impulsion lors de cycles absorption-émission spontané et absorption-émission induite de photons par l'atome (ou encore, du couplage du moment dipolaire électrique de l'atome avec les gradients de phase et d'amplitude de l'onde laser). Avec des particules chargées (électrons, ions ...), il est possible d'agir directement sur la charge du système au moyen de champs électriques et magnétiques statiques. En particulier, il est plus facile de piéger une particule chargée que des atomes neutres (aucun piège laser n'a encore fonctionné pour des atomes neutres, alors qu'on sait piéger des électrons, des positrons, des ions ...)

Il est clair cependant que les pièges à électrons ou ions ne peuvent contenir un trop grand nombre de particules à cause des répulsions électrostatiques entre ces particules. Les perturbations liées aux effets de charge d'espace peuvent également devenir gênantes pour les applications spectroscopiques. Pour ces applications, il est en fait préférable d'opérer sur un seul électron, ou un seul ion. Par contre, les pièges pour atomes neutres, s'ils arrivent à être réalisés, pourraient en principe contenir un plus grand nombre de particules.

③ Les grands domaines d'application

- Différents suivant le type de particules chargées étudiées
- Particules élémentaires comme les leptons (électron e^- , positron e^+ , muons positif et négatif μ^+ et μ^- ...)
 - Ions

Etude des leptons

I-5

- Mesure du moment magnétique de spins de e^- , e^+

$$\vec{M}_s = g \frac{e}{2m} \vec{S} \quad (I-1)$$

g : Facteur g , e et m charge et masse, \vec{S} spin
L'équation de Dirac prévoit $g = 2$, mais les corrections radiatives font que g est légèrement supérieur à 2

- Mesure de l'anomalie $g-2$

$$a = \frac{g-2}{2} \quad g = 2(1+a) \quad (I-2)$$

Tests de l'électrodynamique quantique qui permet de calculer a sous forme d'un développement en puissance de la constante de structure fine $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c \approx 1/137$

- Comparaison des anomalies $a(e^+)$ et $a(e^-)$ de e^+ et e^-
- Tests de CPT (Conjugaison de charge, parité, renversement du temps)
- Comparaison de $a(e)$ et $a(\mu)$ [anomalies des électrons et des muons]. Sensibilité de $a(\mu)$ aux autres interactions (fortes, faibles)

Etude des ions

- Spectroscopie de masse (mesure de rapports de masse par mesure de rapports de fréquence cyclotron)
- Spectroscopie optique, microonde à ultra haute résolution
- Refroidissement laser d'ions piégés
- Standards de fréquence
- Ions négatifs
- Mesures de durées de vie

④ Les problèmes qui seront abordés cette année

Essentiellement, les problèmes relatifs aux leptons piégés (l'étude des ions sera abordée dans un cours ultérieur)

- Le piège Penning (combinaison d'un potentiel électrostatique quadrupolaire et d'un champ magnétique uniforme)
Etude classique et quantique du mouvement d'un électron sous un tel piège. Intérêt de ce piège.
- Refroidissement des mouvements de vibration, cyclotron et magnétron.
Comment détecter le mouvement de vibration de l'électron?
Détection d'un électron unique piégé.
- Comment détecter les transitions de spin?
Utilisation d'une "bouteille magnétique".
Mesure de la fréquence cyclotron.
Mesure de l'anomalie $a(e)$ par effet Stern et Gerlach "continu"

- Analyse d'un processus de mesure portant sur un électron unique. Etude du rapport signal sur bruit
Temps minimum de mesure I-6
- Extension aux positrons. Comparaison de $a(e^-)$ et $a(e^+)$
l'anomalie $a(\mu)$ du muon
- Améliorations possibles et perspectives. Utilisation d'effets relativistes pour éliminer la bouteille magnétique.
Sensibilité des corrections radiatives aux effets de paroi.

C - Bref historique sur le moment magnétique de spin de e^-

L'apparition du spin dans la théorie quantique

1925 Uhlenbeck et Goudsmit postulent l'existence du spin et du moment magnétique associé pour expliquer l'effet Zeeman anormal et les doublets de structure fine

1927 Equation de Dirac. Justification théorique du spin et de $g=2$

1927-30 Réfutation par Bohr et Pauli de toute une série de propositions d'expériences ayant pour but de mesurer le moment magnétique de spin de l'électron libre et basées sur des généralisations de l'expérience de Stern et Gerlach ou sur des mesures magnétométriques.

Le congrès Solvay de 1930

Le "théorème" de Bohr interdisant les mesures "classiques" du moment magnétique de spin de l'électron libre, et extrapolé (abusivement) par certains physiciens comme faisant perdre toute signification physique à la notion de moment magnétique de spin d'un électron libre

Période très intéressante pour l'histoire des Sciences, car elle révèle bien les difficultés de mise en place de la nouvelle mécanique quantique, les blocages intellectuels qui se sont produits, les problèmes de langage...

Les premières expériences de physique atomique et les premiers calculs

1947 - Expérience de Nafe, Nelson, Rabi sur la structure hyperfine de l'état fondamental de H et D. Mise en évidence d'un désaccord (0,2%) entre expérience et théorie

- Breit attribue ce désaccord au fait que $g \neq 2$.

- Détermination plus précise de a_e par Kusch et Foley qui mesurent des rapports de facteurs de Landé g_J de 2 niveaux différents d'un atome donné (Ga, In, Na).

g_J est exprimé en fonction du facteur g orbital, $g_L = 1$, et du facteur g de spin, $g_S = 2(1+a_e)$. Les résultats sont

$$a_e = (1.19 \pm 0.05) \cdot 10^{-3} \quad \Delta a/a \approx 5 \cdot 10^{-2}$$

$$g_e = 2(1.00119 \pm 0.00005) \quad \Delta g/g \approx 5 \cdot 10^{-5}$$

les incertitudes qui subsistent, sont liés aux corrections relativistes et aux interactions entre l'électron de valence et les autres électrons.

1948 - Premier calcul de a_e , à l'ordre 1 en α , par Schwinger I-7

$$a_e = \frac{\alpha}{2\pi} = 0.0016$$

- Début de l'électrodynamique quantique moderne

- Weldon propose l'image de l'électron vibrant dans les fluctuations du vide (vibration de la charge et oscillation du spin), qui conduit au bon ordre de grandeur pour le déplacement de Lamb, mais au mauvais signe pour $g-2$. Pourquoi $g-2$ est-il positif?

1949 - Amélioration de la précision des mesures par Gardner et Purcell qui comparent la fréquence cyclotron d'un électron libre dans un champ B_0 à la fréquence NMR des protons dans le même champ, ce qui donne μ_B/μ_p . Par ailleurs, Koenig, Prodell et Kusch, réalisent d'expériences sur H le rapport μ_e/μ_p . La combinaison des 2 expériences donne μ_e/μ_B et par suite a_e

$$a_e = (1.146 \pm 0.012) 10^{-3} \quad \Delta a/a \approx 10^{-2}$$

Amélioration de ces 2 mesures par Francken et Liche (1956)

- Les expériences deviennent juste sensibles aux corrections en $(\alpha/\pi)^2$. Comparaison avec les calculs des termes en α^2 par Karplus et Kroll (1950), Peterman, Sommerfield (1957). Découverte d'erreurs dans les précédents calculs des termes en α^2

Les expériences sur des électrons liés dans des atomes semblent atteindre leurs limites, dans la mesure où, même sur un atome aussi simple que H, les corrections relativistes au facteur g deviennent de l'ordre de α^2

Pour aller plus loin, il est clair qu'il faut passer à des expériences où a_e est mesuré sur des électrons libres ou faiblement liés.

Les premières expériences (ou projets) sur des e^- libres ou faiblement liés

1953 Faisant suite à la mise en évidence expérimentale de l'effet Mott de polarisation partielle d'un faisceau de e^- par diffusion de Coulomb, l'expérience de Louisell, Pidd, Crane montre qu'un champ magnétique fait tourner le spin de l'électron entre 2 diffusions de Mott (la 1^{ère} diffusion sert à polariser le spin, la 2^{ème} à l'analyser; le champ B_0 est appliqué parallèlement au faisceau de e^-).

Bien que peu précise (elle donne $g = 2.00 \pm 0.01$), cette expérience montre pour la première fois qu'il est possible de mesurer g sur un électron libre. Elle allait être le point de départ de la très belle série d'expériences de précision effectuées à Michigan pendant 3 décennies.

1953 Bloch propose une expérience de résonance sur des e^- piégés dans des champs statiques. Combinaison d'un champ B_0 intense et d'un puits de potentiel électrostatique très faible dans la direction de B_0 permettant de piéger des e^- . L'application pendant un certain temps d'un gradient de champ magnétique le long de B_0 permet d'éjecter tous les e^- hors du piège sauf ceux se trouvant dans le niveau de Landau le plus bas ($n=0$) et le niveau de spin $m_s = -1/2$. L'application de microonde permet alors d'induire des transitions vers les niveaux $n=1, m_s = -1/2$ et $n=0, m_s = +1/2$. Le passage à résonance est détecté en vidant

de nouveau le piège et en comptant les e- éjectés. On peut
essayer ainsi mesurer la fréquence cyclotron ω_c et la fréquence de
Larmor ω_L du spin et en déduire $g_e = 2\omega_L/\omega_c$.

Autres propositions analogues de Dicke (datée de 1947-49 et non
publiée), de Tolhoek et de Groot (1951)

Bien que n'ayant pu être réalisées, ces propositions sont les
premières à introduire l'idée d'effectuer des résonances sur des e-
piégés dans des configurations de champs externes statiques. Elles
généralisent en quelque sorte les expériences de Kusch et Foley.
Au lieu de considérer les niveaux d'énergie d'un électron dans
le champ coulombien d'un noyau, on étudie les niveaux de cet
électron dans un potentiel externe, dans un domaine d'énergies
de liaison beaucoup plus faibles. On minimise ainsi les effets
relativistes et on peut contrôler à volonté les effets de liaison.

1958 Première détermination par Dehmelt de l'anomalie a_e
d'électrons libres, produits dans une décharge et orientés
par collisions d'échange avec des atomes de sodium pompés
optiquement. Les transitions de spin sont induites par un
champ magnétique de radiofréquence et détectées par la
variation de polarisation qu'elles produisent sur les atomes de
sodium.

Mesure de $g_e/g_J(\text{Na})$ à $30 \cdot 10^{-6}$ près. Comme g_J est connue
à $20 \cdot 10^{-6}$ près, on en déduit
 $a_e = (1.116 \pm 0.040) \cdot 10^{-3}$ $\Delta a/a \approx 4 \cdot 10^{-2}$

1961 Amélioration spectaculaire de l'expérience de Louisell, Pidd, Crane
par Schupp, Pidd et Crane. L'idée consiste à mesurer, non pas
la rotation du spin dans le champ B_0 entre le polariseur et
l'analyseur, mais la rotation différentielle du spin par
rapport à la direction de la vitesse. On mesure ainsi directement
 $g-2$ au lieu de g . De plus, on stocke les électrons dans une
bouteille magnétique où ils effectuent de nombreuses révolutions
ce qui augmente la précision. Le résultat est

$a_e = (1.1609 \pm 0.0024) \cdot 10^{-3}$ $\Delta a/a \approx 2 \cdot 10^{-3}$

Les développements ultérieurs qui ont permis à ce jour d'atteindre
une précision $\Delta a/a \approx 4 \cdot 10^{-8}$ (soit un gain d'environ 5 ordres
de grandeur!) seront décrits dans le cours de cette année

Bibliographie sommaire (articles de revue et références in)

O. DARRIGOL Histoire de la question: peut-on polariser des e- libres? Preprint 1984
H.R. CRANE The g factor of the electron, Scientific Americ. 218, Janvier 1968
A. RICH, J.C. WESLEY The current status of the lepton g factors p. 72
Rev. Mod. Phys. 44, 250 (1972)
J.H. FIELD, E. PICASSO, E. PICASSO Tests of fundamental physical theories from
measurements on free charged leptons Sov. Phys. Usp. 22, 199 (1979)

Pour les mesures les plus récentes, voir articles de CONTI, NEWMAN, RICH
et SWEETMAN - SCHWINBERG, VAN DYCK, DEHMELT - GABRIELSE DEHMELT
dans Precision Measurement and Fundamental Constants II, N.B.S
Special Publication 617, edited by B.N. TAYLOR and W.D. PHILLIPS (1984)