

Atomes dans un faisceau lumineux ou dans le vide de photons

C. Cohen-Tannoudji

Ecole Normale Supérieure et Collège de France,
24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

Abstract. — An atomic electron, in the vacuum of photons, can emit and reabsorb photons of any frequency. Such processes give rise to well known radiative corrections (Lamb-shift, $g - 2$, natural width of excited states...). We review in this paper similar effects which can be induced by the interaction of an atomic electron with an incident electromagnetic wave, and we try to get some physical insight in radiative processes by comparing these two types of « spontaneous » and « induced » effects.

Optical pumping methods have been very useful for studying how atoms are perturbed by optical or RF photons. The Zeeman sublevels of an atomic ground state are broadened and shifted by a resonant or quasiresonant optical irradiation. The corresponding light-shifts (or « Lamp-shifts » as A. Kastler called them) are due to virtual absorptions and reemissions of incident photons. Another example of an induced effect is the modification of the magnetic properties of an atomic level due to a high frequency non resonant RF irradiation. The Larmor precession is slowed down and becomes anisotropic.

The two previous examples correspond to two situations leading to simple calculations. For a resonant or quasiresonant excitation, a single atomic transition needs to be considered. Non perturbative treatments can be given which include the effect of the atom field coupling to all orders. For example, the « dressed atom » approach allows a unified treatment of various effects such as light shifts, Autler-Townes doublets resonance fluorescence triplets... On the other hand, for a high frequency irradiation, all atomic transitions must be included. It is possible in this case to derive an effective hamiltonian describing, to lowest order in the fine structure constant α , how electronic energy levels are perturbed in the presence of N photons ω . The remaining part of the paper is devoted to the analysis of such a situation.

The terms of the effective hamiltonian proportional to the number N of incident photons correspond to the induced effects. They can be fully interpreted in semi-classical terms and they describe how the slow motion of the electron in the external static fields is modified by the high frequency vibration in the incident monochromatic wave. For example, the vibrating electron averages the static potential over a finite length, the angular oscillation of the spin reduces the effective magnetic moment. The remaining terms, which are independent of N , exist even in the vacuum of photons ($N = 0$) and describe the contribution of the mode ω to spontaneous radiative corrections. It is possible to split them into two parts. The first one has the same structure as the N -dependent terms, with N replaced by $1/2$. It describes the corrections due to the vibration of the electron in vacuum fluctuations which have a spectral power density $\hbar\omega/2$ per mode. The second part represents the effect of radiation reaction, i.e. the interaction of the electron with its self field. Such an interpretation is confirmed by a Heisenberg equations approach where the total force acting upon the electron is split into two physical (i.e. hermitian) parts representing respectively the effect of the vacuum « free » field and the effect of the « source » field produced by the electron itself.

These considerations are finally applied to the problem of the positive sign of $g - 2$. The g -factor can be written as $2\omega_L/\omega_e$, where ω_L is the Larmor frequency of the spin

and ω_c the cyclotron frequency of the charge for an electron in a weak static field B_0 . In the absence of radiative corrections, $g = 2$, and $\omega_L = \omega_c$. To lowest order in $1/c$ (order zero), radiation reaction slows down ω_c but not ω_L (a charge is more coupled to its self field than a magnetic moment). The effect of vacuum fluctuations appears only at order 2 in $1/c$ and corresponds to relativistic and magnetic effects which slow down both ω_L and ω_c . Therefore, it appears that, in the non relativistic domain, the main effect is a reduction of ω_c by radiation reaction and this explains why $2\omega_L/\omega_c$ becomes larger than 2. A complete relativistic calculation (to all orders in $1/c$, but to lowest order in α) does not change this conclusion since the contribution of non relativistic modes ($\hbar\omega < mc^2$) is predominant in the integral giving $g - 2$.

1. Introduction

Un électron atomique, placé dans le « vide de photons », c'est-à-dire en l'absence de tout rayonnement incident, peut émettre et réabsorber virtuellement des photons de toute fréquence. De tels processus sont à l'origine de « corrections radiatives », bien connues en électrodynamique quantique, comme le déplacement de Lamb ou l'anomalie $g - 2$ du spin de l'électron. Le but de cet exposé est de passer en revue un certain nombre d'effets physiques, présentant des analogies étroites avec les précédents, et qui ont la caractéristique importante d'être *induits* par un rayonnement incident, au lieu de se produire *spontanément*. Nous voudrions montrer également comment il est possible d'élaborer des images physiques simples sur les processus radiatifs, en comparant ces deux types de corrections radiatives « spontanées » et « stimulées ».

J'ai choisi un tel sujet pour mon exposé car il permet, me semble-t-il, de donner le fil directeur d'un certain nombre de recherches qui se poursuivent au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure depuis plusieurs années et parce qu'il correspond à un type de problème qui a toujours passionné Alfred Kastler, à savoir les interactions entre atomes et rayonnement, et les manifestations de ces interactions sur les deux types de systèmes.

Ce n'est d'ailleurs pas sans une certaine émotion que je prends la parole devant vous aujourd'hui pour évoquer des travaux qui me rappellent les contacts si étroits que j'ai eus avec Alfred Kastler, et qui ont été si enrichissants pour moi sur le plan scientifique et sur le plan humain. Je suis tout à fait conscient de la chance exceptionnelle que j'ai eue d'avoir pu être initié à la physique par des maîtres aussi hors du commun qu'Alfred Kastler et Jean Brossel.

Je voudrais dire également que les travaux que je vais décrire, ou simplement évoquer, dans cet exposé ont été menés au sein d'une équipe qui s'est constituée autour de moi à partir de 1963 et dans laquelle se sont succédé Nicole Polonsky-Ostrowsky, Serge Haroche, Jacques Dupont-Roc, Claire Landre-Lhuillier, Maryvonne Ledourneuf, Gilbert Grynberg, Claude Fabre, Paul Avan, Serge Reynaud, François Hoffbeck, Marc Himbert, Christian Tanguy, Jean Dalibard, Antoine Heidmann. Les résultats qui sont présentés plus loin sont avant tout les résultats des travaux de cette équipe.

2. Déplacements lumineux.

Le calcul quantique du cycle de pompage optique [1], fait en collaboration avec Jean-Pierre Barrat au cours de l'année 1960, laissait prévoir que les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental d'un atome devaient être élargis et déplacés sous l'effet de l'irradiation lumineuse résonnante ou quasi résonnante du faisceau de

pompage optique. Il s'agissait là d'effets analogues à la largeur naturelle et au déplacement de Lamb d'un niveau excité, et qui devaient être associés au processus d'absorption plutôt qu'au processus d'émission spontanée : au lieu d'émettre spontanément un photon et de le réabsorber, l'atome absorbait un photon incident et le réémettait.

Alfred Kastler aima beaucoup ces effets que la lumière produisait sur les atomes. Il les rapprochait de ceux que les atomes produisaient sur le faisceau lumineux : à l'élargissement des niveaux était associé le phénomène d'absorption de lumière, au déplacement de niveaux, le phénomène de dispersion. Ces deux types d'effets variaient en effet de la même façon en fonction de l'écart à résonance $\omega_L - \omega_0$ entre la fréquence lumineuse ω_L et la fréquence atomique ω_0 , les deux premiers comme une courbe d'absorption (effets dissipatifs), les deux autres comme une courbe de dispersion (effets réactifs). C'est lui aussi qui, pour rapprocher le déplacement lumineux du « Lamb-shift » (déplacement de Lamb), aimait, par un jeu de mots, l'appeler « Lamp-shift » (déplacement produit par la lampe du faisceau de pompage).

Les sources lumineuses de l'époque, des lampes à décharge, ne pouvaient produire que des déplacements de l'ordre du hertz. La sensibilité et la souplesse des méthodes de pompage optique devaient néanmoins permettre d'observer expérimentalement ces effets dès la fin de l'année 1960. En effet, alors que les corrections radiatives spontanées sont intrinsèques et ne peuvent être modifiées, les corrections induites par un faisceau lumineux dépendent de l'intensité, de la fréquence et de la polarisation de ce faisceau. Par un choix approprié de ces paramètres, il est possible de déplacer de manière différente deux sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental d'un atome, et de détecter cet effet par un déplacement de la raie de résonance magnétique reliant ces deux sous-niveaux. (Comme les temps de relaxation sont très longs dans l'état fondamental, cette raie est en général très fine.) C'est ainsi que des déplacements de 0,5 Hz, changeant de signe lorsque la polarisation circulaire du faisceau passait de σ^+ à σ^- , purent être détectés [2] sur l'isotope ^{199}Hg que Bernard Cagnac et Jean Brossel venaient de réussir à pomper optiquement [3]. Des effets analogues étaient observés également à la même époque sur les alcalins par M. Arditi et T. Carver [4].

Les premiers déplacements observés étaient inférieurs à la largeur de raie. Une suggestion d'Alfred Kastler, pleine d'élégance, permit de gagner un ordre de grandeur sur le déplacement. Une grande partie de l'intensité lumineuse ultraviolette des lampes à mercure était en effet perdue dans les polariseurs, à faible ouverture, qui étaient placés sur le faisceau lumineux, pour obtenir une lumière σ^+ ou σ^- . Alfred Kastler proposa de prendre une lampe à ^{204}Hg , dont la raie coïncide en champ nul avec la composante hyperfine $F = 1/2 \rightarrow F = 1/2$ de l'isotope ^{199}Hg , et de la placer dans un champ magnétique axial de manière à obtenir, par effet Zeeman et sans aucun polariseur, deux composantes σ^+ et σ^- disposées symétriquement par rapport à la raie de ^{199}Hg (Fig. 1a). L'astuce de cette idée est que chaque raie, σ^+ ou σ^- , ne déplace, par suite des règles de sélection, qu'un seul sous-niveau Zeeman de l'état fondamental de ^{199}Hg , $m = -1/2$, ou $m = +1/2$ (Fig. 1b), et que ces déplacements sont de signes opposés puisque les désaccords des composantes σ^+ et σ^- de la source ^{204}Hg avec la raie de ^{199}Hg sont eux aussi de signes opposés (Fig. 1a). Ainsi, non seulement aucun polariseur n'est nécessaire, mais le déplacement est de plus doublé. Cette méthode fut appliquée avec succès et permit d'observer des déplacements près de dix fois supérieurs à la largeur des raies [5] (voir Fig. 2). C'est cette même méthode qui permit d'étudier en détail la levée de dégénérescence en champ magnétique nul, d'un atome soumis à une irradiation lumineuse non résonnante [6, 7].

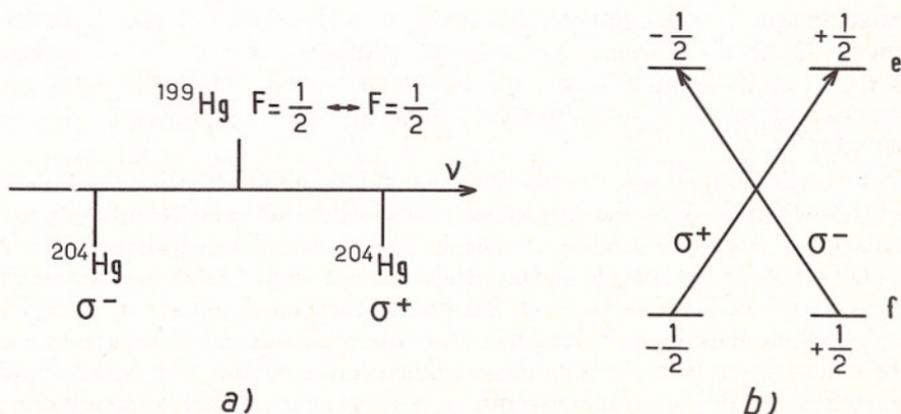


Fig. 1. — a) Une lampe à ^{204}Hg placée dans un champ magnétique axial émet deux raies de polarisations σ^+ et σ^- , disposées symétriquement par rapport à la raie $F = 1/2 \leftrightarrow F = 1/2$ de l'isotope ^{199}Hg .

b) Structure de la raie $F = 1/2 \leftrightarrow F = 1/2$ de ^{199}Hg . L'excitation en σ^+ (σ^-) n'affecte que le sous-niveau Zeeman $-1/2$ ($+1/2$) de l'état fondamental f.

[a] A ^{204}Hg lamp, put in an axial magnetic field, emits 2 lines which have a σ^+ and σ^- polarization, and which are symmetric with respect to the $F = 1/2 \leftrightarrow F = 1/2$ line of ^{199}Hg .

b) Structure of the $F = 1/2 \leftrightarrow F = 1/2$ line of ^{199}Hg . The σ^+ (σ^-) light only excites the Zeeman sublevel $-1/2$ ($+1/2$) of the ground state f.]

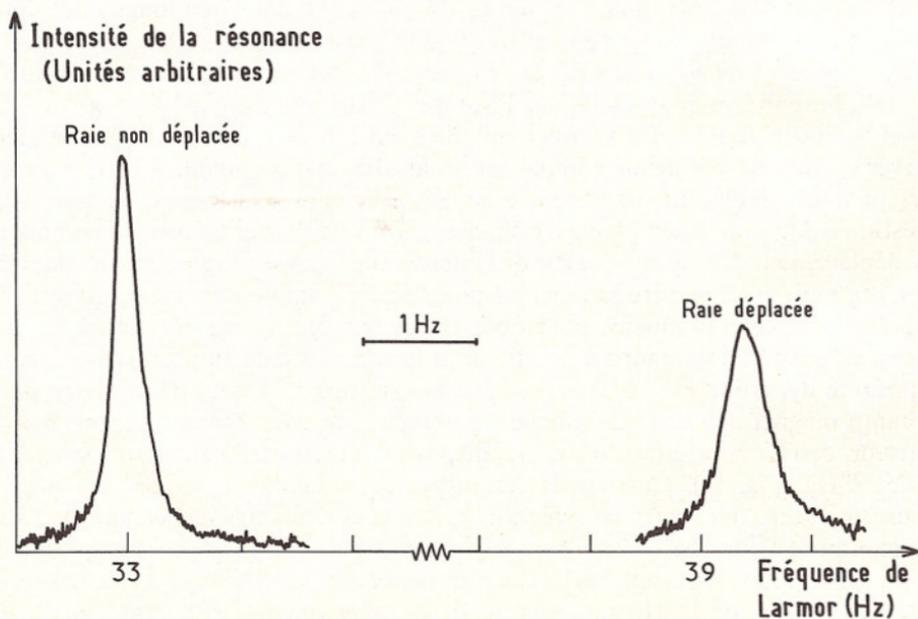


Fig. 2. — Déplacement de la raie de résonance magnétique dans l'état fondamental de ^{199}Hg produit par une lampe à ^{204}Hg placée dans un champ magnétique axial. Le déplacement est près de dix fois supérieur à la largeur de raie.

[Shift of the magnetic resonance curve in the ground state of ^{199}Hg produced by a ^{204}Hg lamp put in an axial magnetic field. The shift is about ten times larger than the linewidth.]

3. Modification du facteur g d'un niveau atomique par un champ de radiofréquence non résonnant.

Un autre exemple de correction radiative stimulée fut découvert un peu plus tard au laboratoire à l'occasion de l'étude de divers types de résonances (résonances paramétriques, résonances de cohérence...) observables sur un spin $1/2$ interagissant avec un champ de radiofréquence.

L'effet consiste en une modification du facteur g d'un niveau atomique qui apparaît lorsque les atomes sont irradiés par un champ de radiofréquence $B_1 \cos \omega t$, dont la fréquence ω est grande devant la fréquence de Larmor $\omega_0 = -\gamma B_0$ des atomes dans le champ statique B_0 (γ : rapport gyromagnétique). Si B_0 est le long de Oz et B_1 le long de Ox , on trouve que la précession de Larmor autour de Oz est ralentie, ce qui correspond à une diminution du facteur g par rapport à la valeur g_0 en l'absence de B_1 . En fait, un calcul non perturbatif de g est possible et donne :

$$g = g_0 J_0 \left[-\frac{\gamma B_1}{\omega} \right] \quad (1)$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre zéro [8]. Ainsi, non seulement le facteur g est diminué, mais il peut être même annulé lorsque l'amplitude B_1 du champ de radiofréquence a une valeur telle que $-\gamma B_1/\omega$ correspond à un zéro de la fonction de Bessel J_0 . Notons enfin que l'existence d'une direction privilégiée introduite par B_1 entraîne que la précession de Larmor autour de B_0 devient en général anisotrope en présence de B_1 . En d'autres termes, le facteur g n'est plus scalaire mais tensoriel.

Tous ces effets ont fait l'objet d'une vérification expérimentale détaillée au cours des thèses de troisième cycle ou d'Etat de Serge Haroche et Claire Landre-Lhuillier (voir les Réf. [9, 10]). Ils ont donné lieu à de nombreuses applications [11, 12] et leur interprétation a conduit à l'introduction du concept d'atomes « habillé » par des photons de radiofréquence incidents [12-14].

Il est tentant à ce stade de faire un parallèle entre cette modification du facteur g d'un atome, induite par un champ incident, et l'anomalie $g-2$ du moment magnétique de spin de l'électron qui est, elle, une correction radiative spontanée. On se heurte alors immédiatement à une difficulté de signe. La correction induite correspond toujours à une diminution de g , alors que l'effet spontané correspond à une augmentation de g (par rapport à la valeur 2 prévue par l'équation de Dirac). Le fait que le champ de radiofréquence incident diminue toujours g est très simple à comprendre. Le mouvement du spin dans le champ de radiofréquence est une vibration angulaire où le moment magnétique tourne en gardant un module constant (Fig. 3). Vis-à-vis d'un champ statique B_0 , seule compte la composante statique de ce mouvement qui a nécessairement un module plus petit que le vecteur tournant. Il semble donc difficile de comprendre l'anomalie $g-2$, et notamment son signe, en considérant la vibration angulaire du spin dans les fluctuations du champ quantique du vide [15]. Nous reviendrons plus loin sur ce problème.

4. Deux situations conduisant à des calculs simples.

4.1 L'EXCITATION NE CONCERNE QU'UN PETIT NOMBRE DE TRANSITIONS. — C'est le cas pour les deux exemples étudiés précédemment. Le faisceau lumineux qui élargit et déplace les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de l'atome dans une expérience de pompage optique est résonnant ou quasi résonnant avec la transition

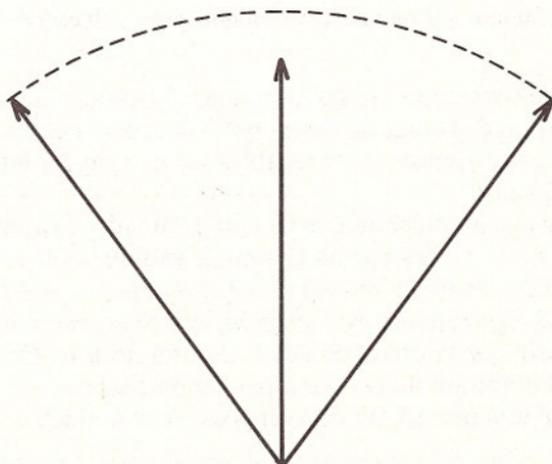


Fig. 3. — Vibration angulaire du moment magnétique de l'atome entre deux positions extrêmes conduisant à une diminution de la composante statique de ce moment magnétique.

[Angular vibration of the atomic magnetic moment between two extreme positions, leading to a decrease of the static component of this magnetic moment.]

qui relie l'état fondamental au niveau de résonance et il est par suite légitime d'ignorer toutes les autres transitions de l'atome. Le champ de radiofréquence qui modifie le facteur g de l'état fondamental de l'atome ne peut bien sûr coupler cet état fondamental aux autres états excités de l'atome. Même s'il est très loin de résonance, il est donc tout à fait correct de ne considérer son action qu'à l'intérieur de la multiplicité de l'état fondamental.

Un premier exemple de situation conduisant à des calculs simples est donc celui où il est possible de considérer un atome avec un *petit* nombre de niveaux couplé à une onde électromagnétique incidente. Il existe alors plusieurs méthodes (équations de Bloch, atome habillé...) permettant de rendre compte simplement des phénomènes observés. Comme elle a joué un rôle important dans le développement des recherches poursuivies au laboratoire, nous dirons plus loin quelques mots de la méthode de l'atome habillé.

4.2 TOUTS LES NIVEAUX ATOMIQUES SONT IMPLIQUÉS, MAIS L'EXCITATION EST À HAUTE FRÉQUENCE. — Dans ce cas, aucune transition atomique n'est privilégiée par rapport aux autres et il est donc nécessaire de tenir compte de tous les niveaux pour décrire correctement la dynamique de l'électron atomique. La simplification vient alors de ce qu'il est possible de séparer le mouvement de l'électron en deux composantes : une composante haute fréquence décrivant la vibration forcée de la charge et du spin de l'électron dans l'onde incidente, une composante basse fréquence décrivant le mouvement lent de l'électron dans le potentiel du noyau ou dans les champs statistiques extérieurs.

Tout le problème consiste alors à comprendre comment la dynamique du mouvement lent est modifiée par le mouvement haute fréquence induit par l'onde incidente. Nous verrons plus loin qu'une méthode d'hamiltonien effectif permet de résoudre simplement ce problème. Comme l'étude de l'excitation haute fréquence est importante pour comprendre les analogies et différences entre corrections radiatives stimulées et spontanées, nous lui consacrerons la majeure partie de la suite de cet exposé (après le prochain paragraphe consacré à la méthode de l'atome habillé).

5. La méthode de l'atome habillé.

Cette méthode consiste à déterminer, dans une première étape, les niveaux d'énergie du système formé par un atome (à petit nombre de niveaux) couplé à un mode unique du champ quantique, puis à introduire, dans une deuxième étape, les divers processus de relaxation agissant sur l'atome.

Introduite dans le domaine des radiofréquences comme nous l'avons indiqué plus haut, la méthode de l'atome habillé a pu être étendue au domaine optique grâce à la prise en compte dans la théorie de la « relaxation radiative » due à l'émission spontanée [16]. Il a été ainsi possible de comprendre en détail toutes les caractéristiques de la fluorescence de résonance induite par un champ laser intense.

L'étude des fréquences de Bohr et des spectres d'émission et d'absorption de l'atome habillé permet notamment de donner une description unifiée de divers phénomènes incluant les déplacements lumineux, le dédoublement Autler-Townes, le triplet de fluorescence, la compensation de l'effet Doppler par des déplacements lumineux dépendant de la vitesse, l'absorption saturée... (voir les articles de revue [17, 18] et les références in).

Les corrélations de photons peuvent également être interprétées de manière très simple dans cette approche. Les photons de fluorescence émis successivement par l'atome apparaissent en effet comme des photons émis dans une « cascade radiative » de l'atome habillé descendant le long de son diagramme d'énergie. C'est d'ailleurs ainsi que les corrélations temporelles entre les bandes latérales du triplet de fluorescence ont été prévues théoriquement [19] avant d'être observées expérimentalement [20].

La méthode de l'atome habillé a pu également être appliquée avec succès à l'étude de la redistribution collisionnelle [21], où son domaine de validité est plus étendu que celui des équations de Bloch optiques, notamment en dehors du régime d'impact.

Mentionnons enfin des applications récentes de cette méthode à d'autres problèmes comme celui des forces radiatives [22], ou le mélange à quatre ondes [23, 24].

6. Hamiltonien effectif d'un électron couplé à un mode haute fréquence du champ.

Revenons au problème d'un électron irradié par une onde plane dont la fréquence ω est grande devant les fréquences de Bohr ω_{ij}^e de l'électron évoluant dans le champ du noyau ou dans des champs statiques extérieurs.

Le système formé par l'électron et le mode ω du champ a des niveaux d'énergie qui se groupent en multiplicité ε_N bien séparées les unes des autres. En effet, si l'on commence par négliger le couplage entre l'électron et le mode ω , la multiplicité ε_N , qui regroupe les niveaux d'énergie de l'électron en présence de N photons $\hbar\omega$, est séparée des multiplicités voisines $\varepsilon_{N\pm 1}$ (contenant un photon de plus ou de moins) par une distance $\hbar\omega$ beaucoup plus grande que les écarts $\hbar\omega_{ij}^e$ entre niveaux d'une même multiplicité (Fig. 4).

L'hamiltonien d'interaction entre l'électron et le mode ω a des éléments de matrice à l'intérieur de chaque multiplicité et entre multiplicités différentes. Par exemple, les éléments de matrice entre ε_N et ε_{N+1} (ε_{N-1}) décrivent des processus d'émission (d'absorption) d'un photon $\hbar\omega$ par l'électron. Sous l'effet d'un tel couplage entre l'électron et le mode ω , les niveaux d'énergie de la figure 4 sont déplacés et les fréquences de Bohr à l'intérieur de chaque multiplicité ε_N sont modifiées. C'est cette modification du mouvement lent due à la présence de N photons $\hbar\omega$ que nous avons essayé de calculer et de comprendre [25, 26], l'un des objectifs essentiels étant de

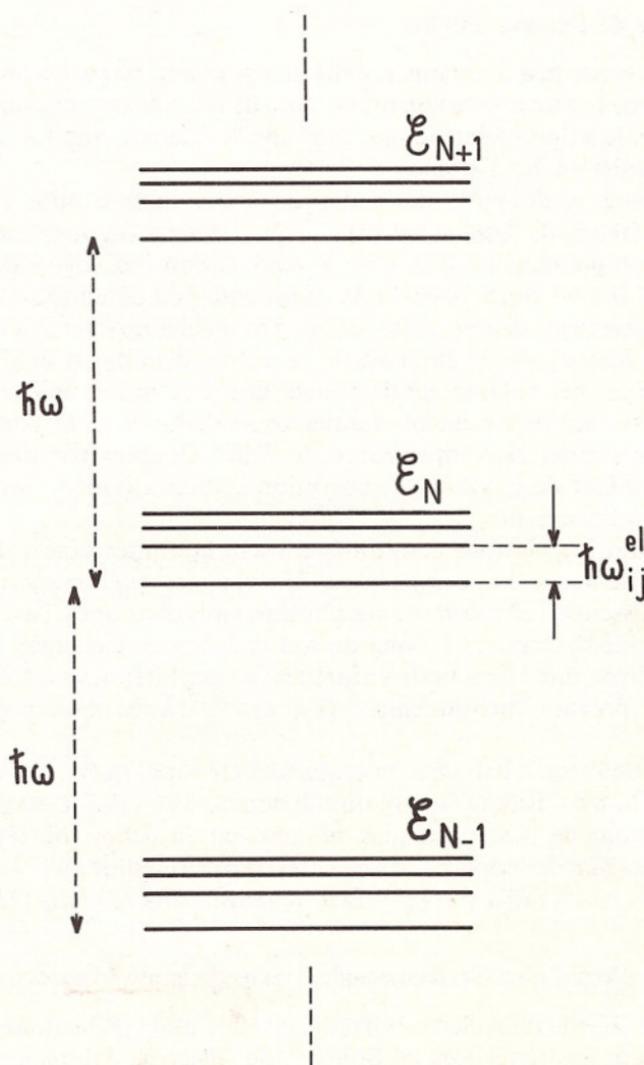


Fig. 4. — Multiplicités ε_N regroupant les niveaux d'énergie non perturbés du système électron + N photons. La distance $\hbar\omega$ entre deux multiplicités adjacentes ε_N et $\varepsilon_{N\pm 1}$ est beaucoup plus grande que les écarts $\hbar\omega_{ij}^{el}$ à l'intérieur de chaque multiplicité.

[Manifolds ε_N of the unperturbed energy leads of the system electron + N photons. The distance $\hbar\omega$ between two adjacent manifolds ε_N and $\varepsilon_{N\pm 1}$ is much larger than the splittings $\hbar\omega_{ij}^{el}$ inside each manifold.]

comparer les corrections induites (dépendant du nombre N de photons incidents) et les corrections spontanées, subsistant dans le vide de photons ($N = 0$).

La méthode suivie est celle de l'hamiltonien effectif, consistant à appliquer à l'hamiltonien total une transformation unitaire choisie de telle façon que, dans le nouvel hamiltonien, les multiplicités de N différents ne soient plus reliées qu'à un ordre donné, supérieur ou égal à r , en q (où q est la charge de l'électron qui joue ici le rôle de paramètre de couplage). La restriction du nouvel hamiltonien à ε_N , $\mathcal{H}_{\text{eff}}^{(N)}$, est

alors un hamiltonien effectif décrivant correctement, à l'ordre r inclus en q , la nouvelle dynamique du mouvement lent de l'électron. A l'ordre 2 inclus en q , c'est-à-dire à l'ordre 1 en α , où α est la constante, de structure fine, on obtient ainsi :

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{(N)} = (N + 1)R + NS \quad (2)$$

où les termes en $(N + 1)$ et N décrivent respectivement l'effet des émissions virtuelles et réabsorptions d'un photon par l'électron et celui des absorptions virtuelles et réémissions d'un photon, et où R et S sont 2 opérateurs purement électroniques obtenus en développant les dénominateurs d'énergie $(\hbar\omega_{ij}^e \pm \hbar\omega)^{-1}$ apparaissant dans les éléments de matrice de $\mathcal{H}_{\text{eff}}^{(N)}$ en puissances de ω_{ij}^e/ω . Nous ne rappellerons pas ici les expressions détaillées de R et S qui sont données dans les références [25] et [26] et nous nous contenterons de discuter le contenu physique du résultat.

7. Corrections radiatives induites par les photons incidents.

Ces corrections sont décrites par les termes de l'hamiltonien effectif, proportionnels au nombre N de photons incidents, c'est-à-dire encore à l'intensité de l'irradiation haute fréquence :

$$N(R + S). \quad (3)$$

Nous avons montré que tous ces termes décrivent des effets physiques qui peuvent être interprétés semi-classiquement en considérant la vibration de la charge et du spin de l'électron dans l'onde haute fréquence [25].

Ainsi, tous les niveaux d'énergie de l'électron sont déplacés d'une quantité correspondant à l'énergie cinétique moyenne de vibration de l'électron dans l'onde incidente. Par ailleurs, l'électron moyenne les potentiels statiques extérieurs sur l'étendue de son mouvement de vibration haute fréquence, ce qui fait apparaître des facteurs de forme électrique et magnétique. On retrouve là une image analogue à celle introduite par Welton pour interpréter le déplacement de Lamb comme étant dû au moyennage du potentiel Coulombien par l'électron vibrant dans les fluctuations du vide [15]. Notons enfin que l'hamiltonien $N(R + S)$ contient des termes décrivant une modification du facteur g de l'électron due à la vibration angulaire du spin dans l'onde incidente, effet que nous avons déjà discuté plus haut, ainsi que des corrections relativistes décrivant le couplage du spin avec des champs magnétiques motionnels résultant du mouvement de vibration de la charge. Tous ces effets ne font cependant que diminuer le facteur g de l'électron.

Pour conclure ce paragraphe, notons que certains des effets que nous venons de décrire ont été observés expérimentalement sur des niveaux de Rydberg d'atomes alcalins irradiés par un faisceau laser dont la fréquence ω est grande devant les fréquences de Bohr correspondant aux transitions entre états de Rydberg voisins [27]. La précision expérimentale peut même être suffisante pour qu'on puisse détecter l'effet du rayonnement du corps noir sur un niveau de Rydberg [28].

8. Corrections radiatives spontanées.

La contribution du mode ω à ces corrections est décrite par le terme de $\mathcal{H}_{\text{eff}}^{(N)}$ qui subsiste dans le vide de photons ($N = 0$), c'est-à-dire par le terme R . (Au second ordre en q , les effets des divers modes ω s'ajoutent indépendamment.)

Pour interpréter physiquement les effets décrits par R , il est commode d'écrire R sous la forme :

$$R = \frac{1}{2}(R + S) + \frac{1}{2}(R - S). \quad (4)$$

Le premier terme de (4) a exactement la même structure que l'expression (3) décrivant les corrections induites, la seule différence étant que N est remplacé par $1/2$. Il est donc légitime de considérer que ce terme décrit des corrections induites par un champ fluctuant ayant une densité spectrale égale à $\hbar\omega/2$ par mode, c'est-à-dire encore par le champ fluctuant du vide de photons (fluctuations du vide). Nous retrouvons ainsi toutes les images physiques basées sur la vibration de la charge et du spin de l'électron dans les fluctuations du vide, et notamment la modification de l'énergie potentielle due au moyennage des champs extérieurs par l'électron vibrant.

Nous avons montré que le deuxième terme de (4), $(R - S)/2$, décrit les effets liés à l'interaction de l'électron avec son propre champ (réaction de rayonnement). La méthode suivie pour démontrer ce résultat consiste à partir des équations de Heisenberg décrivant l'évolution couplée des observables de l'électron et du champ et à reporter dans l'équation relative à l'électron la solution obtenue par intégration de l'équation relative au champ. La vitesse de variation des observables de l'électron peut alors être décomposée en deux parties ayant séparément un sens physique, c'est-à-dire représentées par des expressions séparément hermitiques, et décrivant respectivement l'action sur l'électron du champ du vide et l'action du champ dont l'électron est la source [29]. On retrouve ainsi par un chemin différent les deux termes figurant dans la décomposition (4). Il apparaît d'ailleurs que la contribution essentielle de la réaction de rayonnement aux corrections radiatives spontanées consiste en une modification de l'énergie cinétique de l'électron due à une augmentation de sa masse (inertie supplémentaire liée au champ propre de l'électron).

Notons enfin qu'il est possible de donner à la décomposition précédente une forme très suggestive en termes de fonctions statistiques des deux systèmes couplés. Nous avons montré en effet [29] que les deux termes de (4) pouvaient s'écrire :

$$\frac{R + S}{2} \simeq \int d\omega C_R(\omega) \chi_e(\omega) \quad (5)$$

$$\frac{R - S}{2} \simeq \int d\omega C_e(\omega) \chi_R(\omega) \quad (6)$$

où C_R et C_e sont des fonctions de corrélation symétriques relatives respectivement au rayonnement et à l'électron et où χ_e et χ_R sont des susceptibilités linéaires de l'électron et du rayonnement. Les deux expressions (5) et (6) traduisent le fait que chacun des deux systèmes couplés, l'électron ou le rayonnement, fluctue et « polarise » l'autre. Ainsi, les fluctuations du champ (C_R) polarisent l'électron (χ_e) et interagissent avec cette polarisation induite : on retrouve l'effet des fluctuations du vide (Eq. (5)). Mais on doit considérer également que l'électron fluctue (C_e) et polarise le champ (χ_R), c'est-à-dire crée un champ avec lequel il interagit : on retrouve l'effet de la réaction de rayonnement (Eq. (6)).

9. Pourquoi $g - 2$ est-il positif ?

Les considérations précédentes montrent que les corrections radiatives spontanées ne peuvent être interprétées uniquement en termes de fluctuations du vide. On peut donc

espérer comprendre maintenant pourquoi $g - 2$ est positif. Si en effet les fluctuations du vide étaient seules à agir, on obtiendrait (comme pour les corrections induites) une diminution de g .

Le facteur g de l'électron peut être défini comme un rapport de fréquences :

$$\frac{g}{2} = \frac{\omega_L}{\omega_c} \quad (7)$$

où ω_L et ω_c sont respectivement la fréquence de Larmor du spin et la fréquence cyclotron de la charge d'un électron évoluant dans un champ magnétique uniforme B_0 . En l'absence de corrections radiatives, $\omega_L = \omega_c$, et $g = 2$. Tout le problème consiste donc à comprendre comment ω_L et ω_c sont modifiées par les fluctuations du vide et la réaction de rayonnement.

Commençons par analyser la contribution des modes non relativistes du champ :

$$\hbar\omega_c, \hbar\omega_L \ll \hbar\omega \ll mc^2. \quad (8)$$

À l'ordre le plus bas en $1/c$, c'est-à-dire à l'ordre zéro, on trouve que la réaction de rayonnement diminue la fréquence cyclotron ω_c , car l'électron, ayant sa masse augmentée, tourne plus lentement dans le champ B_0 . Par contre, la fréquence de Larmor ω_L n'est pas modifiée à l'ordre zéro en $1/c$ par la réaction de rayonnement. Un tel résultat exprime simplement, qu'à la limite non relativiste, un moment magnétique est moins couplé à son champ propre qu'une charge.

En ce qui concerne l'effet des fluctuations du vide, il se traduit par une diminution des deux fréquences ω_c et ω_L , mais cet effet n'apparaît qu'à l'ordre deux en $1/c$, car il fait intervenir des couplages magnétiques et relativistes.

Finalement, à l'ordre le plus bas en $1/c$, l'effet essentiel apparaît être une diminution de ω_c due à la réaction de rayonnement et on comprend ainsi pourquoi $g/2$ défini en (7) devient supérieur à 1. En termes imagés, on peut dire encore que g et 2 sont tous deux réduits mais que 2 est réduit plus que g .

Nous avons généralisé avec Jacques Dupont-Roc la méthode de l'hamiltonien effectif pour inclure l'effet des modes relativistes du champ ($\hbar\omega$ de l'ordre ou supérieur à mc^2) et évaluer l'importance de la contribution de ces modes [30]. Le résultat obtenu pour $g/2$ a la forme :

$$\frac{g}{2} = 1 + \frac{\alpha}{\pi} \int_0^\infty f(x) dx = 1 + \frac{\alpha}{2\pi} \quad (9)$$

où :

$$x = \frac{\hbar\omega}{mc^2} \quad (10)$$

et où la fonction $f(x)$, qui décrit la manière dont les divers modes du champ contribuent à $g - 2$, est représentée sur la figure 5. Il apparaît clairement sur cette figure que la contribution des modes non relativistes ($x < 1$) est prédominante dans cette intégrale. L'image physique donnée plus haut pour interpréter le signe de $g - 2$, à savoir le ralentissement du mouvement cyclotron, est donc bien valable.

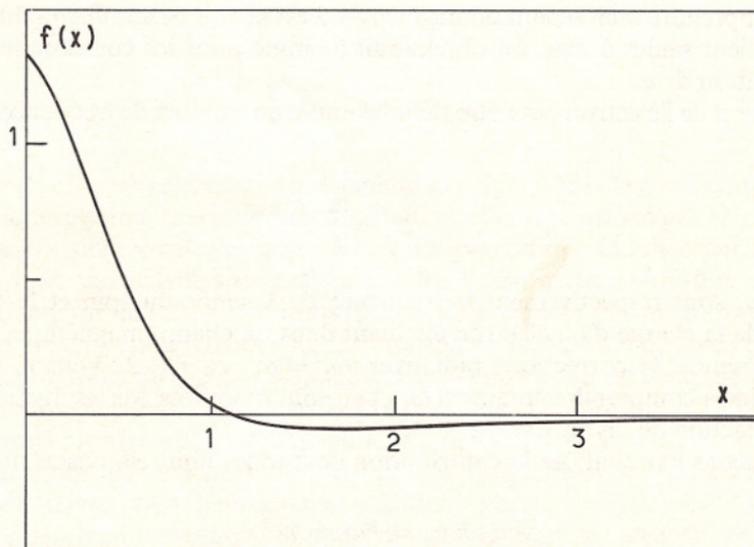


Fig. 5. — Graphe de la fonction $f(x)$.

[Graph of the function $f(x)$.]

10. Conclusion.

Finalement, on peut dire que les méthodes de pompage optique ont été très fructueuses pour mettre en évidence et étudier des corrections radiatives induites par un rayonnement incident sur des atomes. La compréhension de ces effets et l'étude de leur dépendance vis-à-vis du nombre N de photons incidents se sont révélées également très utiles pour comprendre physiquement ce qui se passe pour un atome placé dans le vide de photons.

References

- [1] BARRAT, J. P. et COHEN-TANNOUDJI, C., *C. R. Acad. Sci.* **252** (1961) 93 et 255. *J. Phys. Rad.* **22** (1961) 329 et 443.
- [2] COHEN-TANNOUDJI, C., *C. R. Acad. Sci.* **252** (1961) 394. Thèse Paris 1962; *Ann. de Phys.* **7** (1962) 423 et 469.
- [3] CAGNAC, B., Thèse Paris 1960; *Ann. de Phys.* **6** (1961) 467.
- [4] ARDITI, M. and CARVER, T. R., *Phys. Rev.* **124** (1961) 800.
- [5] DUPONT-ROC, J., POLONSKY, N., COHEN-TANNOUDJI, C. et KASTLER, A., *C. R. Acad. Sci.* **264** (1967) 1811.
- [6] DUPONT-ROC, J., POLONSKY, N., COHEN-TANNOUDJI, C. et KASTLER, A., *Phys. Letters* **25A** (1967) 87.
- [7] COHEN-TANNOUDJI, C., DUPONT-ROC, J., *Phys. Rev. A* **5** (1972) 968.
- [8] COHEN-TANNOUDJI, C., HAROCHE, S., *C. R. Acad. Sci.* **262** (1966) 268. *J. Phys. Rad.* **30** (1969) 125 et 153.
- [9] LANDRE, C., Thèse 3^e cycle, Paris (1970).
LANDRE, C., COHEN-TANNOUDJI, C., DUPONT-ROC, J., HAROCHE, S., *J. Physique* **31** (1970) 971.

- [10] HAROCHE, S., Thèse d'Etat, Paris (1971); *Ann. de Phys.* **6** (1971) 189 et 327.
- [11] HAROCHE, S., COHEN-TANNOUJJI, C., AUDOIN, C., SCHERMANN, J. P., *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 861.
- [12] HAROCHE, S., COHEN-TANNOUJJI, C., *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 974.
- [13] COHEN-TANNOUJJI, C., HAROCHE, S., dans *Polarisation, Matière et Rayonnement*, livre de Jubilé en l'honneur d'Alfred Kastler, édité par la Société Française de Physique, Presses Universitaires de France, Paris 1969.
- [14] COHEN-TANNOUJJI, C., dans *Cargese Lectures in Physics*, vol. 2, edited by M. Lévy (Gordon and Breach 1967).
- [15] WELTON, T. A., *Phys. Rev.* **74** (1948) 1157.
- [16] COHEN-TANNOUJJI, C., REYNAUD, S., *J. Phys.* **B 10** (1977) 345.
- [17] COHEN-TANNOUJJI, C., REYNAUD, S., in *Multiphoton processes*, J. H. Eberly and P. Lambropoulos eds (Wiley, New York) (1978).
- [18] REYNAUD, S., Thèse d'Etat, Paris (1981); *Ann. de Phys.* **8** (1983) 315 et 371.
- [19] COHEN-TANNOUJJI, C., REYNAUD, S., *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* **393** (1979) 223.
- [20] ASPECT, A., ROGER, G., REYNAUD, S., DALIBARD, J., COHEN-TANNOUJJI, C., *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 617.
- [21] REYNAUD, S., COHEN-TANNOUJJI, C., *J. Physique* **43** (1982) 1021.
- [22] DALIBARD, J., COHEN-TANNOUJJI, C., J.O.S.A. **B**, Special issue on the mechanical effects of light (1985) à paraître.
- [23] GRYNBERG, G., *J. Phys.* **B 14** (1981) 2089.
- [24] GRYNBERG, G., PINARD, M., VERKERK, P., *Opt. Comm.* **50** (1984) 261.
PINARD, M., VERKERK, P., GRYNBERG, G., *Opt. Lett.* **9** (1984) 399.
- [25] AVAN, P., COHEN-TANNOUJJI, C., DUPONT-ROC, J., FABRE, C., *J. Physique* **37** (1976) 993.
- [26] DUPONT-ROC, J., FABRE, C., COHEN-TANNOUJJI, C., *J. Phys.* **B 11** (1978) 563.
- [27] LIBERMAN, S., PINARD, J., TALEB, A., *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 888.
- [28] HOLLBERG, L., HALL, J., *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 230.
- [29] DALIBARD, J., DUPONT-ROC, J., COHEN-TANNOUJJI, C., *J. Physique* **43** (1982) 1617.
J. Physique **45** (1984) 637.
- [30] DUPONT-ROC, J., COHEN-TANNOUJJI, C., in *Les Houches XXXVIII, 1982. Tendances actuelles en physique atomique/New trends in atomic physics*, G. Grynberg, R. Stora eds, Elsevier (1984).