

7/10/80

I - 1

## Introduction générale

### A. Résumé du cours 1979-80

Au cours des dernières années, plusieurs physiciens ont essayé de construire des théories « semiclassiques » des interactions entre la matière et le rayonnement. Dans ces théories, l'évolution des corpuscules matériels, comme l'électron ou le proton, est régie par les équations de la mécanique quantique (équation de Schrödinger). Par contre, le rayonnement est traité comme une onde classique obéissant aux équations de Maxwell. Cette approche « mixte », quantique pour la matière, classique pour le rayonnement, s'est révélée très fructueuse : elle permet d'interpréter simplement et quantitativement de nombreux phénomènes comme l'effet photoélectrique, l'absorption et l'émission induite de rayonnement, l'effet laser, les non-linéarités optiques... sans qu'il soit nécessaire de faire intervenir le concept de photon, associé à la quantification du rayonnement. Certains physiciens sont même allés plus loin et ont prétendu pouvoir expliquer ainsi l'émission spontanée et les déplacements radiatifs (« déplacement de Lamb ») considérés habituellement comme étroitement liés à l'interaction de l'électron avec les fluctuations du vide du rayonnement quantique. Il a semblé intéressant de consacrer le cours de cette année à la discussion de ces divers problèmes. Le but fixé était d'essayer de dégager, dans les processus de détection et d'émission de rayonnement par des atomes, les aspects qui nécessitent réellement une quantification du rayonnement.

La première partie du cours a porté sur l'étude des signaux de photo-détection qui peuvent être observés à la sortie d'un photomultiplicateur, lorsque ce dernier est exposé à un rayonnement incident traité, soit classiquement (théorie « sans photons »), soit quantiquement (théorie « avec photons »). Plusieurs types de signaux ont été ainsi calculés : probabilité de détecter un photoélectron entre les instants  $t$  et  $t + dt$ , probabilité de détecter un photoélectron entre  $t_1$  et  $t_1 + dt_1$  *et* un autre photoélectron entre  $t_2$  et  $t_2 + dt_2$ , probabilité de détecter  $n$  photoélectrons dans un intervalle  $T$ ... Les expressions obtenues pour ces signaux font intervenir des fonctions de corrélation, de complexité croissante, du rayonnement. Les analogies et différences entre fonctions de corrélation classiques et quantiques ont été analysées en détail, de manière à pouvoir identifier ensuite les effets spécifiquement quantiques apparaissant au niveau de la détection. Ainsi, des inégalités spécifiques des rayonnements classiques ont été établies. Toute expérience conduisant à des signaux qui violent ces inégalités peut donc être considérée comme apportant une preuve du caractère quantique du rayonnement.

Un premier exemple d'effet intéressant à cet égard est l'effet de groupement des photoélectrons, découvert par Hanbury Brown et Twiss il y a une vingtaine d'années. La théorie semiclassique prévoit en effet très simplement que, lorsqu'un rayonnement fluctuant incident donne naissance à un photoélectron à l'instant  $t$ , la probabilité d'observer un deuxième photoélectron un intervalle de temps  $\tau$  après est plus grande pour  $\tau$  court que pour  $\tau$  long. En d'autres termes, la distribution des intervalles de temps  $\tau$  entre deux photoélectrons successifs a un maximum en  $\tau = 0$ . Mathématiquement, une telle propriété résulte du fait que la moyenne du carré de l'intensité du rayonnement classique est supérieure (ou égale) au carré de l'intensité moyenne. Après un rappel des expériences de Hanbury Brown et Twiss et de leurs principales applications, on a alors décrit deux expériences beaucoup plus récentes conduisant à une violation des inégalités semiclassiques et mettant en évidence des « dégroupements » de photoélectrons. L'analyse détaillée de ces expériences montre que les effets quantiques ainsi mis en évidence ne peuvent se manifester clairement qu'avec des sources constituées d'un petit nombre d'atomes émetteurs. Ainsi, l'une des deux expériences, réalisées en 1977 par Kimble, Dagenais et Mandel, étudie

la lumière de fluorescence émise par un jet atomique irradié par un faisceau laser résonnant, la zone observée étant suffisamment petite pour ne contenir qu'un ou deux atomes émetteurs à chaque instant. Un calcul quantique détaillé de l'effet de dégroupement a été présenté. L'interprétation physique qui en résulte est très simple. La détection du premier photon constitue une signature d'un « saut quantique » de l'atome du niveau supérieur au niveau inférieur. Immédiatement après la première détection, l'atome est certainement dans le niveau inférieur et ne peut donc émettre un deuxième photon. Il faut attendre un certain temps pour que le faisceau laser le réexcite. On comprend ainsi pourquoi les photoélectrons sont « dégroupés ».

La conclusion qui se dégage des expériences précédentes est qu'il existe donc des rayonnements, en particulier ceux émis par un seul atome, qui ne peuvent être décrits classiquement. Le débat pourrait donc sembler clos, et la nécessité d'un traitement quantique démontrée. En fait, la situation est plus complexe. Les partisans des théories semiclassiques avancent en effet l'argument suivant : les effets quantiques révélés par les expériences mentionnées plus haut ne font que refléter la nature quantique des atomes émetteurs ; le champ rayonné par un dipôle atomique, étant proportionnel à ce dipôle, est un opérateur atomique. En termes plus mathématiques, les partisans des théories semiclassiques prétendent pouvoir formuler une théorie n'utilisant que l'espace de Hilbert de l'atome, évitant ainsi de quantifier le champ et d'introduire l'espace de Fock correspondant, avec toutes les difficultés conceptuelles liées aux fluctuations du vide. C'est à la discussion de ce problème qu'a été consacrée la dernière partie du cours, le but fixé étant de répondre à la question suivante : peut-on comprendre l'émission de rayonnement par un atome isolé sans faire appel à la quantification du rayonnement et aux fluctuations du vide ?

Partant des équations de Heisenberg couplées de l'atome et du rayonnement, on a commencé par calculer le champ créé par un dipôle atomique en tout point de l'espace, y compris à son propre emplacement. Le résultat obtenu est très simple. Le champ total  $\vec{E}$  est la somme de deux termes. Le premier,  $\vec{E}_0$ , est indépendant du dipôle émetteur : on peut l'appeler le « champ du vide » (c'est la solution des équations de Maxwell sans termes sources). Le second,  $\vec{E}_s$ , est proportionnel au dipôle émetteur (et à ses dérivées successives) ; on peut l'appeler le « champ des sources », car c'est le champ rayonné par le dipôle atomique. L'interaction du dipôle émetteur avec son propre champ, c'est-à-dire avec le champ qu'il crée à son propre emplacement, n'est autre que la « réaction de rayonnement ». La théorie semiclassique, dite « champ des sources » (« source field »), traite le champ des sources  $\vec{E}_s$  comme un opérateur purement atomique, le champ du vide  $\vec{E}_0$  comme un champ classique (égal à zéro dans le vide de rayonnement) ; elle essaie également d'interpréter les divers effets physiques associés à l'émission spontanée de rayonnement (largeur naturelle, déplacement de Lamb...) comme étant dus uniquement à la réaction de rayonnement. Les derniers cours ont été consacrés à une réfutation de cette théorie. Tout d'abord, on a montré qu'il n'était pas possible de traiter le champ du vide  $\vec{E}_0$  comme une grandeur classique. En effet, les relations de commutation atomiques ne peuvent se conserver au cours du temps que si le champ du vide obéit de son côté aux relations de commutation du champ quantique. Un tel résultat est satisfaisant physiquement : quand deux systèmes interagissent (ici l'atome et le champ), traiter l'un quantiquement et l'autre classiquement conduit à des incohérences. De plus, on a montré que, si l'on traite  $\vec{E}_0$  quantiquement, il est incorrect d'associer tous les effets physiques observables à la seule réaction de rayonnement. En imposant aux forces agissant sur l'atome et provenant respectivement du champ du vide  $\vec{E}_0$  et du champ des sources  $\vec{E}_s$  d'être séparément hermitiques, c'est-à-dire d'avoir chacune un sens physique, on a obtenu une séparation non ambiguë entre les effets des fluctuations du vide et ceux de la réaction de rayonnement.

3. Objet du cours 1980-81

① Titre et but du cours

"Corrections radiatives stimulées et spontanées - Description par hamiltonien effectif"

Le but est d'essayer d'identifier, à la limite non relativiste, les mécanismes physiques responsables des corrections radiatives de l'électrodynamique quantique: déplacement de Lamb, anomalie  $g-2$  de l'électron...

On introduira à ce propos la méthode de l'hamiltonien effectif dont le champ d'applications déborde largement celui des problèmes étudiés ici.

② Corrections radiatives stimulées

Que veut-on dire par là ?

Modification des propriétés d'un système atomique induite par l'interaction de ce système avec une onde électromagnétique incidente.

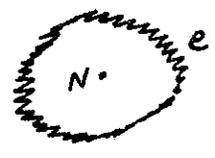
Exemples

- Déplacements de niveaux atomiques sous l'effet d'une irradiation lumineuse non-résonnante "light-shifts"
- Modification du facteur de Landé d'un niveau atomique par interaction avec un champ de radiofréquence non-résonnant.

Images physiques

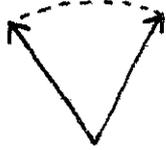
dans le cas où la fréquence  $\omega$  de l'onde incidente est grande devant la fréquence propre  $\omega_0$  du système atomique.

- Vibration forcé de l'électron à la fréquence  $\omega$  de l'onde incidente se superposant à un mouvement lent à la fréquence  $\omega_0$  dans le potentiel statique liant l'électron au noyau N



L'électron "explore" le potentiel du noyau sur une distance correspondant à l'amplitude de son mouvement de vibration. Il "voit" en moyenne un potentiel différent de celui qu'il "verrait" en l'absence d'onde incidente. Le mouvement rapide modifie le mouvement lent. On peut également dire que les propriétés dynamiques de l'électron, c-à-d sa réponse au potentiel statique, sont modifiées par l'onde incidente.

- Moment magnétique atomique oscillant rapidement à la fréquence  $\omega$  dans un champ de radiofréquence  $\vec{B}_1 \cos \omega t$  et précessant lentement à la fréquence  $\omega_0$  autour d'un champ statique  $\vec{B}_0$  ( $\omega_0 = -\gamma B_0 \ll \omega$ )



$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times (\vec{B}_0 + \vec{B}_1 \cos \omega t)$$

$$\hookrightarrow \frac{d}{dt} M^2 = 0$$

$\vec{M}$  évolue en gardant un module constant. Le mouvement rapide de  $\vec{M}$  à la fréquence  $\omega$  est donc une oscillation angulaire. Ce qui compte pour l'interaction moyenne avec  $\vec{B}_0$ , c'est la moyenne de  $\vec{M}$  sur une oscillation angulaire, et dont le module est nécessairement plus petit. L'interaction avec le champ de radiofréquence diminue donc le moment magnétique effectif de l'atome.

### Quelques questions qu'on peut se poser

- Les images précédentes sont semi-classiques. Demeurent-elles valables lorsqu'on traite le champ incident quantiquement? Y a-t-il des effets quantiques?
- L'électron est à la fois une particule chargée et un spin porteur d'un moment magnétique. Y a-t-il des couplages entre le mouvement de vibration de la charge et le mouvement d'oscillation du spin?

### ③ Corrections radiatives spontanées.

Que veut-on dire par là?

Même en l'absence de tout rayonnement incident, de tout photon incident, l'électron continue à interagir avec le champ de rayonnement quantifié, et cette interaction est responsable de corrections que nous appellerons, pour les différencier des précédentes, corrections radiatives spontanées (comme pour l'émission spontanée, elles sont dues à l'interaction de l'électron avec le vide de rayonnement).

Exemples :- déplacement de Lamb entre les états  $2S_{1/2}$  et  $2P_{1/2}$  de l'atome d'hydrogène.  
- anomalie  $g-2$  du moment magnétique de spin de l'électron.  
Ces 2 effets représentent des écarts par rapport aux prédictions de l'équation de Dirac

Traitement habituel de ces effets : formalisme covariant de l'électrodynamique quantique. Formalisme puissant mais se prêtant peu à des images physiques simples.

Peut-on établir un lien entre corrections stimulées et spontanées ?

Les corrections radiatives spontanées peuvent-elles être interprétées comme des corrections radiatives "stimulées" par les fluctuations du vide? (fluctuations du champ existant dans le vide de rayonnement et provenant du caractère quantique du champ).

1<sup>er</sup> exemple conduisant à une réponse positive : Lamb-shift

Interprétation du Lamb-shift par Welton.

Moyennage du potentiel coulombien par le mouvement de vibration de l'électron induit par les fluctuations du vide. Moyennage conduisant à des corrections différentes pour les états s et p.

2<sup>ème</sup> exemple conduisant à des difficultés :  $g-2$

Un calcul analogue à celui de Welton conduit à une estimation de  $g-2$  ayant le bon ordre de grandeur, mais le mauvais signe !

Le résultat expérimental est que  $g-2$  est positif : le moment magnétique de spin est augmenté par les corrections radiatives spontanées. Un calcul "à la Welton" prévoit au contraire que le moment magnétique de spin est diminué. L'interprétation est la même que celle développée plus haut à propos des corrections radiatives stimulées : une oscillation angulaire du spin diminue toujours le moment magnétique effectif.

Questions que l'on peut se poser à propos du signe positif de  $g-2$

- Pour comprendre le signe positif de  $g-2$ , ne faudrait-il pas faire un calcul plus élaboré que celui de Welton, tenant compte des corrections relativistes, des couplages éventuels entre le mouvement de vibration de la charge et le mouvement d'oscillation du spin? Ces couplages ne rétabliraient-ils pas le bon signe?
- L'électron interagit avec tous les modes du champ, les modes faiblement relativistes ( $\hbar\omega \ll mc^2$ ), les modes relativistes ( $\hbar\omega \geq mc^2$ ). Les contributions de ces divers modes ne pourraient-elles avoir des signes différents, les modes faiblement relativistes contribuant avec un signe négatif (en accord avec un calcul type Welton), les modes relativistes contribuant avec un signe positif et l'emportant dans l'intégrale?  
En d'autres termes, l'interprétation du signe de  $g-2$  ne nécessite-t-elle pas de prendre en compte les

modes relativistes pour lesquels un calcul de type Welton utilisant un hamiltonien non relativiste serait complètement inadapte?

- Image physique donnée par Koba et supportant ce point de vue.

Le spin de l'électron apparaît dans l'équation de Dirac comme étroitement lié au "Zitterbewegung": l'électron apparaît comme une "boule de courant", de dimensions  $\hbar/mc$ , parcourue à la vitesse  $c$ . Les fluctuations du vide de fréquence très élevée ( $\hbar\omega \gg mc^2$ ) feraient vibrer l'électron le long de cette boule, augmentant la surface apparente de la boule, et donc son moment magnétique.



Le cours de cette année essaiera d'apporter des réponses, au moins partielles, aux diverses questions posées plus haut.

④ Liens avec le cours 1979-80

- Il a été montré l'an dernier qu'une distinction claire pouvait être établie entre 2 effets physiques apparaissant lors de l'interaction de l'électron avec le vide de rayonnement

- i) l'interaction de l'électron avec les fluctuations du vide
- ii) l'interaction de l'électron avec son propre champ, que l'on appelle encore réaction de rayonnement.

On essaiera cette année de poursuivre cette analyse et d'identifier dans le Lamb-shift et  $g-2$  les contributions des fluctuations du vide et celle de la réaction de rayonnement

- On partait l'an dernier des équations de Heisenberg couplées de l'électron et du champ.

Ces équations étaient établies à partir d'un hamiltonien non relativiste, à l'approximation dipolaire électrique et sans aucun terme de spin. L'étude du signe de  $g-2$  nécessite évidemment de tenir compte du spin et des couplages magnétiques. L'approximation dipolaire électrique n'est plus suffisante.

- Nous utiliserons cette année une méthode plus puissante et extrêmement générale, celle de l'hamiltonien effectif. Elle se révèle très bien adaptée à l'analyse des problèmes posés plus haut. De plus, elle permet d'établir très aisément, à partir de l'équation de Dirac, l'expression des premiers correctifs relativistes. Enfin elle se révélera très utile ultérieurement pour tenir compte des effets à plusieurs particules (créations virtuelles de paires)

Références générales - P. AVAN, C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC, C. FABRE  
 Journal de Physique, 37, 993 (1976)  
 - J. DUPONT-ROC, C. FABRE, C. COHEN-TANNOUDJI  
 J. Phys. B 11, 563 (1978) et références in