

Pompage optique et interaction entre un atome et le champ électromagnétique

par Claude COHEN-TANNOUJJI

Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Paris

INTRODUCTION

Le but initial de cet exposé était de décrire un certain nombre d'effets nouveaux que les méthodes de pompage optique ont permis de mettre en évidence durant ces dernières années. Ces effets sont liés à l'interaction entre l'atome et le champ électromagnétique, en l'occurrence le faisceau de pompage optique lui-même ou le champ de radiofréquence utilisé pour faire la résonance magnétique.

On peut, sans entrer dans le détail des calculs théoriques, donner de ces effets une image physique simple et claire en faisant appel à la notion quantique de transition virtuelle. Etant donnée l'importance de cette notion et le rôle qu'elle joue en physique théorique moderne, il nous a alors semblé plus intéressant d'élargir considérablement le cadre de l'exposé et de consacrer une place importante à la discussion de la notion de transition virtuelle. C'est ce que nous faisons dans la première partie de cet exposé en illustrant notre discussion par plusieurs exemples empruntés à divers domaines de la physique. Nous passons ensuite, dans la seconde partie, à l'étude des effets précis qui faisaient initialement l'objet de cet exposé.

I. — Notion de transition virtuelle.

a) *La conservation de l'énergie en mécanique quantique :*

— Les relations d'incertitude de Heisenberg sont bien connues : il est impossible de mesurer simultanément avec une précision infinie la position x et l'impulsion p d'une particule. Les incertitudes Δx et Δp sur x et p satisfont à la relation :

$$\Delta x \cdot \Delta p \gtrsim \frac{h}{2\pi} = \hbar \quad (1)$$

On dit que x et p sont des grandeurs conjuguées.

— Il existe en mécanique quantique une autre relation d'incertitude découlant du fait que le temps et l'énergie sont des

grandeurs conjuguées : un système qui n'existe que durant un temps ΔT ne peut avoir son énergie définie à mieux que ΔE , ΔE et ΔT étant liés par la relation :

$$\Delta T \cdot \Delta E \gtrsim \hbar. \quad (2)$$

Ceci peut se comprendre de la façon suivante : la fonction d'onde d'une particule, d'énergie E , a une dépendance temporelle sinusoïdale, de fréquence ν , donnée par la relation fondamentale

$$\nu = \frac{E}{h} ;$$

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{-2\pi i \frac{E}{h} t} = \psi(\vec{r}) e^{-i \frac{Et}{\hbar}}$$

Si cette particule n'existe que durant un temps ΔT , il s'ensuit que $\psi(\vec{r}, t)$ s'annule en dehors d'un intervalle de largeur ΔT . La dépendance temporelle de $\psi(\vec{r}, t)$ est alors celle d'une sinusoïde tronquée :

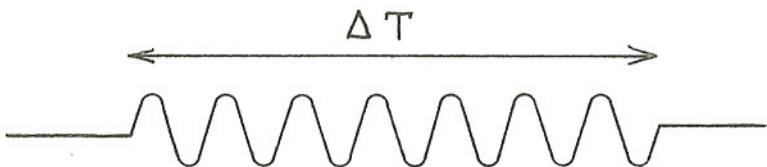


Fig. 1

L'analyse de Fourier d'une telle fonction du temps montre alors qu'il ne s'agit plus d'une fonction purement sinusoïdale de fréquence $\nu = \frac{E}{h}$, mais d'une superposition de fonctions sinusoïdales dont les fréquences se répartissent autour de $\nu = \frac{E}{h}$ sur un intervalle $\Delta \nu$ de l'ordre de $\frac{1}{2\pi \Delta T}$. L'incertitude en énergie sur la particule est alors :

$$\Delta E = h \Delta \nu \simeq \frac{h}{2\pi \Delta T} = \frac{\hbar}{\Delta T}$$

— Une conséquence importante de (2) est que le *principe de conservation de l'énergie* est beaucoup moins strict en mécanique quantique qu'en mécanique classique.

En mécanique classique, les différents « états dynamiques » A, B, C... par lesquels un système *isolé* passe au cours du temps doivent avoir tous la même énergie :

$$E_A = E_B = E_C = \dots$$

Notons que le système isolé que nous étudions contient en général plusieurs particules, par exemple un atome et un photon, et que l'énergie d'un état donné est en fait l'énergie globale dans cet état de toutes les particules du système. Le diagramme de la figure 2 représente schématiquement les différents états dynamiques successifs du système en fonction du temps qui augmente de bas en haut. A chaque changement d'état, l'énergie globale (de même d'ailleurs que l'impulsion, le moment angulaire) se conserve. C'est une constante du mouvement.

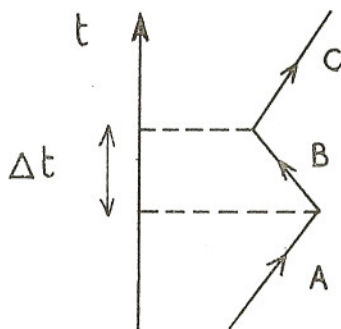


Fig. 2

En mécanique quantique, la situation est différente : si l'on attend un temps suffisamment long, l'énergie de l'état final doit être égale à celle de l'état initial (de même d'ailleurs que l'impulsion, le moment angulaire, la parité). On dit qu'il y a eu transition *réelle* de l'état initial à l'état final.

Néanmoins, le système peut passer *intermédiairement* par des états dont l'énergie est différente de celle de l'état initial. Ainsi, sur la figure 2, on pourrait avoir $E_C = E_A$, mais $E_B \neq E_A$. On dit alors que le système effectue une transition réelle de l'état A vers l'état C par l'intermédiaire d'une *transition virtuelle* vers l'état B. Cette transition virtuelle ne peut cependant pas durer indéfiniment. Elle doit cesser obligatoirement au bout

d'un temps Δt qui est au plus égal à $\Delta t = \frac{\hbar}{E_B - E_A}$.

Cette limitation de la durée de la transition virtuelle permet de comprendre pourquoi une transition virtuelle est pos-

sible en mécanique quantique. L'état B ne durant qu'un temps Δt au plus égal à $\frac{\hbar}{E_B - E_A}$ a, en vertu de (2), une imprécision

en énergie ΔE au moins égale à $\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = E_B - E_A$. La largeur en énergie de B est alors suffisante pour contenir $E_A = E_C$ et permettre ainsi la transition $A \rightarrow B \rightarrow C$.

Notons enfin que si l'énergie de l'état intermédiaire B, E_B , peut être différente de E_A , il n'en est pas de même de l'impulsion, du moment angulaire, de la parité. Pour une transition virtuelle comme pour une transition réelle, il y a conservation de l'impulsion, du moment angulaire, de la parité. (Cette dissymétrie entre l'énergie et l'impulsion n'existe qu'en mécanique quantique non relativiste ; elle disparaît en mécanique quantique relativiste où aussi bien l'énergie que l'impulsion peuvent ne pas être conservées lors d'une transition virtuelle.)

Nous retiendrons de ce qui précède qu'un système quantique isolé peut très bien changer d'énergie, pourvu seulement qu'on n'ait pas le temps de s'en apercevoir, c'est-à-dire que la durée de la transition virtuelle soit suffisamment courte. Plus grand est le changement d'énergie ΔE , plus courte la durée de la transition virtuelle Δt : $\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E}$.

La dénomination virtuelle ne doit pas laisser croire qu'une transition virtuelle n'est accompagnée d'aucun effet réel. C'est ce que nous nous efforçons d'illustrer sur les quelques exemples concrets qui suivent.

b) Barrière de potentiel - Effet tunnel :

Considérons le mouvement d'une particule dans la barrière de potentiel représentée sur la figure 3 :

$$V = 0 \text{ pour } x < 0, \quad V = V_0 \text{ pour } x > 0.$$

Une particule classique d'énergie $E < V_0$ arrivant de la gauche ne peut pénétrer dans la région $x \geq 0$. Elle est réfléchiée par la barrière de potentiel.

Une particule quantique peut, en arrivant sur la barrière, faire une transition virtuelle vers un état d'énergie $E' \neq E$. Si $E' > V_0$ la particule peut alors pénétrer dans la région $x \geq 0$. Mais elle ne dispose pour cela que d'un temps au plus égal à $\tau = \frac{\hbar}{E' - E}$. Calculons la distance a qu'elle parcourt durant

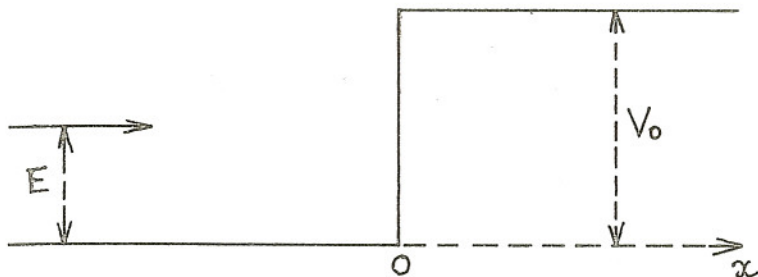


Fig. 3

ce temps dans la région « interdite ». Il faut pour cela multiplier τ par la vitesse v de la particule dans la région $x > 0$, que l'on déduit de la relation $E' = V_0 + \frac{1}{2} mv^2$. On obtient ainsi :

$$a = \frac{\hbar}{E' - E} \sqrt{\frac{2(E' - V_0)}{m}} \quad (3)$$

a est nul pour $E' = V_0$ (v est alors nul) et pour $E' \gg V_0$ (τ diminue plus vite que v n'augmente). On trouve aisément que a est maximal pour $E' = 2V_0 - E$ et que cette valeur maximale a_M est égale à :

$$a_M = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m(V_0 - E)}} \quad (4)$$

On voit donc que la particule quantique pénètre dans la région interdite sur une distance de l'ordre de a_M . Nous retrouvons ainsi très simplement le résultat que donne une théorie plus quantitative du phénomène utilisant l'équation de Schrödinger. Le calcul donne en effet une fonction d'onde ayant pour $x > 0$ un comportement d'onde évanescence $e^{-\frac{x}{a_M}}$ de portée a_M (cf. Messiah, « Mécanique Quantique », tome I, page 65).

Si au lieu d'avoir la forme indiquée sur la figure 3, la barrière de potentiel a la forme indiquée sur la figure 4, c'est-à-dire une largeur l , on conçoit que si $a_M > l$ la particule quantique puisse traverser la barrière de potentiel bien que $E \leq V_0$ et se retrouver à droite de $x = l$ avec la même énergie E . C'est l'effet tunnel qui intervient par exemple dans la théorie de la radioactivité α . Physiquement, la particule arrivant sur la barrière fait une transition virtuelle vers un état d'énergie $E' \geq V_0$ ce qui lui permet de pénétrer dans la région $0 \leq x \leq l$. La

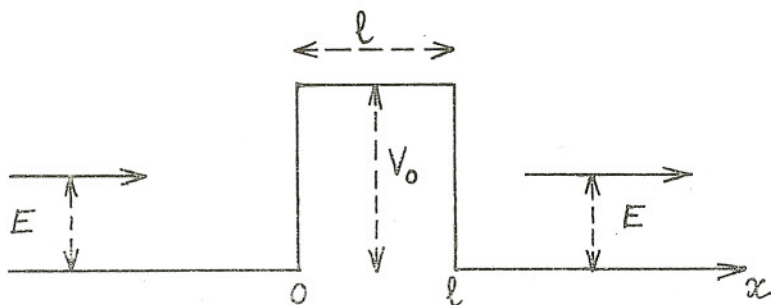


Fig. 4

condition $a_M > 1$ exprime que la transition virtuelle dure suffisamment longtemps pour permettre à la particule de traverser entièrement la barrière et de retourner de l'autre côté à l'énergie initiale E .

c) Interactions électromagnétiques et nucléaires :

Considérons maintenant le processus d'émission d'un photon par un électron au repos. Il est facile de montrer que l'impulsion totale P et l'énergie totale E ne peuvent être conservées simultanément lors d'un tel processus. En effet, dans l'état initial, $P_i = 0$, $E_i = mc^2$. Si l'électron émet un photon d'énergie $h\nu$, d'impulsion $\frac{h\nu}{c}$, et si l'on veut que l'impulsion totale se conserve, l'électron doit reculer avec une vitesse \vec{v} telle que :

$$\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = - \frac{h\nu}{c} \quad (5)$$

On a alors dans l'état final :

$$P_f = 0, E_f = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + h\nu \neq E_i \quad (6)$$

On voit alors que E_f est supérieur à E_i d'une quantité égale à l'énergie $h\nu$ du photon augmentée de l'énergie de recul de l'électron. Si $h\nu \ll mc^2$, cette énergie de recul est d'ailleurs négligeable et $E_f - E_i = h\nu$. Un électron au repos ne peut donc émettre réellement un photon (de même d'ailleurs lorsqu'il est en mouvement rectiligne et uniforme d'après le principe de relativité restreinte).

Le processus décrit sur le diagramme de la figure 5 où l'électron est représenté par une ligne droite, le photon par une ligne ondulée ne peut donc avoir lieu de façon réelle (comme sur la figure 2, t croît de bas en haut).



Fig. 5

L'électron peut néanmoins émettre le photon de façon virtuelle pourvu que la transition virtuelle ne dure qu'un temps au plus égal à $\tau = \frac{\hbar}{E_r - E_i} \approx \frac{\hbar}{h\nu} = \frac{1}{2\pi\nu}$. Pendant ce temps, le photon émis virtuellement parcourt une distance égale à $c\tau = \frac{c}{2\pi\nu} = \frac{\lambda}{2\pi} = \lambda$. Si un deuxième électron se trouve à une distance du premier inférieure à λ , il peut absorber ce photon et rétablir ainsi la conservation de l'énergie en faisant disparaître l'excès d'énergie $h\nu$ (on néglige aussi l'énergie de recul du deuxième électron).

Le processus complet est représenté sur le diagramme de la figure 6.

On dit que les deux électrons ont échangé un photon virtuel. On peut montrer que c'est cet échange de photons virtuels qui est responsable des interactions électromagnétiques entre les deux électrons. Lorsque les deux électrons sont à une distance R , ils ne peuvent échanger que des photons virtuels de longueur d'onde supérieure à $2\pi R$. Plus grande est la distance entre les deux électrons, moins grand le nombre de photons virtuels qu'ils peuvent échanger. Les interactions électromagnétiques décroissent donc avec la distance. On peut aussi comprendre aisément pourquoi ces interactions sont à longue portée : en effet, aussi éloignés que soient les deux électrons, ils peuvent toujours échanger des photons de longueur d'onde suffisamment grande. Ceci tient à ce que, la masse du photon étant nulle, l'énergie et par suite la fréquence du photon peuvent être aussi petites que l'on veut, donc la longueur d'onde aussi grande que l'on veut.

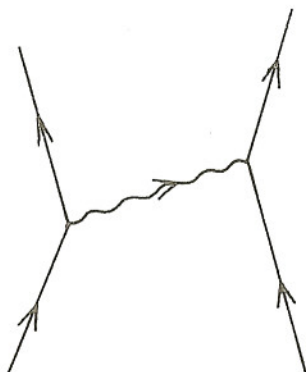


Fig. 6

Il n'en est pas de même pour les interactions nucléaires entre deux nucléons (protons ou neutrons). On peut, là encore, décrire ces interactions comme étant dues à des échanges virtuels de mésons entre les deux nucléons. Le méson ayant une masse au repos μ , lors de l'émission virtuelle du méson par le premier nucléon, le défaut d'énergie est au moins égal à μc^2 . Le méson ne peut donc se propager que durant un temps au

plus égal à $\frac{\hbar}{\mu c^2}$; sa vitesse étant certainement inférieure à c ,

la distance qu'il parcourt ne peut dépasser $\frac{\hbar}{\mu c}$. Le fait que le

méson ait une masse au repos finie et non nulle entraîne donc que les interactions nucléaires ont une portée finie, de l'ordre

de $\frac{\hbar}{\mu c}$, soit environ 10^{-13} cm. C'est d'ailleurs ainsi que Yukawa

a prédit théoriquement la masse des mésons.

d) Self énergie de l'électron :

Reprenons le problème de l'électron en mouvement rectiligne et uniforme, émettant virtuellement un photon $h\nu$ et supposons qu'il n'y ait pas de deuxième électron pour absorber ce photon et faire disparaître ainsi l'excès d'énergie $h\nu$. Il faut néanmoins qu'au bout d'un certain temps, le photon ait disparu et que l'électron ait retrouvé son impulsion et son énergie initiales. Ceci n'est possible que si l'électron réabsorbe lui-même le photon virtuel qu'il a émis.

Le processus est représenté sur le diagramme de la figure 7.

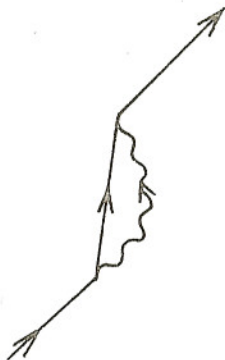


Fig. 7

Autrement dit, même s'il est complètement isolé, nous devons nous représenter un électron comme émettant et réabsorbant sans cesse des photons virtuels. On dit encore que, du fait des interactions électromagnétiques, l'électron n'est plus « nu » mais « habillé » par un nuage de photons virtuels. Et ce sont ces électrons « habillés » que nous observons physiquement.

La présence du nuage de photons virtuels autour de l'électron nu modifie les propriétés physiques de ce dernier. Elle modifie son énergie et par suite, sa masse : l'électron nu, en se déplaçant, entraîne en effet avec lui son nuage de photons virtuels qui possède une certaine énergie et, par suite, une certaine inertie. La différence entre l'énergie de l'électron habillé et celle de l'électron nu s'appelle la self-énergie de l'électron.

Nous avons raisonné jusqu'à présent sur un électron en mouvement rectiligne et uniforme. S'il effectue un mouvement plus compliqué, comme c'est par exemple le cas de l'électron de l'atome d'hydrogène décrivant une orbite autour du proton, il continue à émettre et à réabsorber des photons virtuels. On montre cependant que le nuage de photons virtuels qui entoure l'électron varie d'une orbite à l'autre. Ceci est dû au fait qu'avant de réabsorber le photon virtuel qu'il a émis, l'électron peut avoir eu le temps de décrire une partie de sa trajectoire, et que l'effet de la courbure de la trajectoire peut ainsi se faire sentir, avec une efficacité différente d'une orbite à l'autre, puisque les courbures moyennes y sont différentes. Ceci a pour conséquence que la self-énergie de l'électron peut varier d'une orbite à l'autre et que, par suite, les positions relatives de niveaux d'énergie calculés à partir de l'équation de Dirac qui ne tient pas compte de cet effet doivent être corrigées pour

en tenir compte. C'est ainsi par exemple que la théorie de Dirac prévoit la même énergie pour les états $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ de l'atome d'hydrogène. En fait, les deux états sont distants de 1059 MHz, cet écart étant dû uniquement à la différence de self-énergie de l'électron dans les deux états. C'est le « Lamb-Shift » découvert par Lamb en 1947 et dont l'étude expérimentale et théorique a constitué le point de départ de l'électrodynamique quantique moderne.

Notons enfin que la présence du nuage de photons virtuels autour de l'électron modifie la valeur du moment magnétique de l'électron telle qu'elle est prévue par la théorie de Dirac. L'électron acquiert ainsi un moment magnétique « anormal » dont il faut absolument tenir compte pour une étude précise de l'effet Zeeman.

REMARQUE :

Si, comme nous l'avons vu plus haut, un électron libre en mouvement rectiligne et uniforme ne peut émettre réellement un photon, il n'en est pas de même pour un électron lié se trouvant dans un état d'énergie excité E_2 . Ce dernier peut en effet non seulement émettre et réabsorber virtuellement des photons mais aussi passer dans un état d'énergie inférieur E_1 en émettant réellement un photon dont la fréquence ν est donnée par la relation de Bohr :

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

(en fait la conservation de l'impulsion exige que l'atome recule dans son ensemble. L'énergie de recul correspondante devrait, en toute rigueur, intervenir dans la formule de Bohr afin d'assurer la conservation de l'énergie pour le système global atome photon. Cette énergie de recul est cependant négligeable dans le domaine optique.)

L'émission réelle de photon par un atome excité constitue le phénomène bien connu d'émission des raies spectrales. Elle confère à tous les niveaux de l'atome (sauf le niveau fondamental) une durée de vie finie, qu'on appelle la *durée de vie radiative*. Si un niveau donné a une durée de vie radiative τ , il découle de la relation d'incertitude (2) que son énergie ne peut

être définie à mieux que $\frac{\hbar}{\tau}$. Les raies spectrales issues de ce niveau ont, par suite, une *largeur naturelle* $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$.

II. — Pompage optique et interactions entre l'atome et le champ électromagnétique.

A - Interaction entre l'atome et les photons du faisceau de pompage optique :

Dans les expériences de pompage optique, on irradie les atomes avec de la lumière de résonance optique convenablement polarisée. Dans son exposé, M. Kastler a montré comment le moment cinétique contenu dans le faisceau lumineux pouvait être alors transféré aux atomes, comment on pouvait réaliser ainsi d'importantes différences de population entre les divers sous-niveaux atomiques, comment toute modification de cette répartition de populations, en particulier celle causée par la résonance magnétique, pouvait être détectée par une variation de la lumière absorbée ou réémise par la vapeur. La sensibilité de la méthode est très grande. Elle permet d'opérer sur des vapeurs très diluées, c'est-à-dire sur des atomes pratiquement libres et de mesurer ainsi avec une très grande précision la structure des niveaux atomiques, fondamentaux ou excités.

On peut alors se demander si le faisceau lumineux qui, dans les expériences de pompage optique, constitue en quelque sorte l'instrument de mesure ne risque pas de perturber le système qu'il permet d'étudier. En d'autres termes, est-ce que l'interaction entre l'atome et les photons du faisceau de pompage optique modifie la structure des niveaux atomiques ?

Nous avons fait, en collaboration avec J.-P. Barrat, une théorie quantique du cycle de pompage optique qui permet de donner une réponse affirmative à la question précédente : l'interaction avec le faisceau lumineux élargit et déplace les sous-niveaux de l'état fondamental. Nous allons essayer d'interpréter cet effet en utilisant la notion de transition virtuelle introduite plus haut.

Il ressort des calculs que l'effet d'*élargissement* n'est dû qu'aux photons du faisceau de pompage dont l'énergie $h\nu$ est égale à la différence $E_2 - E_1 = h\nu_0$ entre l'état excité et l'état fondamental. (En fait, E_2 étant un état excité, a, comme nous l'avons vu plus haut, une largeur naturelle Γ et on trouve que $h\nu$ n'a besoin d'être égal à $h\nu_0$ qu'à Γ près).

Par contre, l'effet de *déplacement* est dû aux autres photons dont l'énergie $h\nu$ diffère de $E_2 - E_1$ par une quantité supérieure à Γ .

Nous voyons alors que les deux phénomènes physiques d'élargissement et de déplacement peuvent être attribués à deux types de transitions différentes. Si $|h\nu - h\nu_0| < \Gamma$, le photon peut être effectivement absorbé par l'atome. Il y a conser-

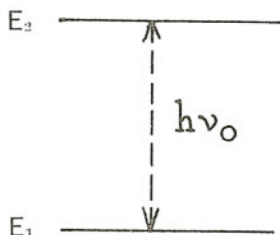


Fig. 8

vation de l'énergie et par suite transition *réelle*. L'atome quitte effectivement l'état fondamental. Cet état acquiert une durée de vie finie T_p (T_p représentant le temps moyen au bout duquel l'atome absorbe réellement le photon), et par suite une largeur

d'incertitude $\frac{\hbar}{T_p}$. Si par contre $|h\nu - h\nu_0| \gg \Gamma$, l'atome ne peut absorber réellement le photon, l'excès (ou le défaut)

d'énergie étant $h(\nu - \nu_0)$. Il peut néanmoins y avoir absorption *virtuelle* du photon avec réémission et retour à l'état initial

au bout d'un temps inférieur à $\frac{\hbar}{h(\nu - \nu_0)}$. Cette transition vir-

tuelle produit une légère « contamination » de l'état fondamental par l'état excité dont on conçoit aisément qu'elle puisse modifier l'énergie de l'état fondamental.

Il est intéressant de noter que ces absorptions réelles ou virtuelles de photons par l'atome dont nous venons d'étudier les effets sur l'atome, ont également un effet sur le photon et que cet effet est connu depuis très longtemps. Lors d'une transition réelle, un photon disparaît effectivement du faisceau lumineux : c'est le phénomène d'*absorption* ; lors d'une transition virtuelle, le photon est « happé » par l'atome pendant un temps très court puis restitué. Pendant le temps qu'il est happé, le photon ne se propage pas ; sa vitesse moyenne de propagation est, par suite, diminuée ; c'est le phénomène de ralentissement de la lumière dans un milieu matériel, c'est-à-dire le phénomène de *dispersion*.

L'image des transitions virtuelles se révèle ainsi très féconde puisqu'elle permet de relier entre eux des phénomènes en apparence très différents. Pour montrer la richesse de cette image, voyons encore, bien que cela nous écarte un peu de notre sujet, comment elle permet de comprendre le phénomène de polarisation rotatoire magnétique, c'est-à-dire l'effet Faraday. Il est bien connu qu'un milieu atomique placé dans un champ

magnétique, fait tourner le plan de polarisation d'un faisceau lumineux polarisé rectilignement, se propageant le long du champ magnétique, et dont la fréquence diffère des fréquences d'absorption atomiques. Cette rotation du plan de polarisation peut se comprendre de la façon suivante : la polarisation du faisceau est liée au moment cinétique du photon. Ce moment cinétique ne précesse pas dans un champ magnétique, contrairement à ce qui se passe pour un moment cinétique atomique. On peut dire qu'au moment cinétique du photon n'est pas associé de moment magnétique, comme c'est le cas pour un atome (on néglige ici les effets très petits associés à des créations et annihilations virtuelles de paires électron positron). Le champ magnétique tout seul ne peut donc faire tourner la polarisation du faisceau lumineux. Cependant, lorsque le photon est absorbé virtuellement par un atome, le moment cinétique du photon se retrouve sur l'atome (car le moment angulaire est conservé lors de la transition virtuelle). Pendant la durée de la transition virtuelle, ce moment cinétique tourne, car il s'agit alors d'un moment cinétique atomique. De sorte qu'à la fin de la transition virtuelle, (lorsque le photon est réémis, il est réémis avec un moment cinétique qui a légèrement tourné par rapport à la direction initiale.

Nous terminons ce paragraphe en décrivant très rapidement la vérification expérimentale de l'effet de déplacement décrit plus haut. L'expérience est faite en deux étapes.

Dans une première étape (fig. 9 a), on pompe optiquement avec un faisceau 1 des atomes de mercure 199 contenus dans la cellule de résonance 0. On trace une courbe de résonance magné-

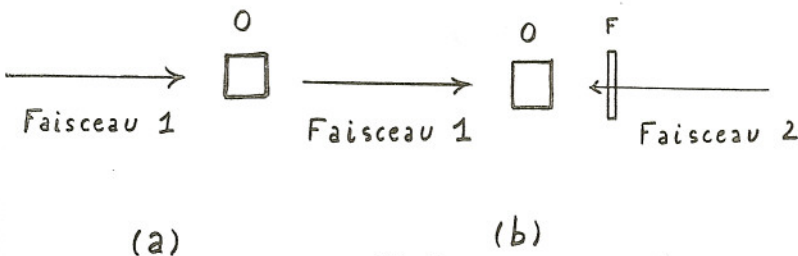


Fig. 9

tique dont la position permet de mesurer avec précision l'écart d'énergie entre les deux sous-niveaux Zeeman $\pm 1/2$ de l'état fondamental de ^{199}Hg . Puis, sans changer aucune condition expérimentale, on éclaire les atomes avec un autre faisceau, le faisceau 2, qui traverse un filtre F rempli de ^{199}Hg et se trouve ainsi débarrassé de tous les photons susceptibles d'être absor-

bés réellement par des atomes de ^{299}Hg (fig. 9 b). Le faisceau 2, ainsi filtré, ne peut plus induire que des transitions virtuelles dans la cellule 0. S'il déplace de façon différente les deux sous-niveaux $\pm 1/2$ de l'état fondamental, on doit constater que les courbes de résonance magnétique prises en l'absence et en présence de ce faisceau 2 doivent être décalées l'une par rapport à l'autre.

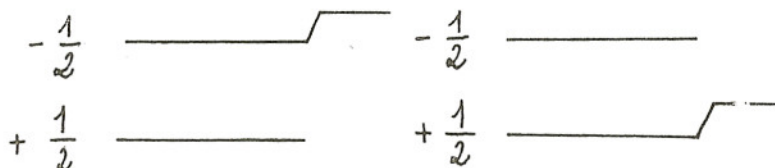


Fig. 10

En fait, on montre que selon la polarisation σ^+ ou σ^- du faisceau 2, seul le sous-niveau $-1/2$ ou $+1/2$ est déplacé (fig. 10) dans le même sens, de sorte que le déplacement de la raie de résonance magnétique doit changer de signe lorsqu'on passe de σ^+ à σ^- . C'est bien ce que confirme l'expérience (fig. 11).

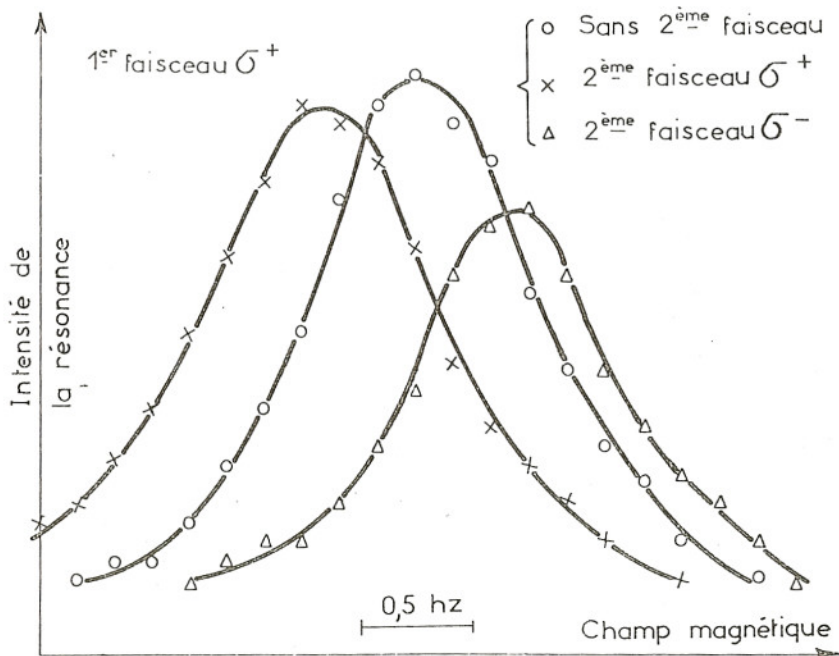


Fig. 11

On voit que le déplacement est de l'ordre du hertz. Comme il est proportionnel à l'intensité lumineuse, il faut pour l'augmenter, accroître la brillance des sources lumineuses. Une équipe soviétique opérant sur du potassium et utilisant une source « laser déclenché » a pu ainsi mettre récemment en évidence des déplacements de l'ordre du millier de MHz.

Si l'effet que nous venons de décrire est intéressant du point de vue théorique, il est par contre gênant du point de vue pratique. La perturbation causée par le faisceau lumineux limite la précision des mesures effectuées au moyen du pompage optique. Cet inconvénient est particulièrement sensible pour les horloges atomiques, la fréquence qu'elles délivrent pouvant varier avec l'intensité lumineuse pompante.

B - Interactions entre l'atome et les photons du champ de radiofréquence :

— Considérons de nouveau des atomes de ^{200}Hg , placés dans un champ magnétique H_0 qui sépare les deux sous-niveaux Zeeman $\pm 1/2$ de l'état fondamental d'une quantité $\hbar\omega_0$ proportionnelle à H_0 et au rapport gyromagnétique γ de l'atome :

$$\omega_0 = \gamma H_0$$

Supposons que, par pompage optique, on ait concentré les atomes dans le sous-niveau Zeeman $+1/2$ (fig. 12) et qu'on irradie les atomes ainsi pompés optiquement par un champ de radiofréquence $H_1 \cos \omega t$ polarisé rectilignement et perpendiculaire à H_0 . On laisse ω fixe et on fait varier H_0 , donc ω_0 ; que se passe-t-il ?

Pour $\omega = \omega_0$, il apparaît une résonance. On induit des transitions réelles entre les deux sous-niveaux Zeeman de l'atome. C'est la résonance magnétique ordinaire. Si on augmente l'amplitude H_1 du champ de radiofréquence, on constate que la raie

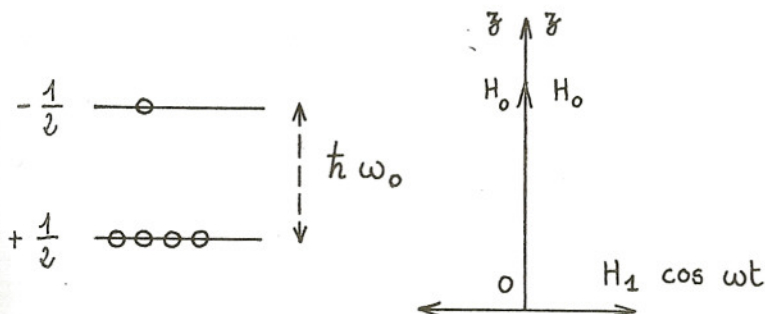


Fig. 12

de résonance magnétique s'élargit et se déplace. Nous allons essayer d'interpréter ce phénomène.

Le champ $H_1 \cos \omega t$ rectiligne et perpendiculaire à H_0 peut être décomposé en deux composantes tournantes circulaires droite et gauche par rapport à la direction Oz de H_0 . Le champ de radiofréquence peut donc être considéré comme contenant des photons de radiofréquence σ^+ et σ^- dont le moment angulaire par rapport à Oz est respectivement $+\hbar$ et $-\hbar$.

Pour que l'atome passe effectivement du niveau $+1/2$ à $-1/2$, il faut que son énergie augmente de $\hbar\omega_0$, que son moment angulaire par rapport à Oz diminue de \hbar , ou encore augmente de $-\hbar$ (rappelons que le moment angulaire par rapport à Oz d'un sous-niveau Zeeman m est $m\hbar$). Lorsque $\omega = \omega_0$ ceci est possible par *absorption* réelle d'un photon de radiofréquence σ^- . De même, le passage $-1/2 \rightarrow +1/2$ avec conservation globale de l'énergie et du moment angulaire peut avoir lieu avec *émission induite* réelle d'un photon de radiofréquence σ^- . Lorsque H_1 augmente, le nombre de photons de radiofréquence σ^- augmente, ainsi par suite que le nombre d'absorptions et émissions induites réelles de ces photons. Les niveaux $\pm 1/2$ ont une durée de vie de plus en plus courte, par suite une largeur de plus en plus grande qui se reflète sur la raie de résonance magnétique.

Jusqu'à présent, les photons de radiofréquence σ^+ semblent ne jouer aucun rôle. En fait, ils interviennent dans des absorptions ou émissions induites virtuelles. Par exemple, un atome dans l'état $-1/2$ peut absorber virtuellement un photon de radiofréquence σ^+ et passer dans l'état $+1/2$. Il y a conservation globale du moment angulaire, mais défaut global d'énergie égal à $2\hbar\omega_0$. La transition virtuelle doit donc cesser au bout d'un certain temps, mais elle a eu pour effet de contaminer légèrement l'état $-1/2$ par l'état $+1/2$ et de modifier par suite l'énergie de l'état $-1/2$.

En résumé, les absorptions ou émissions induites *réelles* de photons de radiofréquence σ^- sont responsables de l'apparition et de l'élargissement de la résonance $\omega = \omega_0$; les absorptions et émissions induites *virtuelles* de photons de radiofréquence σ^+ sont responsables de son déplacement qui porte encore le nom de déplacement de Bloch-Siegert. Notons que ce déplacement disparaît s'il n'y a que des photons de radiofréquence σ^- , c'est-à-dire si le champ H_1 , au lieu d'être rectiligne, est tournant et circulaire gauche par rapport à H_0 .

— Lorsque, ω étant fixé, on fait varier ω_0 , l'amplitude du champ H_1 étant assez grande, on voit apparaître en plus de la résonance $\omega_0 = \omega$, toute une série d'autres résonances $\omega_0 = (2n + 1)\omega$ (n entier). Ces résonances correspondent au fait

que pour passer effectivement du niveau $+1/2$ au niveau $-1/2$, l'atome peut aussi absorber plusieurs photons de radiofréquence pourvu toutefois qu'il y ait conservation globale du moment angulaire et de l'énergie au cours du processus. Ainsi, pour $\omega_0 = 3\omega$ il y a absorption de deux photons de radiofréquence σ^- et d'un photon de radiofréquence σ^+ , pour $\omega_0 = 5\omega$, de trois photons σ^- et de deux photons σ^+ (fig. 14), pour $\omega_0 = (2n + 1)\omega$, de $(n + 1)$ photons σ^- et n photons σ^+ . On dit alors qu'il s'agit d'une transition à plusieurs quanta. Lorsque H_1 augmente, ces

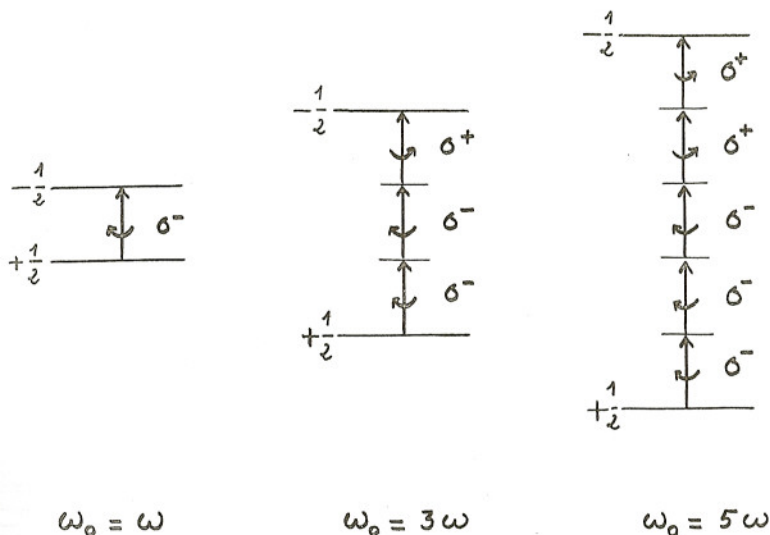


Fig. 14

résonances s'élargissent et se déplacent, l'interprétation de ce phénomène étant analogue à celle donnée plus haut pour la résonance $\omega_0 = \omega$. Une étude théorique et expérimentale très détaillée de transitions à plusieurs quanta a été faite par J.-M. Winter. La figure 15 montre un exemple de courbes expérimentales. Chaque courbe correspond à une amplitude différente du champ H_1 , repérée par le voltage V_1 aux bornes des boucles de radiofréquence. Lorsque V_1 augmente, on voit apparaître successivement les résonances $\omega_0 = \omega, 3\omega, 5\omega, 7\omega$. On peut noter aussi l'élargissement et le déplacement des raies de résonance mentionnés plus haut.

— De nombreux autres effets liés à l'interaction entre l'atome et le champ de radiofréquence ont été découverts plus récemment. Pour interpréter ces effets en termes de photons

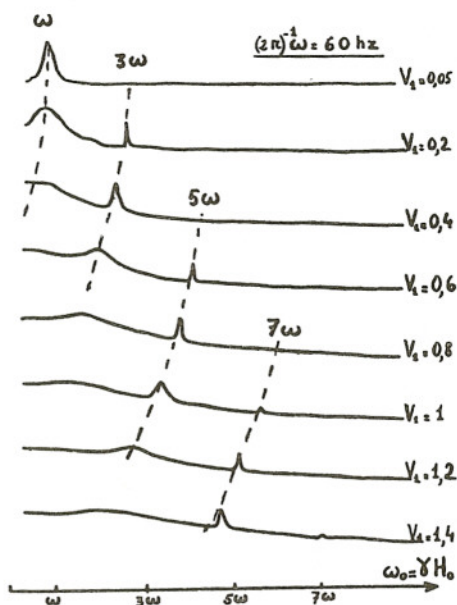


Fig. 15

de radiofréquence, nous avons été amenés avec Mlle N. Polonsky et M. S. Haroche à considérer l'atome et les photons de radiofréquence comme formant un système global dont il faut chercher les niveaux d'énergie. Ce point de vue permet de donner une interprétation synthétique des divers effets observés. Sans entrer dans le détail de ce travail, nous mentionnerons seulement un phénomène curieux qu'il a permis de prévoir. L'interaction entre l'atome et les photons de radiofréquence peut modifier de façon spectaculaire la pente des niveaux d'énergie tracés en fonction de H_0 au voisinage de $H_0 = 0$, c'est-à-dire le moment magnétique du système, dont la valeur μ_1 en présence d'interaction, diffère ainsi de la valeur μ_0 correspondant au moment magnétique de l'atome libre. De façon plus précise, H_1 et H_0 ayant la disposition de la figure 13, on montre que :

$$\mu_1 = \mu_0 J_0 \left(\frac{\gamma H_1}{\omega} \right)$$

J_0 étant la fonction de Bessel d'ordre 0. Le moment magnétique peut donc être ainsi considérablement modifié et parfois même

annulé si $\frac{\gamma H_1}{\omega}$ coïncide avec l'un des zéros de la fonction de Bessel. L'expérience a confirmé ces prévisions.

La courbe de la figure 16 représente la variation de $\left| \frac{\mu_1}{\mu_0} \right|$ en fonction de $\frac{\gamma H_1}{\omega} = \frac{\omega_1}{\omega}$. La courbe est dessinée à partir

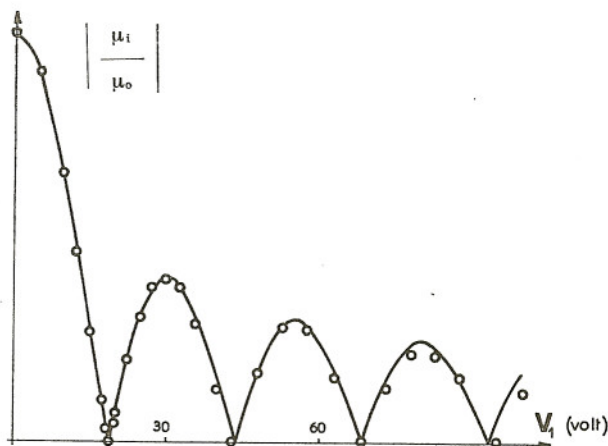


Fig. 16

de la formule théorique, les points sont expérimentaux. (Comme sur la figure 15, V_1 est le voltage aux bornes des boucles de radiofréquence, proportionnel à H_1 .)

CONCLUSION

Pour conclure, nous ferons la remarque suivante :

Dans le § I-d de cet exposé, nous avons décrit des effets comme le « Lamb shift », le moment magnétique anormal de l'électron. Ces effets prouvent que même isolés, c'est-à-dire même si aucun photon réel n'est envoyé sur eux, un électron, un atome n'en continuent pas moins d'interagir avec le champ électromagnétique en émettant et réabsorbant virtuellement des photons. Les effets décrits dans la deuxième partie de cet exposé, déplacement des niveaux d'énergie par la lumière, modification du moment magnétique atomique, sont relatifs, eux, à des atomes qui interagissent avec des photons réels que l'on

envoi sur eux, par l'intermédiaire d'absorptions et réémissions virtuelles de ces photons. L'analogie entre les deux types d'effet est très grande. On peut dire qu'il y a entre eux le même lien que celui qui existe entre l'émission spontanée d'une part, l'absorption et l'émission induite d'autre part.

BIBLIOGRAPHIE

Mécanique quantique.

- A. MESSIAH : « Mécanique quantique » (Dunod).
- G. GUINIER : « Eléments de Physique Moderne Théorique » (Bordas).
- The FEYNMAN : Lectures on Physics, Tome III (Addison-Wesley).

Interactions par échange de particules virtuelles. Self-énergie.

- R.-E. PEIERLS : A survey of field theory. Reports on Progress in Physics. Vol. XVIII, 1955, p. 424.

Pompage optique.

- A. KASTLER : Journal de Physique, 1950, 11, 255.
- J. BROSSEL : « Le pompage optique ». Cours donné à l'Ecole d'Eté de Physique théorique des Houches, session 1964. Publié dans « Optique et Electronique Quantique » (Gordon and Breach, 1964).
- A. KASTLER et C. COHEN-TANNOUDJI : « Optical Pumping » dans « Progress in Optics », Volume 5, 1966 (North Holland).

Pompage optique des isotopes impairs du mercure.

- B. CAGNAC : Thèse, Paris 1961, Annales de Physique, 1961, 6, 467.

Déplacement des niveaux d'énergie par la lumière.

- J.-P. BARRAT et C. COHEN-TANNOUDJI : Journal de Physique, 1961, 22, 329 et 443.
- C. COHEN-TANNOUDJI : Thèse, Paris 1962, Annales de Physique, 1962, 7, 423 et 469.

Interactions avec des photons de radiofréquence.

- J.-M. WINTER : Thèse, Paris 1959, Annales de Physique, 1959, 4, 745.
- N. POLONSKY et C. COHEN-TANNOUDJI : Comptes rendus de l'Académie des Sciences, 1965, 260, 5231.
- S. HAROCHE et C. COHEN-TANNOUDJI : Comptes rendus de l'Académie des Sciences, 1965, 261, 5400 ; 1966, 262, 37 ; 1966, 262, 268.