

piéger et observer un seul atome

par Claude COHEN-TANNOUDJI*
professeur au Collège de France

Au cours des dernières années, un certain nombre de développements expérimentaux et théoriques ont permis de donner jour à toute une série de travaux en physique atomique relativement nouveaux dans la mesure où ils portent sur une seule particule atomique. Par particule atomique, il faut entendre un atome, soit neutre, soit chargé comme un ion, soit même un électron.

Ce sont des expériences portant sur un seul électron ou sur un seul ion qui vont être décrites ici, en commençant par expliquer les méthodes : comment est-il possible de piéger une particule unique dans une toute petite région de l'espace ? Comment est-il possible de la refroidir pour la garder piégée aussi longtemps que possible (en effet, si elle n'est pas froide, son énergie d'agitation thermique va la projeter sur les parois et elle va disparaître) ? Comment est-il possible de détecter sa présence dans le piège et de l'observer ?

Aujourd'hui, il est possible de détecter, mais aussi de faire des expériences sur un seul électron, de « voir » à l'œil nu la lumière émise par un seul ion. Ceci pose toute une série de questions intéressantes.

Les motivations de ces expériences seront également abordées : pourquoi s'intéresse-t-on à piéger et à observer une seule particule ? Parce que si l'on a une seule particule isolée dans l'espace libre, sans collisions, on peut mesurer de manière très précise certaines grandeurs caractéristiques de ces particules. Par exemple, la mesure du moment magnétique de l'électron, par cette méthode, est actuellement la plus précise qui soit. Par ailleurs, quand l'étude porte sur un ion — qui peut effectuer des transitions radiatives entre deux niveaux d'énergie —, la mesure très précise des fréquences de ces transitions fournit ce qu'on appelle un standard de fréquence ν , dont la précision va être d'autant plus grande que l'incertitude $\Delta\nu$ avec laquelle on mesure la fréquence est petite devant la valeur absolue de la fréquence. Enfin, l'observation d'un seul système atomique permet réellement de tester les prédictions de base de la mécanique quantique portant sur le caractère discontinu de l'évolution au cours du temps d'un système atomique ou quantique unique, alors qu'en physique classique, on est habitué à un comportement continu.

* Notes prises au cours de la conférence, le 13 avril 1988.

Dans la première partie, nous parlerons d'expériences portant sur un électron unique, en décrivant tout d'abord le piège de Penning, qui permet de piéger une telle particule ; puis les méthodes de détection d'un seul électron et enfin, l'effet Stern et Gerlach continu, qui permet de mesurer le moment magnétique d'un seul électron ou d'un seul positron.

Dans la deuxième partie, nous passerons à l'étude de l'ion unique, en montrant d'abord comment il est possible de le piéger et de détecter. Comme un ion unique peut effectuer des transitions radiatives, il est possible de lui appliquer un faisceau laser et de le refroidir — on parlera alors de refroidissement laser. Nous décrirons ensuite une méthode très intéressante dans la mesure où elle permet d'atteindre une très haute résolution. Cette méthode, dite de l'étagère, a, en outre, l'avantage de permettre l'observation de sauts quantiques sur un ion unique. On ne parlera pas ici du piégage des atomes neutres, qui est possible actuellement, mais plus délicat à exposer.

L'ELECTRON UNIQUE

Le piégage de l'électron unique

Le piégage d'une particule chargée est plus facile à réaliser que celui d'un atome neutre car on peut agir sur sa charge q par des champs électrique et magnétique.

L'idée la plus simple consisterait à essayer de piéger la particule à l'aide d'un potentiel électrostatique $\Phi(x,y,z)$. Pour qu'il y ait piège, il faudrait qu'il y ait un minimum de potentiel. Mais le potentiel électrostatique est tel qu'il ne peut pas avoir de minimum. En effet, si l'énergie potentielle, $V = q\Phi$, a un minimum en 0 lorsqu'on se déplace le long de Oz, elle a forcément un maximum en 0 lorsqu'on se déplace le long de Ox ou Oy. On ne peut pas avoir de minimum dans les trois directions. Ceci résulte du fait que le potentiel électrostatique satisfait à l'équation de Laplace :

$$(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2) \Phi(x,y,z) = 0,$$

dont les trois termes ne peuvent être positifs en même temps ; si l'un est positif, il faut que la somme des deux autres soit négative pour que la somme des trois soit nulle.

Prenons cependant un exemple intéressant de potentiel électrostatique, le potentiel quadripolaire, qui est une fonction quadratique des coordonnées :

$$\begin{aligned} V(x,y,z) &= q\Phi(x,y,z) \\ &= 1/2 m\omega_z^2 (z^2 - (x^2 + y^2)/2). \end{aligned}$$

On vérifie aisément que la somme des dérivées secondes par rapport à x , y et z , d'un tel potentiel est nulle, ce qui montre que c'est bien un potentiel électrostatique. Le long de Oz, on a une parabole : la particule est dans un puits de potentiel, elle est attirée vers l'origine ; par contre, le long de l'axe Ox et de l'axe Oy, la parabole a sa concavité dans l'autre sens et le mouvement est instable suivant ces axes.

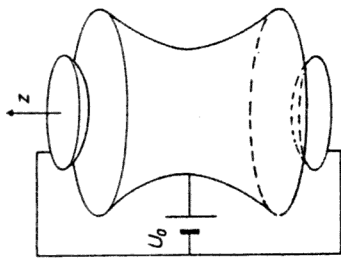


Fig. 1. — Forme des électrodes permettant la réalisation du potentiel quadrupolaire.

Avant de montrer comment se débarrasser de cette instabilité, nous allons voir comment un tel potentiel peut être réalisé expérimentalement.

Les surfaces équipotentielles étant des hyperboloïdes de révolution autour de l'axe Oz, il suffit de les matérialiser au moyen de trois électrodes : l'une en forme de rond de serviette, portée à un potentiel positif, l'électrode anneau, et deux en forme de coupelles, supérieure et inférieure, portées à un potentiel négatif (fig. 1). A l'intérieur des électrodes, le potentiel électrostatique a la forme d'un potentiel quadrupolaire. Puisque les coupelles sont à un potentiel négatif, si l'électron se déplace sur l'axe Oz, il va être plus repoussé par la charge négative de la coupelle dont il se rapproche, de sorte qu'il est globalement soumis à une force de rappel vers l'origine O de l'axe Oz. Le mouvement est donc stable dans cette direction-là. Par contre, comme l'électrode anneau est chargée positivement, s'il se déplace dans le plan xOy, l'électron va être attiré sur l'électrode par cette charge ; le mouvement est donc instable dans ce plan.

Pour éliminer cette instabilité, une première solution consiste, pour réaliser le piège, à ajouter au potentiel quadrupolaire un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 parallèle à l'axe Oz. En effet, une particule chargée, dans un tel champ magnétique, effectuerait, si elle était soumise à l'action de ce seul champ, un mouvement circulaire (ou de *précession*) à la fréquence cyclotron, $\omega_c = -q/m B_0$, dû à la force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}_0$, force centripète qui l'attire vers l'axe Oz. Dans le piège, si \vec{B}_0 est suffisamment grand, cette force centripète peut l'emporter sur la force électrique, centrifuge. On obtient ainsi une stabilisation du mouvement dans les trois directions. Ce piège, connu depuis longtemps, s'appelle le piège de Penning.

On peut alors calculer, d'une façon très simple, le mouvement de l'électron. L'équation de la dynamique pour l'électron est :

$$m\ddot{\vec{r}} = -q \nabla \Phi + (q\vec{r} \times \vec{B}_0)$$

En projetant cette équation vectorielle sur les trois axes, on obtient trois équations donnant :

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= (\omega_z^2/2)x - \omega_c \dot{y} \\ \ddot{y} &= (\omega_z^2/2)y + \omega_c \dot{x} \\ \ddot{z} &= -\omega_z^2 z \end{aligned}$$

(les termes en ω_z sont les termes électriques, les termes en ω_c les termes magnétiques).

On voit, dans la troisième équation, que la particule effectue un mouvement de vibration de fréquence ω_z le long de l'axe Oz. Par contre, sur les axes Ox et Oy, le terme électrique donnerait, s'il était seul, un accroissement exponentiel de x et y, mais le terme magnétique assure la stabilisation du mouvement. Il suffit pour résoudre ces deux premières équations couplées de les ajouter en multipliant la seconde par i ; on obtient l'équation différentielle

$$\ddot{\rho} = (\omega_z^2/2)\rho + i\omega_c \dot{\rho}$$

pour la variable complexe $\rho = x + iy$. Il suffit d'en chercher des solutions de la forme $\rho = \rho_0 e^{i\omega t}$. L'équation caractéristique du deuxième degré en ω s'écrit :

$$\omega^2 - \omega_c \omega + \omega_z^2/2 = 0$$

et a deux racines réelles puisque son discriminant, $\Delta = \omega_c^2 - 2\omega_z^2$, est positif (B_0 étant suffisamment grand, ω_c , la fréquence cyclotron, est très très grande devant la fréquence de vibration le long de l'axe Oz).

La première fréquence, racine de l'équation, qui vaut :

$$\omega'_c = \omega_c/2 + \omega_c/2 \sqrt{1 - (2\omega_z^2)/\omega_c^2}$$

est très proche de ω_c (car ω_z est très petit devant ω_c) et on peut dire qu'elle représente la *fréquence cyclotron* légèrement modifiée par la présence du champ électrique.

Par contre, la deuxième fréquence, dont l'expression s'écrit :

$$\omega''_c = \omega_c/2 - \omega_c/2 \sqrt{1 - (2\omega_z^2)/\omega_c^2}$$

est, elle, très petite devant ω_c et devant ω_z . L'apparition de cette fréquence est liée au fait que l'électron se déplace dans un champ électrique et un champ magnétique croisés. C'est donc une fréquence liée à un mouvement de *dérive*, appelée *fréquence magnétron*.

Sur la figure 2, on peut voir le mouvement de l'électron décomposé en 3 mouvements : dans le plan xOy, la précession à la fréquence cyclotron, ω'_c ; un autre mouvement circulaire, beaucoup plus lent, à la fréquence magnétron ω''_c ; enfin, le long de l'axe Oz, la vibration à la fréquence ω_z . Le mouvement de l'électron résulte de la superposition de ces trois mouvements : une orbite cyclotron dont le centre oscille le long de l'axe Oz et dérive dans le plan xOy.

Fixons quelques ordres de grandeur : si le champ magnétique est de 1 tesla, la tension entre les deux électrodes de 9,2 volts, la distance entre les deux électrodes de 6,7 mm, on trouve que les trois fréquences sont : $\omega'_c/2\pi = 51.10^9$ Hz = 51 gigahertz, $\omega_z/2\pi = 60.10^6$ Hz = 60 mégahertz et $\omega''_c/2\pi = 35.10^3$ Hz = 35 kilohertz. Le mouvement cyclotron est donc très rapide, le mouvement de vibration beaucoup plus lent et le mouvement magnétron encore plus lent.

Sur la figure 3, on peut voir l'allure de la trajectoire classique : l'électron, ou la particule chargée, en train de tourner, de vibrer le long de l'axe Oz et d'avoir un mouvement de dérive à la fréquence magnétron.

Détection de l'électron

Rappelons auparavant quelques notions d'électrostatique en supposant dans un premier temps que l'électron, qui est une charge négative, est au centre du piège, immobile (fig. 4a). Des lignes de champ en partent et, par influence, des charges positives apparaissent sur les deux coupelles et, sur l'anneau; sur les coupelles, elles sont égales par symétrie.

Supposons maintenant que l'électron se rapproche de la coupelle supérieure (fig. 4b). Plus de lignes de champ en partent vers la coupelle supérieure que vers la coupelle inférieure et la coupelle du haut porte alors une charge plus grande que la coupelle du bas.

Imaginons maintenant que l'électron, au lieu d'être immobile au centre, ou immobile en un point décalé vers le haut, effectue un mouvement de vibration suffisamment lent le long de l'axe Oz (par lent, on entend que la période, $2\pi/\omega_z$, du mouvement de vibration est très grande devant le

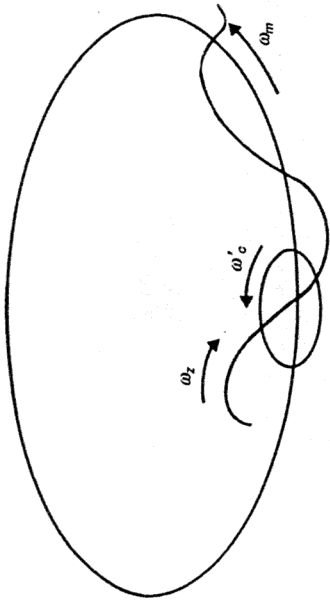


Fig. 2. — Allure du mouvement de l'électron dans le piège.

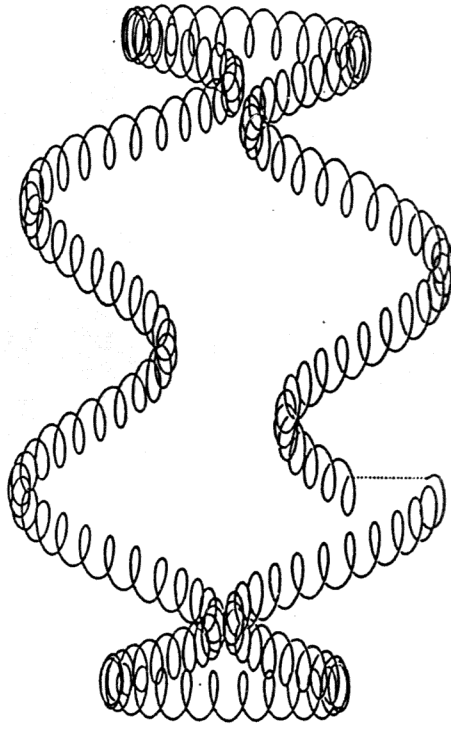


Fig. 3. — Allure de la trajectoire classique de l'électron. (Figure extraite de [2]).

Le mouvement classique est donc entièrement calculable, de même, d'ailleurs, que le mouvement quantique. L'hamiltonien quantique, qui décrit le mouvement du problème, peut être diagonalisé exactement et on peut aussi bien calculer entièrement les niveaux d'énergie de l'électron dans le piège.

Après avoir décrit le piégeage de l'électron, passons maintenant à sa détection : comment savoir que celui-ci est dans le piège ?

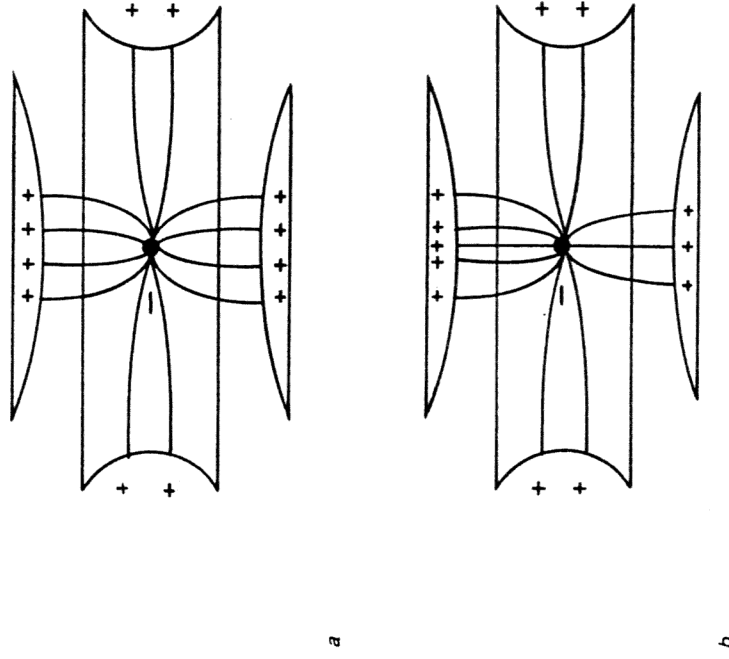


Fig. 4. — Charge induite sur les coupelles en fonction de la position de l'électron le long de l'axe Oz. a) Electron au centre du piège ($x = y = z = 0$). b) Electron décalé vers la coupelle supérieure ($x = y = 0$; $z > 0$).

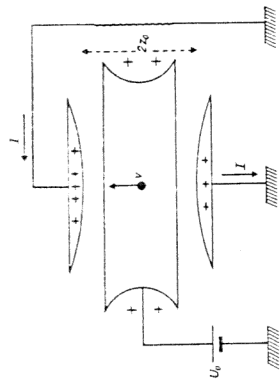


Figure 5 : Électron en mouvement lent le long de Oz.

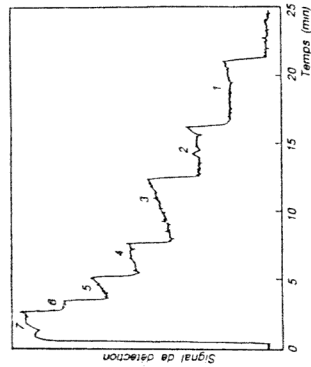


Figure 6 : Détection d'un électron unique. (Figure extraite de [2]).

forcé et va entrer en résonance si la fréquence du signal appliqué coïncide avec sa fréquence de vibration propre, auquel cas le mouvement de l'électron sera de plus en plus important. C'est un exemple tout à fait idéal d'électron élastiquement lié dans un piège.

Cette expérience a été faite (fig.6). On part d'une situation où plusieurs électrons piégés sont soumis à un champ électrique alternatif qui les met en mouvement forcé. L'amplitude de vibration est choisie suffisamment grande pour que l'amplitude du mouvement de vibration des particules atteigne la valeur maximale possible au-delà de laquelle celles-ci vont toucher les parois et disparaître l'une après l'autre. C'est effectivement ce qui se passe. Le signal détecté aux bornes de la résistance décroît par paliers qui correspondent à la présence de 7 électrons, 6 électrons, 5, 4, 3, 2, puis 1. L'avant-dernier palier correspond au signal produit par un seul électron, conservé pendant environ 5 minutes, temps

relativement court, car l'amplitude de vibration est telle que l'électron a une probabilité non négligeable de toucher la paroi. Cependant, si l'amplitude de vibration est alors diminuée, il est possible de conserver l'électron piégé pendant un temps beaucoup plus long. Les expériences ont été suffisamment raffinées pour permettre de piéger un électron pendant 10 mois ! Toutes les expériences ont été faites sur le même électron, qui a été perdu par accident, sans doute à la suite d'une fausse manœuvre (les chercheurs du laboratoire espéraient beaucoup pouvoir fêter son anniversaire !).

Mesure de la fréquence de vibration d'un électron

Quand une tension alternative est appliquée entre les deux coupelles, l'électron est mis en mouvement forcé et l'amplitude de son mouvement est maximale quand la fréquence appliquée coïncide avec sa fréquence propre dans le piège. Expérimentalement, si on fait varier la fréquence appliquée entre les deux électrodes, le signal fait apparaître une belle résonance (fig. 7) : c'est la résonance de vibration d'un seul électron, mesurée avec une détection, appelée en électronique une détection synchrone, qui permet de séparer la composante du mouvement de l'électron en phase avec l'excitation et la composante en quadrature. C'est l'expérience la plus simple de résonance que l'on puisse imaginer : la résonance d'un circuit résonant attaqué par une fréquence sinusoïdale avec une réponse comportant une composante en quadrature et une composante en phase.

La composante en phase a une forme de dispersion. Au voisinage du centre de cette courbe, n'importe quelle variation de la fréquence de vibration peut être détectée puisque l'on «sort» de la résonance et que

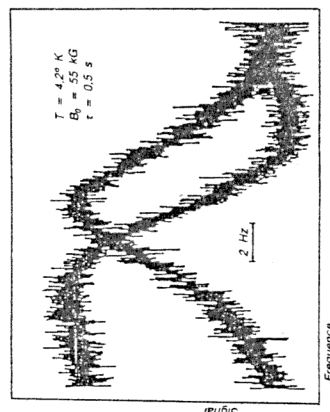


Figure 7 : Exemple de résonance relative à un électron unique mis en mouvement forcé par une tension alternative appliquée entre les coupelles. (Figure extraite de [1]).