

Introduction (très) élémentaire à la théorie quantique

Jean-Marc Lévy-Leblond (professeur émérite de l'université de Nice)

&

Alain Laverne (maître de conférences émérite de l'université de Paris-VII)

La mécanique quantique est aujourd'hui une théorie parfaitement « classique », dont la cohérence n'a fait que se renforcer au cours des cinquante dernières années. Après un laborieux enfantement au début du XX^e siècle, elle accède à la maturité dans les années vingt. Bien qu'elle ait essentiellement reposé dans son élaboration sur les problèmes soulevés par la physique atomique, la mécanique quantique, une fois constituée en cadre théorique général, témoigne d'une fécondité extraordinaire dans les domaines voisins de la physique atomique et moléculaire, investit la chimie théorique, envahit la physique de l'état solide et des milieux condensés, et garde son empire sur les nouvelles branches de la microphysique : physique nucléaire d'abord, puis physique des particules fondamentales. Son hégémonie est restée à l'heure actuelle incontestée. Même si la mise en jeu des concepts fondamentaux de la théorie quantique se révèle parfois délicate et quelquefois même d'une extrême difficulté (par exemple en physique des particules), aucune indication expérimentale ne permet d'incriminer la validité même de ces concepts. Au contraire, la théorie quantique a remarquablement intégré certains développements tout à fait inattendus. Cette longue histoire de bientôt un siècle a transformé le fragile, ésothérique et mystérieux corps de doctrine initial en une structure théorique robuste, aux solides assises expérimentales, qui constitue la référence commune de dizaines de milliers de chercheurs.

Mais s'il est vrai qu'on peut tenter aujourd'hui d'utiliser cette déjà longue familiarité collective avec la physique quantique pour essayer d'en simplifier la présentation, dégagant les concepts essentiels et unifiant la structure de leurs relations réciproques, il est non moins vrai qu'aucune présentation élémentaire ne suffira à en donner une connaissance profonde. Si une certaine verbalisation préliminaire à la formalisation théorique (mathématique) est possible, cette dernière reste essentielle à toute compréhension réelle, puisqu'elle est la condition nécessaire de toute mise en pratique des lois physiques considérées, mise en pratique qui reste le critère ultime de la connaissance scientifique. Il s'agira donc ici seulement d'une approche rudimentaire de la physique quantique.

1. Les objets quantiques : ni ondes ni corpuscules

La physique classique (préquantique) connaît essentiellement deux catégories d'objets : les corpuscules et les ondes. Les premiers sont des entités discrètes, localisées dans une région restreinte de l'espace, décrivant certaines trajectoires, possédant à tout instant une position et une vitesse déterminées. Liées à sa vitesse, l'énergie et la quantité de mouvement d'un corpuscule sont les concepts essentiels que fait intervenir leur dynamique. Quant aux ondes classiques, elles décrivent des phénomènes non localisés, continus et occupant tout l'espace. Elles se superposent, donnant ainsi lieu à des interférences. Tout phénomène ondulatoire se décrit commodément comme une superposition d'ondes périodiques, à la fois dans le temps et dans l'espace, et donc déterminées par une longueur d'onde λ (période spatiale) et une période temporelle τ .

La mécanique quantique a procédé à une remarquable synthèse de ces deux catégories. On l'introduira ici au moyen d'une expérience conceptuelle très simple. Soit un dispositif formé d'une source S , d'une paroi P percée de deux trous T_1 et T_2 (trous d'Young) et d'un écran récepteur E . Envisageons trois situations : S émet des corpuscules classiques, S émet des ondes classiques, S émet des particules quantiques.

a) *La source S émet des corpuscules classiques.* On imaginera, par exemple, une mitrailleuse, sur un trépied, tirant de façon désordonnée dans toutes les directions. La paroi blindée P arrête les balles qui ne peuvent passer que par les trous T_1 et T_2 . Supposons tout d'abord T_1 seul ouvert ; seules parviennent à l'écran les balles passées par T_1 , dont les points d'impact forment une tache alignée sur ST_1 , quelque peu élargie par l'effet des bords du trou sur les balles tangentes. Un résultat analogue se produit si T_2 seul est ouvert. Dans chacun de ces cas, les répartitions des balles sur l'écran sont représentées par deux courbes I_1 et I_2 . Si les deux trous sont ouverts, on obtient une courbe de répartition qui n'est autre que la somme des courbes précédentes : $I_{1,2} = I_1 + I_2$. En effet, bien que ces courbes soient continues, puisqu'elles donnent le nombre *moyen* de balles arrivant en chaque point de l'écran, le phénomène est corpusculaire, donc discontinu ; chaque balle passe soit par le trou T_1 , soit par le trou T_2 . Le nombre de balles arrivant en un point de l'écran est bien la somme du nombre des balles passées par l'un *ou* par l'autre des trous.

b) *La source S émet des ondes classiques.* Il s'agira par exemple d'une source sonore mettant l'air en vibration comme un haut-parleur. Un microphone se déplaçant sur l'écran E y mesurera l'intensité sonore. Supposons d'abord T_1 seul ouvert ; aux effets de diffraction par les bords près, le son ne parviendra sur l'écran que dans la zone située sur la ligne ST_1 . Le résultat sera analogue si T_2 seul est ouvert, de sorte que, dans ce cas, les intensités I_1 et I_2 ressemblent à celles du cas précédent. Mais, si l'on ouvre T_1 et T_2 , on obtient un phénomène tout différent : l'intensité $I_{1,2}$ présente des maximums et minimums successifs sur l'écran et n'est plus identique à la somme $I_1 + I_2$. En effet, l'onde sonore, non localisée, passe *à la fois* par les deux trous T_1 et T_2 . L'amplitude de l'onde arrivant sur l'écran résulte donc de l'addition des amplitudes transmises par T_1 et par T_2 . Comme, en général, les chemins parcourus depuis T_1 et T_2 diffèrent, les deux ondes sont décalées. Si la différence des chemins est d'une longueur d'onde (ou de deux, ou de trois, etc.), les ondes atteignent leur amplitude maximale en même temps et se renforcent (elles sont en phase). Si cette différence est d'une demi-longueur d'onde, les ondes ont des amplitudes exactement opposées, leurs effets se compensent et leur résultante est nulle (opposition de phase). L'intensité, qui est proportionnelle au carré de l'amplitude, sera maximale dans le premier cas, minimale (nulle) dans le second. Ces interférences sont liées à la continuité du phénomène ondulatoire qui se propage de la source à l'écran par l'un *et* l'autre des trous (au lieu du « *ou* » disjonctif du cas corpusculaire). En termes plus techniques, on introduit les amplitudes u_1 et u_2 des ondes partielles transmises par T_1 et par T_2 . Les intensités I_1 et I_2 sont données par $I_1 = (u_1)^2$ et par $I_2 = (u_2)^2$. Quand les trous T_1 et T_2 sont ouverts, l'amplitude est $u_{1,2} = u_1 + u_2$ (superposition des ondes) et l'intensité $I_{1,2} = (u_1 + u_2)^2 \neq I_1 + I_2$.

c) Utilisons maintenant une source lumineuse en S et une plaque photographique sur l'écran E . Si l'intensité de la source lumineuse est forte, le résultat est analogue au cas précédent : il y a interférence d'ondes lumineuses, ce qui se traduit expérimentalement par une alternance de plages sombres et de plages claires sur la plaque photographique. Mais, si l'on diminue considérablement l'intensité de la source lumineuse (par exemple au moyen de filtres absorbants), on s'aperçoit que l'intensité lumineuse sur la plaque, loin d'être continue, résulte en fait d'une multitude d'impacts lumineux microscopiques. Le flux lumineux est en réalité

discontinu et constitué d'entités individuelles : ce sont les photons. Ces photons arrivent donc un par un sur la plaque. Ils sont dénombrables comme des corpuscules classiques, mais présentent néanmoins des phénomènes d'interférences comme les ondes classiques : c'est le plus ou moins grand nombre de photons arrivant sur une zone donnée de la plaque qui rend compte de ces différences d'éclairement et donc de l'apparition de la figure d'interférences. On obtient des résultats analogues en faisant l'expérience avec des électrons. Dans ce cas, l'aspect corpusculaire évident se voit corrigé par l'apparition d'un phénomène d'interférences ondulatoire, que traduit la répartition des impacts successifs des électrons.

On en conclut que photons et électrons ne sont assimilables ni aux corpuscules ni aux ondes de la mécanique classique. Ils présentent, et toutes les particules de la microphysique avec eux, des caractères à la fois spécifiques et universels : tous les micro-objets se comportent de même. En vérité, les concepts mêmes de corpuscule et d'onde ne sont que deux approximations, valables à l'échelle macroscopique et incompatibles entre elles, de la nature profonde et unique des constituants de la matière. Sans doute faudrait-il inventer un nouveau mot ; *quanton*, parmi d'autres, a été proposé, pour désigner ces objets : on parlera de *particules quantiques* en se souvenant qu'il ne s'agit ni de corpuscules ni d'ondes, mais que chacune de ces images peut être utile dans certaines conditions.

La double apparence (classique) des particules (quantiques) se traduit par deux formules fondamentales qui relient entre eux leurs aspects corpusculaires et ondulatoires. Comme les corpuscules classiques, les particules quantiques sont caractérisables par leur énergie E et par leur quantité de mouvement p . Comme les ondes classiques, elles peuvent être décrites à l'aide de leur fréquence temporelle ν (l'inverse de la période : $\nu = 1/\tau$) et de leur fréquence spatiale, ou *nombre d'ondes* k (c'est l'inverse de la longueur d'onde λ : $k = 1/\lambda$, ou encore le nombre de longueurs d'onde comprises dans l'unité de longueur). On doit à Planck et à Einstein d'une part (1900-1905) et à de Broglie de l'autre (1924) d'avoir établi la proportionnalité de ces grandeurs, suivant les formules :

$$(1) \quad E = h\nu = h/\tau$$

$$(2) \quad p = hk = h/\lambda$$

où h est une constante universelle appelée *constante de Planck* de valeur $h = 6,6 \times 10^{-34}$ dans le système d'unités SI, c'est-à-dire en joules-secondes. En d'autres termes, toute particule à laquelle on pourrait attribuer une énergie et une quantité de mouvement bien déterminées (ce n'est pas toujours le cas !) peut être conçue de façon approchée comme un corpuscule ainsi caractérisé dans certaines conditions, ou comme une onde de fréquence connue.

On citera comme premier exemple l'*effet photoélectrique*. Einstein a montré, en 1905, que l'impact d'un photon de fréquence ν sur un métal suffisait à en extraire un électron si l'énergie du photon $h\nu$ dépassait l'énergie d'extraction W nécessaire pour dégager l'électron du métal. L'électron émerge alors avec l'énergie cinétique $E_{\text{cin}} = h\nu - W$. La vérification de la dépendance linéaire de E_{cin} par rapport à ν permet de confirmer la relation (1) et de mesurer la constante de Planck. De même l'*effet Compton* (1922), ou émission d'électrons sous l'effet de rayons X, s'interprète-t-il aisément comme une simple collision entre un électron, initialement quasi immobile dans un atome, et un photon caractérisé par les propriétés (1) et (2). En sens inverse, les propriétés ondulatoires d'électrons de vitesses bien déterminées ont été vérifiées après la célèbre prédiction de L. de Broglie (1924), lors des expériences de diffraction d'électrons par un réseau cristallin, par Davisson et Germer (1927).

En vérité, ces périodicités λ et T ne sont pas les grandeurs les plus pertinentes, ni donc les fréquences correspondantes. C'est que le "temps caractéristique" d'un phénomène oscillatoire, c'est-à-dire l'intervalle de temps sur lequel il évolue notablement (passant d'une valeur faible à une valeur forte, par exemple) est nettement plus faible que sa période (pendant laquelle il passe deux fois par un extrémum). Si l'on considère une fonction harmonique exprimée en termes de la période T ou de la fréquence $\nu = 1/T$, soit $\sin(2\pi t/T) = \sin(2\pi\nu t)$, on voit se manifester un facteur 2π manifestement importun. Il est plus simple et plus naturel d'écrire $\sin(\omega t)$, en introduisant la pulsation $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$. De même, pour un phénomène spatial, on aura avantage à utiliser l'ondulation, $\kappa = 2\pi/\lambda$. En conséquence de quoi, on remplace la constante de Planck h par la constante réduite $\hbar = h/2\pi$ (dite "h-barre"), de façon à réécrire les relations (1) et (2) sous la forme

$$(1') \quad E = \hbar\omega$$

$$(2') \quad p = \hbar\kappa$$

On verra bientôt l'intérêt de cette modification plus profonde qu'il n'y paraît. Au surplus, la valeur numérique approximative de la constante réduite, soit $\hbar \approx 10^{-34} \text{ SI}$, a le bon goût d'être particulièrement simple.

Le rayonnement du "corps noir"

A titre de première application de la théorie quantique à un problème essentiel d'astrophysique, considérons le "rayonnement du corps noir" (Planck, 1900). Par cette dénomination quelque peu paradoxale, les physiciens désignent le rayonnement électromagnétique en équilibre thermique avec un matériau émetteur et absorbeur idéal de température T . Un tel matériau constitue un modèle simple pour un objet réel, qui pourrait être celui des parois d'un four de potier — ou de la surface d'une étoile. Soit $u(\omega, T)$ la densité spectrale et volumique d'énergie de ce rayonnement ; autrement dit, l'énergie électromagnétique du rayonnement par unité de volume, dans la bande de pulsation comprise entre ω et $\omega + d\omega$ s'écrit $dE = u(\omega, T) d\omega$.

En thermodynamique classique, à tout degré de liberté d'un système à la température T correspond une énergie moyenne de l'ordre de $\bar{k}T$, où \bar{k} est la constante de Boltzmann (qui exprime l'équivalence entre énergie et température). Dès lors, l'analyse dimensionnelle montre que la densité d'énergie est nécessairement de la forme

$$u_{\text{cl}}(\omega, T) = A\bar{k}^{-3}\omega^2 T,$$

où A est une constante numérique inconnue (mais vraisemblablement de l'ordre de l'unité). C'est la "formule de Rayleigh-Jeans". Elle présente l'inconvénient gravissime de prédire une densité volumique d'énergie $E_{\text{cl}} = \int_0^\infty u_{\text{cl}}(\omega, T) d\omega$ infinie, puisque l'intégrale n'est pas convergente pour les hautes fréquences... Cette "catastrophe ultraviolette" signale l'échec complet de la théorie classique.

La théorie quantique permet de résoudre ce paradoxe en introduisant la constante quantique \hbar . L'analyse dimensionnelle est alors moins contrainte et permet d'écrire la densité d'énergie sous la forme plus générale :

$$u_{\text{qu}}(\omega, T) = u_{\text{cl}}(\omega, T) f\left(\frac{\hbar\omega}{\bar{k}T}\right) = A\bar{k}^{-3}\omega^2 T f\left(\frac{\hbar\omega}{\bar{k}T}\right).$$

Il suffit que la fonction f décroisse assez vite pour permettre à l'intégrale de converger. Dans ces conditions, on peut voir que la densité d'énergie admet un maximum pour une pulsation

$$\omega_{\text{max}} = B\bar{k}T/\hbar$$

où B est une constante numérique (de l'ordre de l'unité). C'est la "loi de Wien". Quant à la densité volumique d'énergie $E_{\text{qu}} = \int_0^\infty u_{\text{qu}}(\omega, T) d\omega$, désormais convergente par hypothèse, elle prend la forme

$$E_{\text{qu}} = \sigma T^4, \text{ où } \sigma = A' k^4 / c^3 \hbar^3.$$

(A' , constante numérique). C'est la "loi de Stefan".

Les lois de Wien et de Stefan, ici obtenues (à une constante près...) par des moyens élémentaires, décrivent remarquablement bien les propriétés essentielles du rayonnement thermodynamique, aussi bien celui des étoiles à plusieurs milliers de degrés, que celui du fond cosmologique, à quelques degrés.

2. Les relations de Heisenberg ; heuristique quantique

Les relations de Planck-Einstein (1) et de De Broglie (2) lient des propriétés de type corpusculaire (énergie et quantité de mouvement d'entités discrètes) à des propriétés de type ondulatoire (périodicités spatio-temporelles). Leur existence même implique donc que les concepts de corpuscule ou d'onde ne peuvent être appliqués sans précaution aux particules quantiques. Plus précisément, ces relations permettent de cerner le domaine de validité approximative de ces concepts. C'est là l'un des rôles essentiels des fameuses inégalités de Heisenberg, souvent et improprement dites "relations d'incertitude".

Si l'on considère une particule quantique qui occupe un domaine spatial d'extension Δx limité, la longueur d'onde λ (ou la fréquence spatiale $k = 1/\lambda$ qui lui est associée) ne peut être précisée de façon absolue. En effet, un phénomène de longueur d'onde bien déterminée est rigoureusement périodique et possède donc une extension spatiale infinie. Dans le cas présent, si la dimension Δx de l'objet correspond à un nombre de périodes approximatif n , la longueur d'onde moyenne sera donnée par $\lambda = \Delta x/n$ et la fréquence spatiale par $k = n/\Delta x$. Mais le nombre de périodes n ne peut certainement pas être défini à mieux qu'une unité près, puisque le phénomène, n'étant pas rigoureusement périodique, a un début et une fin qui ne correspondent pas à des périodes qu'on puisse nettement distinguer. Il en résulte un flou constitutif, une extension Δk de la fréquence spatiale k , liée à l'indéfinition $\Delta n \approx 1$ sur le nombre de périodes n , soit $\Delta k \approx 1/\Delta x$, ou encore $\Delta k \Delta x \approx 1$ — dans le meilleur des cas. De façon plus générale, il faut écrire $\Delta k \Delta x > 1$. En vérité, un raisonnement un peu plus précis montre que c'est l'ondulation κ plutôt que la fréquence spatiale k qui doit être prise en compte, de sorte que l'on aboutit à l'inégalité $\Delta \kappa \Delta x > 1$. Cette inégalité n'a rien de spécifiquement quantique : elle vaut pour tout phénomène ondulatoire et lie son extension en configuration (spatiale) Δx à son extension en ondulation $\Delta \kappa$. Mais, si l'on confronte ce résultat à la relation de de Broglie (2'), on voit qu'à une certaine extension en ondulation correspond nécessairement une extension en quantité de mouvement $\Delta p = \hbar \Delta \kappa$. D'où l'inégalité de Heisenberg spatiale :

$$(3) \quad \Delta p \Delta x > \hbar$$

Elle est ici conçue comme reliant l'extension spatiale Δx d'un objet quantique à la largeur du spectre Δp des valeurs de sa quantité de mouvement. Cette relation montre immédiatement qu'une particule quantique est inassimilable à un corpuscule classique, puisque ce dernier peut être simultanément localisé ponctuellement ($\Delta x = 0$) et avoir une quantité de mouvement bien définie ($\Delta p = 0$), c'est-à-dire obéir à l'égalité $\Delta p \Delta x = 0$. En d'autres termes, les concepts mêmes de position (localisation) et de quantité de mouvement ne peuvent pas avoir, pour une particule quantique, strictement le même sens que pour un corpuscule classique, ce qui n'empêche pas ces concepts, une fois refondus au moule quantique, de garder toute leur importance.

Une malheureuse tradition veut que les relations de Heisenberg reçoivent usuellement une interprétation assez différente, où Δx et Δp sont conçus comme des “incertitudes” sur les valeurs de la position et de la quantité de mouvement. La relation (3) est alors censée relier ces “incertitudes” de façon qu’elles ne puissent s’annuler toutes deux simultanément. On en conclut alors que la théorie quantique, par l’intermédiaire de la constante quantique \hbar , impose une limitation fondamentale à la précision des mesures physiques. Mais cette terminologie est lourde d’implications dangereuses : parler d’“incertitudes” sur la position et sur la quantité de mouvement, c’est implicitement supposer qu’on veut et peut connaître celles-ci exactement, donc qu’on prétend caractériser une particule quantique par les mêmes attributs qu’un corpuscule classique. C’est en fait l’illégitimité d’une telle prétention que sanctionne la relation (3). Si l’interprétation traditionnelle a des motivations historiques compréhensibles, sa persistance est plus troublante. En effet, lors de la naissance de la théorie quantique, il était parfaitement légitime et difficilement évitable d’utiliser au maximum la conceptualisation classique. Après un demi-siècle de pratique et l’établissement des concepts propres à la mécanique quantique, on ne comprend guère le maintien de l’interprétation primitive que comme manifestation du néopositivisme qui tient le rôle dominant en philosophie des sciences aujourd’hui. Loin d’ailleurs d’être un obstacle absolu à la précision des mesures et une limitation fondamentale de notre connaissance, les relations de Heisenberg offrent au contraire un moyen d’accès précieux à la compréhension de certains résultats de la mécanique quantique. Dans la mesure même où leur rôle fondamental est d’indiquer la limite de validité des concepts classiques, elles permettent de savoir « jusqu’où on peut aller trop loin » en utilisant ces derniers. Elles constituent ainsi un élément essentiel d’une féconde heuristique quantique largement utilisée (quoique parfois avec une singulière mauvaise conscience) par les physiciens.

Un premier exemple d’application de l’inégalité de Heisenberg est donné par la justification (technique, sinon sociale) de la course aux hautes énergies engagée en physique des particules et des interactions fondamentales. Le problème posé est celui d’une compréhension des lois de la physique à une échelle toujours plus petite. Or, pour étudier les phénomènes qui se déroulent dans une région de l’espace de dimensions inférieures à, mettons, a , il est nécessaire d’utiliser, comme sondes expérimentales, des objets (particules accélérées, ici) dont l’extension spatiale propre soit évidemment inférieure à la dimension du domaine à explorer, soit $\Delta x < a$. D’après l’inégalité de Heisenberg, cela exige que ces particules disposent d’un spectre de quantité de mouvement de largeur $\Delta p > \hbar/a$. Plus le domaine à explorer est petit, plus la quantité de mouvement maximale et donc l’énergie maximale de la particule doivent être grandes : d’où la nécessité d’accélérateurs de particules de plus en plus puissants (les accélérateurs actuels, qui communiquent aux particules des énergies de quelques milliers de milliards d’électrons-volts, rendent possible l’exploration des lois de la physique à une échelle inférieure à celle du noyau atomique, soit le millionième de milliardième de centimètre : 10^{-15} cm).

La stabilité des atomes et les énergies de leurs électrons

Une application importante de l’inégalité de Heisenberg concerne le problème fondamental de la physique atomique, celui-là même qui fut à l’origine des développements de la théorie quantique dans les années 1910-1925. Il s’agit d’expliquer la stabilité des atomes, c’est-à-dire l’existence d’un état d’énergie minimale. Classiquement, il existe, en effet, une gamme continue d’énergies possibles pour un système de charges électriques liées par les forces électrostatiques. Dans le

cas le plus simple, celui de l'atome d'hydrogène, qui comprend un électron unique retenu par l'attraction coulombienne d'un proton, les orbites classiques de l'électron pourraient être aussi proches que l'on veut du proton, lui conférant des énergies potentielles négatives sans borne inférieure (les forces électrostatiques augmentent comme le carré de l'inverse de la distance entre les particules lorsque celles-ci se rapprochent, et l'énergie potentielle comme l'inverse de cette même distance). Mais on remarque que cette énergie potentielle, de plus en plus basse puisqu'elle correspond à des orbites électroniques de plus en plus petites, donc à une extension spatiale de plus en plus faible de l'électron, exige une extension en quantité de mouvement de plus en plus grande d'après la relation de Heisenberg et entraîne une valeur de plus en plus élevée pour la vitesse, donc pour l'énergie cinétique. L'énergie totale de l'électron comportant deux termes, l'énergie cinétique et l'énergie potentielle, qui varient en sens inverse, trouve ainsi la possibilité d'être bornée inférieurement dans la région où ni l'un ni l'autre des deux termes ne l'emporte considérablement sur l'autre. Ce raisonnement se formalise en écrivant l'énergie totale de l'électron sous sa forme classique :

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r},$$

où e et m sont la charge et la masse de l'électron, p sa quantité de mouvement et r sa distance au noyau ; cette égalité est soumise à la contrainte de l'inégalité de Heisenberg :

$$p \cdot r \succ \hbar,$$

qui seule permet l'utilisation simultanée des concepts approximativement classiques de position (r) et de quantité de mouvement (p) [ici, p et r désignent en fait des valeurs moyennes]. Tenant compte de cette inégalité, l'énergie E totale obéit à l'inégalité :

$$E > \frac{\hbar^2}{2mr^2} - \frac{e^2}{r}.$$

Conformément aux prévisions, cette quantité, nulle lorsque l'électron est indéfiniment éloigné du noyau, décroît ensuite et devient négative lorsqu'il se rapproche, mais se remet à croître indéfiniment lorsqu'il s'approche de trop près (croissance de l'énergie cinétique due à la trop forte localisation, par le jeu de l'inégalité de Heisenberg). Cette énergie admet un minimum pour une valeur de la distance entre électron et noyau égale à :

$$r_0 \approx \hbar^2 / me^2$$

et est alors de l'ordre de :

$$E_0 \approx -me^4 / \hbar^2$$

Naturellement, ces expressions n'ont qu'une valeur approchée et ne sont significatives qu'à un certain coefficient numérique près, proche de l'unité (en revanche si l'on avait utilisé h au lieu de \hbar , ce sont des facteurs numériques superfétatoires $(2\pi)^2 \approx 40$ qui se seraient introduits et auraient gâché la validité des résultats. Il est de fait très satisfaisant de constater que le rayon r_0 est de l'ordre du dixième de nanomètre (10^{-9} m) et l'énergie E_0 de l'ordre de quelques électrons-volts. Ce sont bien là les valeurs expérimentales caractéristiques de l'atome d'hydrogène. De façon plus générales, les ordres de grandeur ainsi calculés sont ceux des tailles de tous les atomes et des énergies de leurs électrons, qui rendent compte des spectres de raies des étoiles.

Bibliographie

S. DELIGEORGES (collectif, ss la dir. de), *Le Monde quantique*, Seuil, 1986.

R. P. FEYNMAN, *La Nature de la physique*, Seuil, 1980 ; *Lumière et matière, une étrange histoire*, Seuil, 1987.
J.-M. LÉVY-LEBLOND & F. BALIBAR, *Quantique (Rudiments)*, rééd. Masson, 1997.