

Roland Omnès

**Comprendre
la mécanique
quantique**





COMPRENDRE

LA MÉCANIQUE QUANTIQUE

Roland Omnès



7, avenue du Hoggar
Parc d'activité de Courtabœuf, BP 112
91944 Les Ulis Cedex A, France

Couverture : Eric Bonnet

Composition : Soft Office, Patricia Cordini

© EDP Sciences 2000

La version anglaise a été publiée en 1999 par Princeton University Press

ISBN : 2-86883-470-1

Tous droits de traduction, d'adaptation et de reproduction par tous procédés, réservés pour tous pays. La loi du 11 mars 1957 n'autorisant, aux termes des alinéas 2 et 3 de l'article 41, d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective », et d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation intégrale, ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (alinéa 1^{er} de l'article 40). Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles 425 et suivants du code pénal.

À Liliane

Table des matières

AVANT-PROPOS	7
PREMIÈRE PARTIE. Genèse de la mécanique quantique	9
La constante de Planck	11
L'atome de Bohr et ses limites	21
La mécanique des matrices	31
La mécanique ondulatoire	39
DEUXIÈME PARTIE. Un survol de l'interprétation, des origines à l'époque actuelle	45
L'interprétation de Copenhague	49
L'interprétation après Copenhague	61
L'interprétation aujourd'hui	73
TROISIÈME PARTIE. L'interprétation reconstruite	87
Principes	89
Propriétés quantiques	101

Propriétés classiques	109
La dynamique classique	121
Histoires	129
L'état d'un système	137
Les histoires rationnelles	149
La complémentarité	159
Déterminisme et sens commun	169
L'effet de décohérence	179
Théorie de la décohérence	189
Décohérence et mesures	201
Questions « de fond »	215
La théorie des mesures	225
Quelques expériences notables	235
NOTES ET COMMENTAIRES	253
RÉFÉRENCES	263
INDEX	271

Avant-propos

Ce livre a pour but d'offrir un exposé, aussi simple et direct que possible, de l'interprétation de la mécanique quantique. Il s'adresse à des lecteurs ayant déjà une connaissance préliminaire de la théorie quantique elle-même, telle qu'on la dispense dans un cours de licence ou dans les cours analogues des grandes écoles.

Un tel ouvrage m'a paru utile car, s'il existe un grand nombre d'exposés de la mécanique quantique, dont beaucoup d'excellents, ils ne laissent à l'interprétation (et à l'histoire) que la portion congrue. Or, l'une des définitions de l'interprétation est qu'elle se propose de comprendre la physique quantique, et l'expérience de tout enseignant lui montre que c'est là que le bât blesse et que les étudiants (parfois même des physiciens aguerris) rencontrent le plus de difficultés. Il m'a semblé qu'écrire un traité de plus sur la théorie quantique, ses fondements, ses méthodes et ses applications ne s'imposait pas et qu'il était préférable de circonscrire le projet en faisant de celui-ci un complément à d'excellents livres déjà publiés, comme par exemple ceux de Messiah, Basdevant ou Cohen-Tannoudji, Diu et Laloë mais, développant l'interprétation et esquissant l'histoire.

L'essentiel du livre porte sur l'interprétation. Bohr, Heisenberg et Pauli en ont posé les bases et rien n'est venu vraiment les ébranler depuis. Pourtant certains aspects de cette « interprétation de Copenhague » ont vieilli, d'autres se sont révélés fragiles, ou incomplets. Il ne saurait donc plus être question de répéter aujourd'hui les pensées des fondateurs, telles qu'elles furent écrites. On est, sans doute, plus fidèle à leur esprit en rafraîchissant leurs dires qu'on ne l'est en les pérennisant.

Deux découvertes importantes ont conduit à renouveler l'interprétation de Copenhague (un nom qui est devenu courant dans les années cinquante et que je réserverai à l'œuvre de Bohr, Heisenberg et Pauli pour éviter les confusions). La première fut la décohérence, un effet responsable de l'absence d'interférences quantiques au niveau macroscopique et du salut des chats (de Schrödinger). L'effet a été récemment confirmé par l'expérience, et on ne peut plus l'ignorer, si l'on veut comprendre ce qu'est une mesure en physique quantique. La seconde fut la dérivation, maintenant achevée, de la physique classique à partir du quantique, le déterminisme classique s'insérant en particulier dans le probabilisme quantique. Ces résultats, qui sont l'issue d'un long travail auquel de très nombreux chercheurs ont contribué, éclairent toute l'interprétation d'un jour nouveau.

Si les deux points précédents sont à ma connaissance incontestés, il n'en va pas toujours de même d'un autre apport important : celui des histoires de Griffiths qu'on appellera ici histoires rationnelles. Certains ont pu croire qu'il s'agissait d'un effort (désespéré d'avance) pour réintroduire un réalisme simpliste dans le monde quantique, alors qu'il s'agit de bien autre chose. Les histoires fournissent, à mon sens, une méthode, un moyen pour apporter plus de clarté et d'organisation dans une interprétation qui risquerait trop aisément de se muer en labyrinthe. On peut, certes, se passer des histoires, comme on peut se passer d'une pelleteuse et préférer la pelle pour creuser les fondations d'un immeuble. Les utiliser ou non est une simple question de méthode, ou plutôt de langage, car on verra que les histoires ne sont rien d'autre que le langage qui convient le mieux à l'interprétation.

J'ai voulu écrire ici un manuel commode et non un traité savant, ce qui entraîne plusieurs conséquences. Les développements techniques sont écartés et les arguments se veulent simples, autant que possible. Je n'ai pas voulu faire œuvre d'érudition ni rendre compte de toutes les recherches sur l'interprétation qui vont dans de multiples directions, souvent spéculatives. Des conseils de lecture tentent de remédier, en partie, à ces omissions. L'histoire de la mécanique quantique et de son interprétation est cependant présentée ici, parce qu'elle est souvent négligée dans les ouvrages dont celui-ci se voudrait le complément, mais aussi parce qu'elle éclaire de manière irremplaçable des questions toujours présentes depuis près d'un siècle.

L'attention sera centrée sur la physique et il y aura donc peu d'incursions dans le domaine de l'épistémologie, bien qu'on ne puisse entièrement l'ignorer. On ne s'interrogera pas sur l'explication dernière de la réalité que la mécanique quantique pourrait apporter ou escamoter, car on envisage, avant tout, celle-ci comme une science empirique. Cela ne dispense évidemment pas de signaler les problèmes qui demeurent, ou les points de vue nouveaux qui sont apparus récemment, mais jamais au-delà de ce que la majorité des physiciens s'accordent à juger digne d'intérêt.

Ce livre s'appuie surtout sur les travaux de Roger Balian, Bernard d'Espagnat, Murray Gell-Mann, Robert Griffiths, Serge Haroche, James Hartle, Lars Hörmander, Jean-Michel Raimond, Hans Dieter Zeh et Wojciech Zurek et les miens également. Il doit beaucoup aux échanges que j'ai eu, avec ces auteurs. D'autres physiciens, chimistes ou philosophes, trop nombreux pour les citer tous, m'ont éclairé en de nombreuses occasions. Je voudrais évoquer, pour terminer, la mémoire d'Edmond Bauer, dont je fus le collaborateur lors de la traduction d'un ouvrage de Bohr. C'est grâce à lui, à sa finesse aimable et sa profondeur pénétrée de clarté que je réalisai n'avoir pas compris la mécanique quantique, bien que sachant m'en servir convenablement.

Peu après, Feynman écrivait que « personne ne comprend la mécanique quantique » (*I can safely say that nobody understands quantum mechanics*, Feynman, 1965, page 129 dans l'édition Dover). Je pense, avec quelques-uns dont le nombre va croissant, qu'on peut beaucoup comprendre grâce aux découvertes intervenues depuis, et ce livre est aussi un peu une réflexion sur la signification du mot « comprendre ».

PREMIÈRE PARTIE

GENÈSE DE LA MÉCANIQUE QUANTIQUE

Pourquoi s'appuyer sur l'histoire ?

1. La distance qui sépare la physique classique de son homologue quantique est si grande qu'on s'étonne encore qu'elle ait pu être franchie. Ce sont deux conceptions du monde que tout semble opposer. La première repose concrètement sur ce qu'on peut voir et toucher, sur quoi aussi on peut agir. Elle est fondamentalement causale, en poussant la causalité à l'extrême du déterminisme. La seconde physique pénètre dans un monde inaccessible à nos sens et que, seules, des mathématiques abstraites décrivent. Ce qu'on voit y est remplacé par des fonctions d'onde ; des quantités telles qu'une position ou une vitesse qu'on exprimait par des nombres deviennent des matrices, des opérateurs, des notions de mathématique pure. Au lieu de la certitude excessive du déterminisme, on a affaire à un hasard absolu. L'antagonisme semble total.

Ces deux visions du monde concordent cependant et l'on sait, à présent, que la physique classique se déduit de la physique quantique. Dans les circonstances familières de notre environnement ordinaire, très loin de l'échelle des atomes, le quantique devient classique. L'opposition n'en reste pas moindre et, pour comprendre la physique quantique comme nous en avons l'intention, une première question s'impose. C'est celle de comprendre comment on a pu parvenir à pénétrer le monde atomique tellement éloigné de toute intuition et comment apparurent les concepts étranges qui y ont cours. Comprendre ces concepts sera plus tard notre tâche principale et il convient donc de voir, au préalable, comment ils en sont venus à s'imposer.

Au dix-neuvième siècle, la majorité des chimistes s'étaient convaincus peu à peu de l'existence d'atomes se liant pour former des molécules et passant d'une molécule à une autre lors des réactions. On était même parvenu à connaître la forme géométrique de certaines d'entre elles. Les physiciens avaient compris, à leur tour, que la multitude des molécules permettait de comprendre les lois de la thermodynamique par le seul jeu des grands nombres. Des questions lancinantes restaient cependant sans réponse. Ainsi, il existe des corps solides ; c'est donc que les atomes

refusent de se pénétrer. Mais les atomes s'accrochent pour former des molécules. Quelles forces engendrent, à la fois, cette répulsion et cette attraction qu'on ne semble pas pouvoir attendre des forces électriques ? On se demandait aussi comment des électrons se déplacent au travers de l'empilement serré des atomes dans un fil de cuivre, alors qu'ils sont bloqués dans un diélectrique.

On pourrait allonger indéfiniment cette liste de questions qui se résume en une seule : que deviennent les lois de la physique au niveau des atomes ?

L'histoire détaillée de la réponse, c'est-à-dire de la découverte de la physique quantique, est complexe. Elle est semée d'événements étonnants, d'idées géniales et d'obstacles qui parurent infranchissables. Elle recèle cependant la clef d'un changement majeur dans les modes de pensée de la science. Si l'on fait l'économie de cette histoire, on peut certes arriver plus vite aux connaissances actuelles mais, quand vient le désir de vraiment comprendre, on se retrouve toujours, d'une manière ou d'une autre, à reparcourir des chemins, des questions déjà rencontrés autrefois. La difficulté de vraiment comprendre une idée, une vision, un concept, se mesure toujours au temps et à l'effort qu'il fallut à l'humanité pour les créer et les maîtriser. Jamais hommes ne s'impliquèrent davantage dans l'effort de comprendre que les découvreurs, et ils refusaient de se contenter de peu. En résumé, il faut bien plus de profondeur et d'intelligence pour parvenir à comprendre en se passant de l'histoire qu'il ne faut de patience pour se laisser instruire par elle.

Il vaut mieux cependant que l'histoire, ainsi mise à contribution pour mieux comprendre la science, éclaire l'esprit sans le perdre dans les détails. Il faut y retrouver l'essentiel. C'est pourquoi, en puisant dans le patient et rigoureux travail des historiens, nous allons parcourir cette histoire en la simplifiant et la structurant sans vergogne au vu du savoir acquis. Une telle démarche serait hérétique pour l'historien s'il s'agissait de conter une histoire strictement humaine, accidentelle et sans lois sous-jacentes. Elle se justifie lorsque d'autres lois, celles de la nature, sont en jeu et qu'elles peuvent éclairer les circonstances de leur découverte.

On songe, à ce propos, à la fameuse phrase d'Einstein : « Dieu est subtil, mais il n'est pas méchant ». Il semble en effet qu'existaient, dans le labyrinthe des atomes, certains passages privilégiés, certains problèmes providentiellement simples, révélateurs, et peut-être les seuls qui puissent conduire de la pensée classique à la quantique. C'est par eux qu'est passé le chemin de l'histoire et, encore à présent, avec tout le savoir accumulé, nous avons peine à imaginer quelle autre voie aurait pu être suivie. Ces problèmes fatidiques ne sont qu'au nombre de deux. Le premier est l'oscillateur harmonique grâce auquel la pierre de touche du quantique, la constante de Planck, apparaît pour la première fois, sans aucun mélange. L'autre « paradigme » est l'atome d'hydrogène, grâce au fait que les lois quantiques y prennent l'apparence de lois classiques simplement augmentées de quelques compléments. C'est une circonstance unique et étonnamment favorable alors que, partout ailleurs, les lois quantiques n'ont rien qui soit aussi propice.

2. La première partie de l'histoire de la mécanique quantique est donc celle du premier problème parfait et elle commence au dix-neuvième siècle. Elle passe par une étape essentielle en 1900 et on peut la considérer comme achevée en 1911. Son bilan est facile à décrire : des lois physiques, plus subtiles qu'on ne pensait, gouvernent un oscillateur harmonique. Ces lois sont régies par une seule quantité, outre la fréquence ν de l'oscillateur : la constante de Planck qu'on désigne par h et qui a les dimensions d'une « action » (de la forme $ML^2 T^{-1}$).

Cette constante est très petite ($6,6262 \times 10^{-34}$ joule-seconde). Les valeurs que peut prendre l'énergie de l'oscillateur sont discrètes et de la forme $n h \nu$, n étant un nombre entier.

Quelques commentaires s'imposent avant d'examiner comment ces résultats furent trouvés. Notons d'abord la surprise ressentie à voir une action prendre une telle importance. Aucun appareil ne mesure une action. On n'en avait rencontré, jusque là, que dans des considérations théoriques de mécanique comme le « principe de moindre action » de Lagrange qui paraissait lui-même bien obscur au début du vingtième siècle. Précisons aussi le vocabulaire : le mot *quantum* (au pluriel *quanta*) que Planck introduit signifie en latin une quantité qui ne prend que des valeurs entières, comme le nombre entier n qui entre dans l'énergie de l'oscillateur.

Il y a ainsi des quanta d'énergie et non des valeurs continues de cette énergie. C'est de là que vient le nom de *mécanique quantique*, lequel est partiellement trompeur car il n'est pas nécessaire qu'on y rencontre partout des nombres entiers, ou même simplement discrets. Mieux vaut dire que le domaine de cette physique est celui des phénomènes où la valeur finie de la constante de Planck joue un rôle essentiel. C'est une mécanique « planckienne ».

Quant à l'oscillateur harmonique, on sait en quoi il consiste en principe : c'est un système mécanique, *a priori* classique, qu'on définit de manière purement théorique. Il dépend d'une variable de position x , son énergie cinétique est $\frac{1}{2} m (dx/dt)^2$ et son énergie potentielle $\frac{1}{2} m \omega^2 x^2$, de sorte que x varie au cours du temps comme une fonction oscillante de la forme $x_0 \cos(\omega t - \text{constante})$, de fréquence $\nu = \omega/(2\pi)$. La variable x n'est pas nécessairement une longueur, de sorte que le coefficient m n'est pas non plus nécessairement une masse (on peut penser à un oscillateur électrique où x représente une charge et m une self). Cette liberté laissée aux dimensions de m peut expliquer en partie pourquoi, sous sa forme quantique, les propriétés de l'oscillateur ne dépendent pas de ce paramètre.

Les oscillateurs harmoniques qu'on allait rencontrer au cours de la première partie de cette histoire étaient de trois types : les uns abstraits, d'autres de nature électromagnétique et d'autres très concrets : de vraies vibrations. Les oscillateurs abstraits, purs modèles de théoricien, servirent à Planck pour modéliser la matière. Les oscillateurs électromagnétiques constituent, quant à eux, une manière commode de représenter le champ électromagnétique du rayonnement.

Ils ne sont qu'une façon de formuler différemment les équations de Maxwell dans le vide et ne contiennent donc rien de plus ni de moins que les équations de Maxwell elles-mêmes.

On peut dire, de manière simple, qu'un champ électromagnétique est équivalent du point de vue de la dynamique à un ensemble (infini) d'oscillateurs pouvant avoir toutes les fréquences possibles. Ces oscillateurs, une fois quantifiés, se révéleraient être les photons. Le troisième et dernier type d'oscillateurs sera fourni par les modes de vibration élastique d'un cristal. Dans leur version quantique, ils portent le nom de *phonons*.

Le corps noir

3. L'histoire commence en 1859, lorsque Gustav Kirchhoff essaie de comprendre le rayonnement thermique issu du soleil ou d'une braise dans un foyer. La seule théorie dont il dispose est la thermodynamique, mais il sait en faire bon usage. La surface d'un corps à l'équilibre thermodynamique, à température T , émet un rayonnement et nous appellerons $E(\nu)\Delta\nu$ l'énergie émise par unité de surface et de temps dans la bande de fréquence $\Delta\nu$. Kirchhoff fait entrer en ligne de compte le coefficient d'absorption $a(\nu)$ du corps, lequel est défini ainsi : si la surface reçoit de l'extérieur un rayonnement de fréquence ν , elle absorbe une fraction $a(\nu)$ de son intensité et réfléchit la fraction $(1 - a(\nu))$.

Kirchhoff considère alors la situation suivante : deux plaques planes infinies faites de substances différentes sont placées, en regard l'une de l'autre, et maintenues à la même température T . Le rayonnement présent entre les plaques doit être à l'équilibre thermique avec elles. Kirchhoff établit par un raisonnement simple de thermodynamique que cet équilibre ne peut se maintenir que si le rapport $E(\nu)/a(\nu)$ est le même pour les deux substances. C'est donc une donnée universelle, indépendante de la composition des corps. Dans le cas d'une substance parfaitement noire (c'est-à-dire dont le coefficient d'absorption est égal à 1 quelle que soit la fréquence) l'émissivité $E(T, \nu)$ est égale à cette donnée universelle. C'est là l'origine du nom de « rayonnement du corps noir » qu'on donne souvent au rayonnement thermique idéal.

Plus tard, en 1894, Willy Wien fait une autre remarque importante qui s'appuie à nouveau sur la thermodynamique. Il considère une enceinte à température T où se trouve une sphère de matière parfaitement réfléchissante ($a(\nu) = 0$). Il suppose que la sphère se dilate, puis se recontracte lentement (adiabatiquement). Le rayonnement se déplace alors en fréquence par effet Doppler, lors de ses réflexions sur la sphère : si peu que ce soit, et ceci relie entre elles des fréquences voisines. Pour que le cycle complet décrit par tout le système soit réversible, Wien constate que $E(T, \nu)$ ne doit dépendre que d'une seule variable, ou plus précisément

$$E(T, \nu) = \nu^3 F(\nu/T). \quad (1.1)$$

Cette relation porte le nom de *loi du déplacement de Wien*.

La fonction F est de toute évidence fondamentale. On fit de nombreuses expériences pour mieux la connaître et les théoriciens cherchèrent à l'établir. Il n'est pas question ici de rapporter les difficultés qu'on rencontra ni les progrès des appareils de mesure qui permirent de les surmonter. Notons seulement un résultat crucial de Rayleigh qui, en juin 1900, semble trouver la fonction F . Il s'appuie sur un résultat solide de la mécanique statistique classique (l'égalité ou équipartition de l'énergie partagée entre tous les degrés de liberté) et l'applique aux oscillateurs du rayonnement électromagnétique. Il trouve que F devrait être une constante. Le résultat est correct autant qu'aberrant car l'énergie totale du rayonnement thermique dans une enceinte, proportionnelle à $\int E(T, \nu) d\nu$, serait alors infinie. Inutile d'ajouter que ce résultat ne ressemblait guère à l'allure générale des données expérimentales. Ainsi, les principes sur lesquels Rayleigh s'appuyait, ceux d'une physique classique qu'on croyait bien établie, étaient remis en question. Le problème se révélait donc encore plus important qu'on ne l'avait supposé.

4. Depuis plusieurs années déjà, Max Planck cherchait une théorie du phénomène. Il se fondait sur le fait que le rayonnement thermique dans une enceinte ne dépend pas de la matière des parois. Il semblait donc indiqué de ne pas porter la réflexion sur la matière réelle, toujours compliquée et encore bien mal connue, mais plutôt sur un modèle facile à contrôler : une matière abstraite constituée d'oscillateurs harmoniques de diverses fréquences. Il tenait déjà un résultat qui sera plus clair si on l'exprime sous une forme établie peu après par Poincaré : l'énergie moyenne d'un des oscillateurs de la paroi est nécessairement égale à l'énergie moyenne d'un oscillateur du champ électromagnétique ayant la même fréquence. Ce résultat ne faisait appel qu'aux lois de l'électrodynamique et il ramenait toute l'étude à celle d'un seul oscillateur à un degré de liberté dont l'énergie moyenne U est directement liée à la fonction cherchée, U étant proportionnel à $E(T, \nu)/\nu^2$.

En octobre 1900, Planck découvre une formule empirique qui reproduit parfaitement les données expérimentales et qu'on peut écrire sous la forme

$$U = \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (1.2)$$

où apparaît une nouvelle constante h . Il obtient cette formule de manière assez bizarre, mais qu'on peut comprendre si l'on remarque que la fonction $E(T, \nu)$ tend vers des fonctions très simples quand le rapport $h\nu/k_B T$ est petit ou grand devant 1 (ce qu'indiquaient aussi les données expérimentales). Or, Planck savait comment obtenir ces lois limites en supposant une forme simple pour l'entropie des oscillateurs, proportionnelle à E ou à E^2 . Il lui suffit alors d'*interpoler* entre les deux expressions de l'entropie, de résoudre une équation différentielle élémentaire (car l'entropie donne la dérivée E/T) et le résultat (1.2) s'ensuivait. La constante k qui intervient dans U est la constante de Boltzmann déjà connue en physique statistique, la quantité kT étant une énergie. La nouveauté essentielle de la formule obtenue est évidemment la présence de la nouvelle constante h , telle que le produit $h\nu$ soit également une énergie.

La démarche purement empirique qui avait conduit Planck à la formule (1.2) ne permettait pas d'en pénétrer la signification. La formule souligne sans doute l'importance d'une certaine énergie de référence $h\nu$ pour un oscillateur de fréquence ν , mais rien ne lui correspond dans la théorie classique de l'oscillateur. Son intervention inattendue semble pourtant être la clef des contradictions que Rayleigh avait rencontrées avec la théorie classique.

Un véritable trait de génie inspire alors à Planck une idée radicale : se pourrait-il que l'énergie d'un oscillateur ne soit pas une quantité continue, capable de prendre n'importe quelle valeur et d'en changer de manière graduelle comme le veut la physique classique, mais qu'elle soit toujours un multiple entier de cette énergie $\varepsilon = h\nu$? Si tel est le cas, le calcul est facile : on sait, grâce aux travaux de Boltzmann, que la probabilité pour qu'un système à l'équilibre thermique ait une énergie E est proportionnelle à $\exp(-E/kT)$. Si E ne prend que les valeurs $nh\nu$, n étant un nombre entier, la probabilité correspondante est $p_n = A \exp(-nh\nu/kT)$, A étant une constante de normalisation. L'énergie moyenne de l'oscillateur est alors donnée par

$$U = \sum nh\nu p_n / (\sum p_n) \quad (1.3)$$

et cela donne bien l'expression (1.2). C'est ce résultat étonnant que Planck fait paraître en décembre 1900.

Le calcul indiqué plus haut n'est pas exactement celui que Planck présenta, mais ses résultats furent immédiatement repris, fouillés et réexprimés de multiples façons, dont celle qu'on vient de donner. En fait, comme Henri Poincaré devait le montrer peu de temps après, on ne peut obtenir la distribution (1.2) qu'en admettant que l'énergie des oscillateurs est « quantifiée » (ce qui est une propriété mathématique, $U(\nu)$ étant liée à la « transformée de Laplace » de la probabilité $p(E)$ et l'expression (1.2) conduisant à la nécessité de valeurs discrètes pour E)^{*}.

Le photon

5. Planck supposait que la quantification ne concerne que les oscillateurs de « matière », et non pas ceux du rayonnement. On peut aisément comprendre son attitude. On savait si peu de chose des atomes qu'il était tentant de leur imputer tout ce que la nouvelle découverte pouvait avoir de mystérieux, alors, qu'en revanche, le rayonnement, parfaitement bien décrit par les équations de Maxwell, semblait intouchable.

Cette échappatoire commode ne put convaincre Einstein. Le fait que l'énergie moyenne d'un oscillateur de matière soit la même que celle d'un oscillateur du champ électromagnétique de même fréquence inspirait un soupçon hardi : pourquoi

* On indiquera par une astérisque les remarques, sections ou chapitres qui peuvent être omis sans nuire à la compréhension du texte.

ne pas supposer que les oscillateurs du champ électromagnétique sont eux-mêmes quantifiés ?

Les propriétés remarquables de l'effet photoélectrique allaient donner corps à l'idée. On sait en quoi cet effet consiste : lorsque un rayonnement lumineux ou ultraviolet frappe la surface d'un métal, il peut en arracher des électrons, détectés par le courant qu'ils transportent. On constate que ce courant (proportionnel au nombre d'électrons arrachés à chaque seconde) est expérimentalement proportionnel à l'intensité du rayonnement lumineux. Cela est attendu en vertu de la conservation de l'énergie. Beaucoup plus surprenant est un effet de « tout ou rien » qu'on observe en faisant varier la fréquence du rayonnement : si celle-ci est inférieure à une certaine valeur ν_0 qui dépend du métal, aucun courant n'est produit. Au-dessus de cette valeur de la fréquence, le courant s'établit aussitôt.

Einstein proposa une explication des faits en 1905. Supposons que, dans une onde monochromatique de fréquence ν , l'énergie arrive en « grains » d'énergie $h\nu$. Alors les faits deviennent clairs. Il faut en effet fournir une énergie minimale W à un électron pour l'arracher du métal, ce qu'on savait déjà grâce à l'émission d'électrons par une plaque métallique chauffée. Il faut donc que le « grain » de lumière apporte au moins cette énergie W pour pouvoir arracher un électron, d'où l'effet de seuil : l'énergie du « grain » $h\nu$ doit être supérieure à W , qu'on identifie à $h\nu_0$.

L'existence des « grains de lumière », ou « quanta de lumière » qui ne devaient recevoir le nom de *photons* que plus tard, était bien plus difficile à admettre que les quanta de Planck. Contrairement à l'ignorance qu'on avait des atomes, la théorie ondulatoire maxwellienne de la lumière paraissait parfaitement établie. En fait, c'est dans le milieu des physiciens des rayons X que, sans être nécessairement acceptée, l'hypothèse des photons devait rencontrer le plus de sympathie. On observe en effet que des rayons X durs ionisent la matière en laissant une trace rectiligne qui fait inévitablement penser au parcours d'une particule.

Il faudra, néanmoins, attendre 1921 pour que l'idée du photon s'impose définitivement devant l'évidence expérimentale. C'est alors en effet qu'Arthur Compton établit que des rayons X, lorsqu'ils se diffractent sur un électron, subissent un changement de fréquence qu'on n'explique que par la collision de deux particules.

La chaleur spécifique des solides

6. Les quanta de matière étaient étranges et semblaient intimement liés aux mystères non démêlés de l'atome. Peut-être ne rendaient-ils compte après tout que d'apparences qu'on pourrait un jour expliquer de manière compréhensible. Les quanta de lumière étaient, au contraire, presque incroyables. Aussi, sachant le scepticisme des physiciens, il est remarquable de constater qu'au conseil Solvay de 1911 où se trouvaient réunis les plus grands physiciens de l'époque, l'existence de

quanta fut pratiquement admise par tous. Cela tient à ce qu'on avait enfin mis la main sur des oscillateurs concrets, connus, où la quantification de l'énergie se manifeste de manière parfaitement claire : il s'agit des ondes élastiques dans un cristal.

La diffraction des rayons X avait permis de bien connaître la structure des cristaux. Un cristal est un réseau régulier d'atomes (ou de molécules). Chaque atome y occupe une position qui minimise son énergie et, s'il s'écarte un peu de cette position d'équilibre d'une distance a , la variation correspondante de l'énergie potentielle doit être proportionnelle à a^2 (puisque a est petit et que l'énergie ne serait pas minimale dans la position d'équilibre s'il y avait un terme dans cette énergie proportionnel à a). Il est facile de se convaincre que, dans ces conditions, les petits mouvements de l'ensemble des atomes peuvent être décrits comme une collection d'oscillateurs harmoniques dont chacun n'est autre, concrètement, qu'une onde élastique de fréquence et de longueur d'onde définies.

En appliquant à chacun de ces oscillateurs la formule de Planck, il est facile d'établir leur énergie moyenne à l'équilibre thermique et d'en tirer la chaleur spécifique du cristal selon la température. C'est ce que fit Einstein en 1907, à l'aide d'un modèle grossier des ondes élastiques qui leur attribuait à toutes une même fréquence. Peu de temps après, Peter Debye améliora le modèle en précisant ce que doit être la distribution des fréquences. Les résultats obtenus s'accordaient parfaitement aux données expérimentales qui avaient paru, jusque alors, inexplicables.

Notre but n'est pas d'entrer dans les détails de l'histoire et nous n'essaierons donc pas d'expliquer pourquoi ces résultats sur la chaleur spécifique des solides emportèrent une adhésion, presque unanime, aux principes qui les fondaient. Qu'il suffise de dire qu'on faisait à l'époque des progrès rapides dans la physique et la technologie des basses températures, et que tout physicien, digne de ce nom, en avait une bonne connaissance. Le fait que ces experts aient été convaincus nous dispense d'aller au-delà dans une analyse qui nous entraînerait trop loin.

On peut signaler, pour terminer, un développement ultérieur important que l'on doit encore à Einstein (en 1916). Il s'agissait à nouveau du rayonnement thermique. Einstein supposa que les photons présents dans une cavité peuvent être absorbés de manière *aléatoire* par les atomes de la paroi. La probabilité d'absorption d'un photon, dans un mode donné (c'est-à-dire de nombre d'onde et de polarisation spécifiés), est évidemment proportionnelle au nombre N des photons de ce mode qui se trouvent dans la cavité. Einstein supposa que l'émission des photons par les atomes suivait une loi aléatoire analogue à celle qu'on connaissait pour la radioactivité. Pour retrouver la loi de Planck, il fallait alors admettre que la probabilité d'émission d'un photon par un atome est proportionnelle à $(N + 1)$. On ne pouvait comprendre ce résultat surprenant qu'en supposant que les $(N + 1)$ photons présents après l'émission sont tous rigoureusement identiques, indiscernables, sans que rien puisse dire lequel d'entre eux vient d'être émis. Ainsi, les probabilités entraient-elles, pour la première fois, dans la physique des quanta, bien que leur nature subtile restât dissimulée derrière la loi

de la radioactivité encore incomprise. L'idée de particules indiscernables était, elle aussi, destinée à durer et « l'émission stimulée » découverte par Einstein devait donner, bien plus tard, naissance au laser.

Un premier bilan

7. On prétend parfois que les débuts de l'histoire de la mécanique quantique sont obscurs, parce qu'imprégnés de thermodynamique. L'ordre des questions est en effet totalement renversé aujourd'hui. La thermodynamique découle à présent de la mécanique statistique, laquelle concerne un grand nombre de particules qui obéissent aux lois quantiques.

L'enseignement a donc tendance à laisser de côté ces débuts, préférant faire appel à des expériences plus frappantes, plus récentes, qui suggèrent les lois quantiques de manière plus immédiate. Il semble pourtant qu'à bien l'examiner, la démarche suivie lors des premières découvertes était plus contraignante, pour un esprit exigeant, qu'aucun « truc » pédagogique élaboré depuis.

L'oscillateur harmonique n'a cessé d'être au centre de cette première période de l'histoire. C'est aussi le thème qu'on rencontre toujours le plus fréquemment en physique quantique où il représente ce qu'il y a, à la fois, de plus simple et de plus utile. Il n'y entre par conséquent que la seule constante de Planck et sa quantification est la plus simple qui soit, les énergies n'étant essentiellement que des nombres entiers. Il est vrai que la mécanique quantique, une fois élaborée, montrera que les énergies d'un oscillateur sont de la forme $(n + \frac{1}{2}) h\nu$, plutôt que $n h\nu$, mais cette correction a relativement peu de conséquences.

Le bilan de cette époque essentielle était donc à la fois clair, riche d'inspiration pour l'avenir et destiné à durer. L'existence d'énergies discrètes, incompatible avec les conceptions classiques, montrait bien que celles-ci devaient être, dans leur application à l'atome, incomplètes ou erronées. La physique allait évidemment envisager la première hypothèse avant de devoir se résoudre à la seconde.

- Zou X.Y., Wang L.J., Mandel L. (1991) *Phys. Rev. Lett.* **67**, 318.
- Zurek W.H. (1981) *Phys. Rev. D* **24**, 1516.
- Zurek W.H. (1982) *Phys. Rev. D* **26**, 1862.
- Zurek W.H. (1991) *Phys. Today* **44** (10), 36.
- Zurek W.H. (1994) in *Physical Origins of Time Asymmetry*, J.J. Halliwell, J. Pérez-Mercader, W.H. Zurek, eds., Cambridge University Press.
- Zwanzig R. (1960) *Lect. Theor. Phys. (Boulder)* **3**, 106.
- Zwanzig R. (1964) *Physica* **30**, 1109.

Index

Analyse microlocale : 112, 116, 255

Bohr, atome de – : 21
de Broglie : 39

Calcul pseudo-différentiel :
voir « analyse microlocale »
causalité : 56
cellules classiques : 122 ;
régulières : 123
chat de Schrödinger : 66
choix différé : 261
coarse graining : 255
complémentarité : 57, 159, 257
et non-contradiction : 160, 257
conditions de Griffiths : voir
« conditions de rationalité »
conditions de rationalité : 83, 149,
150, 153, 256 ; et décohérence :
154 ; forme de Griffiths : 152 ;
forme de Gell-Mann et Hartle :
152 ; Vérification : 154

Décohérence : 78, 179, 185, 258 ;
son action continue : 206 ; et les
bases privilégiées : 186, 195, 259 ;
coefficient de – : 184 ; et équation
maîtresse : 182, 183, 197 ;
cas d'exception : 80 ; expériences :
235, 260 ; effet dans les histoires,
210 ; limites d'applicabilité : 185 ;
rôle dans les mesures : 201, 204 ;
modèles : 190 ; théories : 189
densité : 192

déterminisme : 52, 169, 170, 258 ;
justification : 171 ; limites de
validité : 174
dynamique : 94 ; classique : 121

Effet Aharonov-Bohm : 72
élément de réalité : 69
émergence : 175
enchevêtrement : 243, 260
environnement : 76
équation de Schrödinger : 40, 95
espace de Hilbert : 62, 90
état cohérent : 113, 238, 255
état d'un système : 137 ; état pur, 142
expérience d'Aspect : 246, 260
expérience d'Einstein, Podolsky et
Rosen : 68, 166, 243, 257
expérience de Leggett : 261
expérience de Stern et Gerlach : 127

Gomme quantique : 261

Hamilton, équations de – : 124 ;
fonction de – : 124
Hamiltonien : 95
histoires : 81, 129, 256 ;
définition : 132 ; familles : 132,
133 ; de Griffiths : 132 ; insensées :
155 ; et logique : 134 ; et mesures
idéales : 165 ; rationnelles : 149.

Implication bayésienne : 136
indiscernabilité : 96
inégalités de Bell : 69, 245, 258, 260