

**Zeitschrift:** Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles  
**Herausgeber:** Société Vaudoise des Sciences Naturelles  
**Band:** 66 (1954-1957)  
**Heft:** 292

**Artikel:** Déterminisme et causalité en microphysique  
**Autor:** Rivier, Dominique  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-274727>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 12.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Déterminisme et causalité en microphysique

PAR

*Dominique RIVIER*

(Séance du 21 mars 1956)

1. A l'heure actuelle, la physique quantique décrit de manière satisfaisante le comportement des systèmes atomiques dans l'espace et dans le temps. Par systèmes atomiques, on entend ici des systèmes dont les dimensions sont comprises entre  $10^{-11}$  m et  $10^{-8}$  m.

Comme la physique classique, sa sœur ainée, la physique quantique consiste en un système cohérent de principes fondés sur l'expérience et en un ensemble de propositions qui en découlent logiquement. Le succès de la physique quantique dans la prévision des phénomènes microscopiques est aussi complet que celui de la physique classique dans la prévision des phénomènes macroscopiques. Un domaine toutefois fait exception : celui du noyau (domaine de dimension de l'ordre de  $10^{-15}$  m). A cette échelle nucléaire, les phénomènes échappent encore à notre compréhension. De nos jours il n'existe pas de théorie satisfaisante des forces nucléaires. On peut se demander si cela ne sera possible qu'avec l'édification d'une nouvelle mécanique qui serait un peu à la mécanique quantique ce que la mécanique quantique est à la mécanique classique.

2. Si, compte tenu de cette restriction, l'instrument mathématique constitué par la mécanique quantique est parfaitement adapté à son but (la description des phénomènes atomiques) et donne à cet égard satisfaction à tous les physiciens, la situation est bien différente en ce qui concerne son interprétation. Il y a bien une interprétation «orthodoxe» de la mécanique quantique due à BOHR, HEISENBERG et MAX BORN, interprétation acceptée par la grande majorité des physiciens. Mais face à cette majorité, il existe une minorité.

Cette minorité n'est pas satisfaite de l'interprétation orthodoxe parce qu'elle croit y discerner des difficultés fon-

damentales, assez graves pour mettre en doute toute la mécanique quantique elle-même en tant que théorie physique digne de ce nom. Jusqu'à ces dernières années, l'opposition de cette minorité était considérée comme négligeable bien qu'elle ait compté dans ses rangs EINSTEIN et SCHROEDINGER : les orthodoxes avaient pour cette opposition un respect plus humain que scientifique. Si quelque revue sérieuse acceptait de publier un mémoire « non orthodoxe », c'était par déférence plus que par intérêt. La question semblait réglée. Assez brusquement, il y a de cela quelque cinq ans, les choses ont changé. Pour deux raisons : d'une part, l'accroissement continual des difficultés rencontrées par la physique quantique dans l'explication des forces nucléaires; d'autre part, l'élosion d'une série de travaux mettant systématiquement en doute les affirmations de l'interprétation orthodoxe (1).

Tant et si bien qu'aujourd'hui nous voyons redescendre en lice la plupart des orthodoxes, pour tenter de trancher une fois pour toutes le débat. Et l'on assiste à quelques volte-face à sensation. M. LOUIS DE BROGLIE (1) notamment, l'un des champions de l'orthodoxie, qu'il avait enseignée pendant vingt-cinq années dans ses cours et dans ses livres, se range maintenant aux côtés de SCHROEDINGER et d'EINSTEIN. D'autre part, la majorité des orthodoxes est moins absolue dans ses affirmations : dans un récent mémoire (2) par exemple, HEISENBERG ne parle plus de l'interprétation orthodoxe de la mécanique quantique, mais seulement de l'interprétation « de Copenhague », rendant d'ailleurs par là un juste hommage à NIELS BOHR, son principal auteur.

3. Ce renouveau d'intérêt parmi les physiciens montre bien que l'interprétation de la mécanique quantique est un point essentiel, bien plus qu'une simple question académique sans conséquence pratique. En effet, il n'est pas impossible que ce soient précisément les discussions de cette interprétation qui dégagent les éléments de la mécanique nouvelle qui nous permettrait de comprendre mieux l'édifice mystérieux du noyau atomique. Mais l'importance de la question résulte aussi des deux faits suivants : premièrement, la physique sert aujourd'hui de modèle aux autres sciences naturelles pour la description et la schématisation de l'observation : ces autres sciences ne cherchent-elles pas, plus ou moins heureusement, à suivre la physique dans sa démarche vers l'abstrait et le formel ? Il importe que le guide soit sûr et trouvé sans défaut ! Secondement, les logiciens scrutent avec la plus

grande attention la réflexion et le raisonnement du physicien : toute une école (3) a déjà cru pouvoir discerner dans l'interprétation orthodoxe de la mécanique quantique les éléments suffisants à l'introduction d'une logique trivale, logique où le principe du tiers exclu n'est plus valable. Pour eux aussi, il est essentiel que l'interprétation orthodoxe résiste à la critique persistante des physiciens récalcitrants et, qui sait, au jugement sans appel de l'expérience.

4. Le but de cette note est de discuter un point relatif à l'interprétation de la mécanique quantique. Il est généralement admis (aussi bien par les «orthodoxes» que par les «hérétiques») que la physique quantique est une théorie non causale ou indéterministe. C'est peut-être le reproche le plus sévère qui lui est adressé. Or, une telle manière de parler prête à confusion. Elle ne se justifie que partiellement, et encore en admettant certains à priori nullement imposés par l'expérience et contraires à l'esprit de la physique moderne. Or, l'abandon de ces à priori permettrait de montrer que du point de vue de la causalité et du déterminisme il n'y a pas de différence essentielle entre la mécanique classique et la mécanique quantique : les deux pourraient être considérées comme des théories causales et même déterministes. Comme les mots «causalité» et «déterminisme» ont été employés de diverses manières et souvent l'un pour l'autre, il est nécessaire avant toutes choses d'en préciser le sens. Ce sera l'occasion d'introduire entre les deux termes une distinction nouvelle, utile à la discussion (4). En outre, cela permettra de rappeler quelques notions élémentaires indispensables à l'intelligence du sujet.

5. A la base de toute théorie physique se trouve l'hypothèse de l'existence d'un observateur, qui croit pouvoir se séparer du reste du monde pour l'observer. L'observateur dispose des deux instruments fondamentaux que sont une règle, orientable dans toutes les directions de l'espace, et un chronomètre. A l'aide de la règle, il peut repérer à chaque instant la position d'un point X dans l'espace à trois dimensions. Ce qu'il fait en construisant avec la règle un système de référence, un triède trirectangle par exemple. Il peut alors faire correspondre à chaque point X de l'espace trois nombres, ses trois coordonnées  $x^1$ ,  $x^2$ ,  $x^3$  (fig. 1). Dans ce qui suit, nous simplifions, en ne représentant qu'une seule des trois dimensions (fig. 2). A l'aide du chronomètre, l'observateur peut à tout point de l'espace attacher une suite d'instants; à chaque instant T il fait correspondre un nombre  $t$ , par exemple le nombre de

secondes écoulées depuis la naissance de Jésus-Christ. Il est avantageux de représenter ces instants par des points sur un axe perpendiculaire à ceux de l'espace.

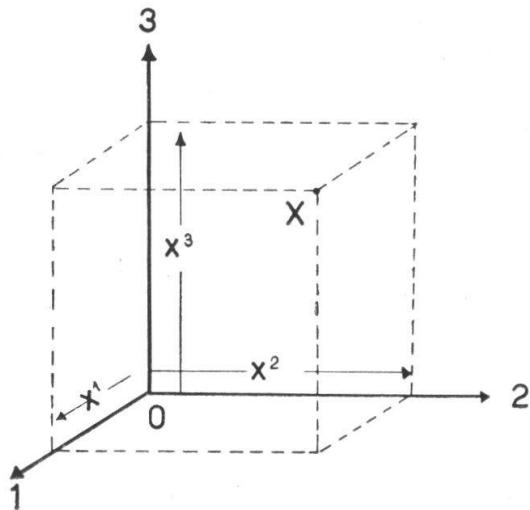


FIG. 1.

Un événement est caractérisé : premièrement par le point X de l'espace où il se produit, auquel correspondent trois nombres,  $x^1, x^2, x^3$ ; secondement par l'instant T où il arrive :

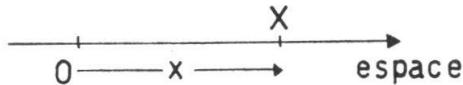


FIG. 2.

instant auquel correspond un nombre,  $t$ . Un événement est donc caractérisé en tout par quatre nombres  $(x^1, x^2, x^3, t)$ , auxquels correspond biunivoquement un point E dans l'espace-temps (fig. 3).

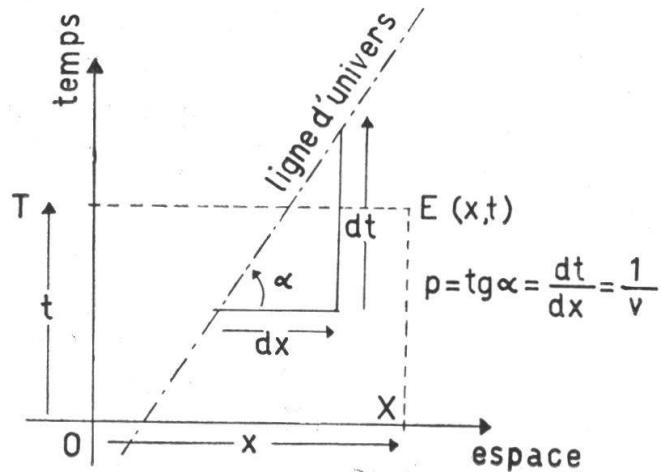


FIG. 3.

Dans cette représentation, une particule ponctuelle en mouvement est représentée par une ligne, appelée ligne d'univers. C'est la ligne qui joint les événements coïncidant avec les passages de la particule. Ainsi une droite verticale représente la ligne d'univers d'une particule immobile ; en particulier l'axe du temps est la ligne d'univers de l'origine O ; une droite de grande pente  $p$  représente une particule en mouvement uniforme ayant une vitesse constante et petite :  $v = \frac{1}{p}$ . Une droite horizontale représenterait une particule en mouvement uniforme ayant une vitesse infinie ; mais la théorie de la relativité nous enseigne que c'est là une vue de l'esprit. Une droite horizontale  $t = t_0$  représente bien plutôt l'ensemble de tous les points de l'espace à l'instant  $t_0$  : par exemple l'axe Ox. Pour un observateur éphémère O, non relativiste, l'espace-temps est donc divisé en trois régions

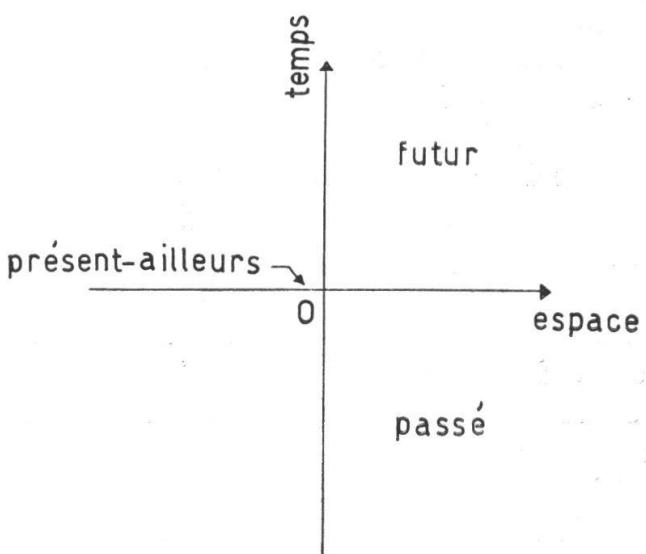


FIG. 4.

(fig. 4) : la région représentée par la droite  $t = o$  qui représente le présent ou l'«ailleurs», comme on dit aussi; la région contenant les événements ayant un  $t < o$ , qui représente le passé; et enfin la région contenant les événements ayant un  $t > o$ , qui représente le futur.

Remarquons ici que le physicien suppose implicitement la continuité de l'espace et du temps au sens mathématique du terme. Cette continuité n'est pas imposée par l'expérience, comme nous le verrons.

6. Maintenant que nous avons rappelé ce qu'il faut entendre par passé, présent et futur pour un observateur éphémère — ou un événement —, il est possible de définir ce que nous entendons par une théorie causale et par une théorie déterministe. Une théorie est *causale* si elle permet de déduire les connaissances que nous pouvons avoir de l'état présent des choses uniquement à partir de la connaissance des états passés des choses. Une théorie causale s'oppose donc à une théorie finaliste ou anticausale, qui ne pourrait déduire le présent qu'en connaissant aussi une partie du futur. Une théorie est *déterministe* si elle permet de déduire la connaissance complète de l'état présent des choses à partir de celles du passé. Ainsi donc, une théorie déterministe est certainement causale, alors qu'une théorie causale n'est pas forcément déterministe. Donnons des exemples : 1. Le finalisme en biologie selon lequel certaines formes se développent afin de réaliser certains buts, est le type d'une théorie anticausale. Aujourd'hui, la science est d'une manière générale sceptique vis-à-vis des théories finalistes : la raison principale est qu'il est très difficile de les vérifier par l'expérience, le futur en tant que tel échappant essentiellement à l'expérimentation. Une théorie anticausale ne permet pas de prédire l'avenir. 2. Une théorie comme celle du transformisme en biologie est une théorie causale, en ce sens qu'elle explique une partie de l'état actuel des formes biologiques par l'histoire de ces formes. Une théorie causale permet une prédiction partielle de l'avenir. 3. La mécanique céleste (de NEWTON) est le type peut-être le plus parfait de théorie déterministe. Elle est en effet capable de prédire — en principe — l'état complet des astres à partir de la connaissance de leur état à un instant quelconque du passé. Une théorie déterministe permet une prédiction complète de l'avenir à partir du présent, supposé complètement connu. Ces prédictions quasi-parfaites sont utilisées quotidiennement, par les marins, par exemple, pour faire le point. Elles sont certaines (dans les limites qu'ici-bas il faut bien assigner à ce mot).

Remarquons qu'une définition précise de la causalité et du déterminisme presuppose la continuité du temps (au sens mathématique du terme). Si celle-ci devait être abandonnée un jour — ce ne pourrait être le cas que pour la description de systèmes microscopiques, évidemment — ce sont les notions mêmes de causalité et de déterminisme qui, là, s'effondreraient avec elle.

7. Une manière simple d'aborder le problème de la causalité et du déterminisme en microphysique est de comparer la phy-

sique quantique et la physique classique. Cette comparaison elle-même peut se faire en choisissant un problème particulier. Nous choisissons un exemple imaginé par EINSTEIN (5) et repris récemment par MAX BORN (6) dans une discussion sur la continuité, le déterminisme et la réalité. Ce système très simple (donc très abstrait) est constitué par une seule particule

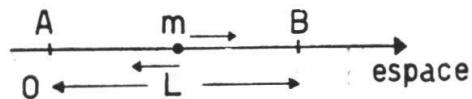


FIG. 5.

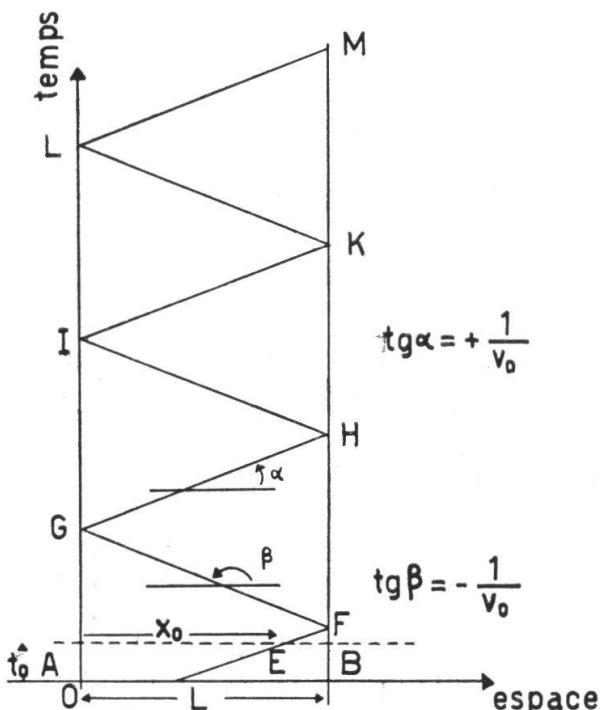


FIG. 6.

ponctuelle se mouvant sur une ligne droite entre deux points A et B infiniment lourds qui la réfléchissent de manière parfaitement élastique (fig. 5). En vertu des lois de conservation de la mécanique, la réflexion change le sens de la vitesse sans en changer la valeur absolue (ni la direction). Dans le diagramme espace-temps (fig. 6) le mouvement de la particule est représenté par une ligne zigzagante, sa ligne d'univers, dont les segments ont alternativement les pentes  $+\frac{1}{v_0}$  et  $-\frac{1}{v_0}$ ,  $v_0$  étant la vitesse initiale et  $x_0$  la position initiale (au temps  $t_0$ ). Pour chaque instant  $t$ , on peut prédire la valeur de la position et de la vitesse. La mécanique classique admet en principe la

possibilité de mesurer position et vitesse avec une précision infinie, c. à d. que, par exemple,

$$x_0 = 2,00000 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad m \quad (\text{nombre infini de décimales})$$

$$v_0 = 4,00000 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad m/s \quad \gg \quad \gg$$

C'est là un autre aspect de l'hypothèse de la continuité de l'espace et du temps telle que l'admet la physique classique. Seulement en fait, au laboratoire, cela n'est pas possible. Il y a toujours une erreur absolue  $\Delta x_0$  pour la position et  $\Delta v_0$  pour la vitesse. Les conditions initiales sont donc plus exactement :

$$x_0 - \Delta x_0 < x < x_0 + \Delta x_0 \quad v_0 - \Delta v_0 < v < v_0 + \Delta v_0$$

L'erreur  $\Delta x_0$  sur la position n'a pas de conséquences très importantes pour la prédiction. S'il n'y avait que celle-là, l'erreur  $\Delta x$  sur la valeur prédictive de la position ne changerait pas et resterait égale à  $\Delta x_0$ . Mais l'erreur sur la vitesse a des conséquences beaucoup plus importantes. On le voit bien sur la figure 7 : à mesure que le temps passe, l'erreur  $\Delta x_v$  due à  $\Delta v_0$  sur la position prédictive croît proportionnellement au temps

$$\Delta x_v = (\Delta t) \Delta v_0 \quad \quad \Delta t = t - t_0$$

si bien qu'après l'intervalle de temps critique

$$(\Delta t)_{\text{critique}} = \frac{L}{\Delta v_0}$$

l'erreur  $\Delta x$  est plus grande que le segment de longueur  $L$  sur lequel se meut la particule, et la seule prédition possible pour la position de la particule est qu'elle se trouve quelque part sur le segment  $AB$  entre  $x = 0$  et  $x = L$ . Ce qu'aurait déjà prévu un parfait ignorant des lois de la mécanique ! Autant dire que la position n'est plus déterminée : le système considéré est parfaitement instable.

Le physicien classique a su depuis longtemps tirer parti d'une telle situation : si l'intervalle  $\Delta t$  d'observation n'est pas négligeable par rapport à l'intervalle de temps critique, il fait appel à la mécanique classique statistique en introduisant la notion de probabilité. La mécanique classique statistique ne cherche plus à prédire la position  $x$  du point à l'instant  $t$ , mais seulement la probabilité de position  $P_c(x, t) dx$  c'est-à-dire la probabilité pour que, à l'instant  $t$ , la position soit comprise entre  $x$  et  $x + dx$ . Cela, elle le peut.

Pour parvenir à ce résultat, la mécanique statistique intro-

duit une fonction  $\rho$ , appelée « densité de probabilité » dans l'espace des états du système ou « espace de phase », fonction telle que :

$$P_c(x, t) = m \int_{-v_0}^{+v_0} d v \rho(x, v, t) \quad \text{et} \quad (1)$$

$$P_c(v, t) = m \int_0^L d x \rho(x, v, t) \quad (2)$$

( $m$  = masse de la particule)

où  $P_c(x, t) dx$  est la probabilité pour que la position soit comprise entre  $x$  et  $x + dx$  (probabilité de position) et  $P_c(v, t) dv$

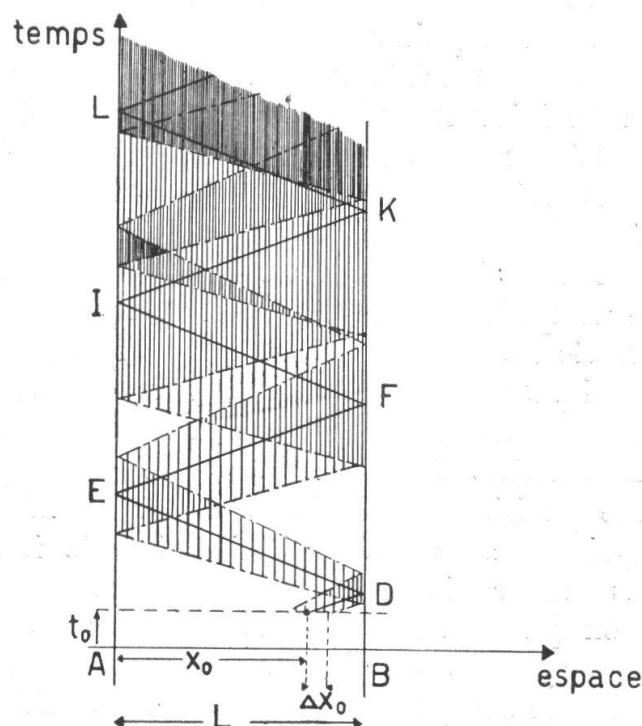


FIG. 7.

est la probabilité pour que la vitesse soit comprise entre  $v$  et  $v + dv$  (probabilité de vitesse). On voit donc que  $\rho(x, v, t) dx dv$  est la probabilité pour que, à l'instant  $t$ , la particule ait *simultanément* sa position comprise entre  $x$  et  $x + dx$  et sa vitesse comprise entre  $v$  et  $v + dv$ .

8. Résumant ce que nous venons de voir à propos de notre exemple particulier, nous pouvons dire d'une manière générale : En physique classique *pure* (par opposition à statistique), si l'on donne les valeurs initiales de la position  $x_0$  et de la

vitesse  $v_0$  à un instant passé  $t_0$ , les lois de la physique (à savoir les équations différentielles du mouvement) déterminent les valeurs de la position  $x(t)$  et de la vitesse  $v(t)$  à un instant quelconque (en particulier à l'instant présent). La physique classique pure est donc une théorie causale et déterministe.

En physique classique statistique, si l'on donne la fonction de probabilité  $\rho(x, v, t_0)$  au temps passé  $t_0$ , les lois de la physique (à savoir l'équation différentielle de LIOUVILLE) déterminent la fonction de probabilité  $\rho(x, v, t)$  à un instant quelconque (en particulier à l'instant présent). De cette manière, les probabilités de position et de vitesse à l'instant présent,  $P_c(x, t) dx$  et  $P_c(v, t) dv$ , sont bien déterminées. La physique classique statistique est donc une théorie causale. Est-elle une théorie déterministe ? Ici, semble-t-il, on peut adopter deux points de vue.

Le point de vue traditionnel donne implicitement un sens à la position infiniment précise  $x = 2,00..$  m, et à la vitesse infiniment précise  $v = 4,00..$  m/s, même si l'expérience nous l'interdit. Alors évidemment, la physique classique statistique n'est pas déterministe, puisqu'elle ne permet pas de prédire une position et une vitesse infiniment exactes. Mais l'auteur de ces lignes pense qu'il est possible aussi d'adopter un point de vue différent. Ce nouveau point de vue convient mieux à l'esprit de la physique moderne et se trouve en accord avec l'attitude adoptée par EINSTEIN dans la théorie de la relativité restreinte; il consiste à dire : puisqu'il n'est pas possible d'observer une position, une vitesse et plus généralement une grandeur physique avec une précision infinie il ne faut pas introduire ces valeurs infiniment exactes comme éléments de connaissance en physique. Les seuls éléments de connaissance accessibles d'un système physique sont les probabilités des valeurs de mesure, seules par conséquent ces probabilités peuvent constituer des éléments de prédiction<sup>1</sup>. On le voit alors, si l'on adopte ce second point de vue, la mécanique classique statistique est encore une théorie déterministe. A partir de la densité de probabilité  $\rho(x, v, t)$  d'un instant passé, elle permet de trouver les probabilités  $P_c(x, t) dx$  et  $P_c(v, t) dv$  à un instant postérieur quelconque.

A cet endroit une remarque est essentielle. En physique classique pure, l'observateur ne joue aucun rôle dans le dérou-

<sup>1</sup> Signalons que cette substitution de la notion de probabilité à celle de valeur infiniment exacte existe non seulement pour les *variables* d'un système, mais aussi pour les *constantes*, et même pour les constantes dites «universelles». Un coup d'œil sur une table de constantes physiques suffit pour s'en assurer, cf [7], par exemple.

lement du mouvement du système : l'observateur est extérieur au système et ne le perturbe pas. C'est encore une hypothèse implicitement admise par la physique classique pure. Il en est tout autrement en physique classique statistique. Revenons à notre exemple : si je décide d'observer la particule à l'instant  $t$  dans les mêmes conditions qu'à l'instant  $t_0$ , c. à d. avec les mêmes appareils, le résultat de la mesure sera

$$x \pm \Delta x_0 \quad \text{et} \quad v \pm \Delta v_0$$

ce qui correspond à des probabilités d'observation semblables aux probabilités initiales, soit très différentes (plus ramassées, moins étendues) des probabilités prédites. L'observation change donc brusquement et d'une manière imprévisible (à partir des équations de mouvement du système) la fonction de probabilité  $\rho(x, v, t)$ . Ce fait essentiel est caractéristique de n'importe quelle théorie probabiliste : on l'appelle quelquefois la réduction de la probabilité par l'observation. L'observateur n'est plus extérieur au système, comme le suppose implicitement la mécanique classique pure, mais il en perturbe l'état (probable) par l'observation même, et cela d'une manière acausale et à fortiori indéterministe ! Mais il s'agit là d'une indétermination créée par l'observation<sup>2</sup>, qui ne touche pas le déterminisme de la mécanique statistique classique au sens où nous venons de le définir.

9. Voyons maintenant les choses du point de vue de la mécanique quantique.

Les faits expérimentaux à la base de la mécanique quantique sont bien connus : d'une part l'effet photoélectrique et la structure des spectres atomiques, qui démontrent que l'absorption et l'émission d'énergie lumineuse se fait par paquets, par quanta comme on dit maintenant : au modèle classique ondulatoire de la lumière il faut donc associer le modèle corpusculaire du nuage de photons; d'autre part, les figures de diffraction données sur un écran par l'impact d'un faisceau d'électrons ayant passé à travers une structure cristalline : au modèle classique corpusculaire des électrons, il faut donc associer le modèle ondulatoire des ondes de matière.

C'est cette fusion du corpuscule et de l'onde que réalise la mécanique quantique ; mais au prix de l'abandon — à l'échelle microscopique — des notions classiques de particule et d'onde. Les ondes sont devenues des ondes de probabilité et les parti-

<sup>2</sup> En effet, cette indétermination provient du fait que l'on n'a pas tenu compte de l'interaction entre l'observateur et le système. (Voir page 304, troisième objection).

cules sont devenues des quanta ayant perdu toute individualité. Il est essentiel ici d'insister sur ce point, souvent négligé d'ailleurs. Une conséquence immédiate des deux groupes d'expériences rappelés plus haut est le fameux « principe d'incertitude » de HEISENBERG (7) (appelé « principe » parce que HEISENBERG l'a formulé avant de le déduire strictement des axiomes de la mécanique quantique). Selon ce principe, si l'on veut considérer le quantum comme une particule, et si l'on désire en mesurer la position et la vitesse, la précision simultanée de ces mesures est limitée par la relation

$$\Delta x \cdot \Delta v \geq \frac{h}{m}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} h \text{ constante de PLANCK} = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ joule seconde} \\ m \text{ masse de la particule} \end{array} \right.$$

Cette relation est valable à chaque instant  $t$ . Remarquons que les réserves déjà faites plus haut par la mécanique classique statistique sur le caractère illusoire de mesures infiniment précises subsistent pleinement. Le principe de HEISENBERG ne fait qu'ajouter à ces réserves une limitation fondamentale portant sur la précision des mesures *simultanées* de la position et de la vitesse. L'interprétation orthodoxe de la mécanique quantique explique cette limitation par la perturbation inévitable et imprévisible apportée par l'observateur au mouvement du quantum.

Mais revenons à notre exemple de tout à l'heure. La mécanique quantique décrit le système constitué classiquement par la particule oscillante au moyen d'une fonction d'onde  $\Psi(x, t)$ . Cette onde, comme nous l'avons rappelé, n'est pas une onde du type classique (une onde à la surface de l'eau, par exemple), mais une amplitude de probabilité. Ce qui veut dire que la probabilité pour trouver, à l'instant  $t$ , la particule en un point d'abscisse comprise entre  $x$  et  $x + dx$  est donnée par

$$P_q(x, t) dx = |\Psi(x, t)|^2 dx \quad (3)$$

(où  $|\Psi(x, t)|$  désigne le module ou valeur absolue de  $\Psi(x, t)$  qui peut être complexe). La probabilité de trouver la particule avec une vitesse comprise entre  $v$  et  $v + dv$  est donnée par

$$P_q(v, t) dv = \frac{m}{h} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dx \Psi(x, t) \exp \left( -\frac{2\pi i}{h} mvx \right) \right|^2 dv \quad (4)$$

Le mouvement du système quantique s'obtient à partir des lois de mouvement de la mécanique quantique (en particulier

la fameuse équation aux dérivées partielles de SCHROEDINGER). Si l'on donne la valeur initiale de l'amplitude de probabilité  $\Psi$  à l'instant passé  $t_0$ , l'équation de SCHROEDINGER permet de déduire la valeur de l'amplitude de probabilité  $\Psi$  à un instant  $t$  quelconque. A partir de  $\Psi(x, t)$ , on peut déduire les probabilités  $P_q(x, t) dx$  et  $P_q(v, t) dv$  à un instant quelconque  $t$ , (en particulier à l'instant présent). On conçoit alors sans difficulté que la mécanique quantique est une théorie causale, puisqu'elle déduit des éléments de l'état présent du système uniquement à partir d'éléments d'un état du passé. Avant d'aborder la question de savoir si la mécanique quantique est déterministe, une comparaison plus précise avec la mécanique classique s'impose.

10. Notons tout de suite avec MAX BORN (6) que seule la mécanique classique statistique entre en ligne de compte pour cette comparaison; en effet la forme non statistique de la mécanique classique correspond à une situation idéale irréalisable en principe (précision infinie des mesures). La fonction caractéristique de la mécanique classique statistique est, comme nous l'avons vu, la fonction  $\rho$ , « densité de probabilité dans l'espace des états ». C'est cette fonction qui caractérise l'état classique du système et qui satisfait à l'équation de mouvement de LIOUVILLE.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \{H, \rho\} = 0 \quad (5)$$

$H$  est l'hamiltonien, c. à d. l'énergie exprimée en fonction de la position  $x$  et de la quantité de mouvement  $p = mv$ . Pour trouver à partir de l'expérience la valeur de cette fonction  $\rho(x, v, t_0)$  à un instant donné, c. à d. l'état initial classique à l'instant  $t_0$ , il faut en principe disposer d'un très grand nombre d'exemplaires de systèmes, identiques à celui que nous étudions, et faire sur chacun d'eux une mesure *simultanée* de la position et de la vitesse. On peut alors en déduire les densités de probabilités de position et de vitesse

$$P_c(x, t) \text{ et } P_c(v, t)$$

à un instant quelconque.

La fonction caractéristique de la mécanique quantique est l'amplitude de probabilité  $\Psi(x, t)$ . C'est elle qui fixe l'état quantique du système, et qui suit l'équation du mouvement de SCHROEDINGER.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, t) + \frac{2\pi i}{\hbar} H_{op} \Psi(x, t) = 0 \quad (6)$$

Trouver à partir de l'expérience la valeur de cette fonction complexe  $\Psi(x, t_0)$  à un instant  $t_0$ , c. à d. l'état initial quantique du système, est un peu plus compliqué que trouver  $\rho$  dans le cas classique. Il faut disposer de deux ensembles d'un très grand nombre de systèmes. On mesure à l'instant  $t_0$  la position du quantum dans chacun des systèmes du premier ensemble d'où l'on tire la densité de probabilité de position  $P_q(x, t_0)$  à l'instant  $t_0$ . Puis à l'instant d'après très voisin,  $t_0 + \Delta t_0$ , on mesure encore la position dans chacun des systèmes du second ensemble, d'où l'on tire la densité de probabilité de position  $P_q(x, t_0 + \Delta t_0)$  à l'instant  $t_0 + \Delta t_0$ . [On voit la différence avec le cas classique, où l'on doit faire des mesures simultanées de position et de vitesse.] De ces deux mesures, on peut déduire la densité de probabilité de position  $P_q(x, t_0)$  et sa dérivée par rapport au temps  $\frac{\partial}{\partial t} P_q(x, t_0)$ , d'où enfin la fonction complexe  $\Psi(x, t_0)$  qui est bien équivalente à deux fonctions réelles.

Connaissant  $\Psi(x, t_0)$ , on peut déduire alors les probabilités de position et de vitesse  $P_q(x, t) dx$  et  $P_q(v, t) dv$  à un instant quelconque. Dans le cas de notre exemple, et si l'on se borne à la position, on trouve que pour un même état initial de probabilité  $P_c(t_0) = P_q(t_0)$ , la probabilité prédicta par la mécanique quantique à l'instant  $t$  est liée à la probabilité prédicta par la mécanique classique au même instant par la relation :

$$P_q(x, t) = P_c(x, t) + P_i(x, t) + P_r(x, t) \quad (7)$$

Les termes correctifs, spécifiquement quantiques, sont  $P_i(x, t)$  et  $P_r(x, t)$ ; ils sont dus aux interférences des amplitudes de probabilité  $\Psi$  aller et retour provenant de la réflexion aux extrémités A et B. Pour un intervalle de temps  $\Delta t = t - t_0 \ll \Delta t_{crit.}$ ,  $P_i(x, t)$  diffère appréciablement de 0 seulement dans le voisinage immédiat des points limites  $x = 0$  et  $x = L$ , à l'intérieur du segment. Exactement, dans une région de dimension  $\Delta \lambda$  telle que

$$\Delta \lambda = \sqrt{(\Delta x_0)^2 + (\Delta t)^2 \cdot (\Delta v_0)^2} \quad (8)$$

De même, toujours pour un intervalle de temps  $\Delta t = t - t_0 \ll \Delta t_{crit.}$ ,  $P_r(x, t)$  diffère appréciablement de zéro seulement dans le voisinage immédiat des points limites  $x = 0$  et  $x = L$ , à l'extérieur du segment L, exactement dans une région de dimension  $\Delta \lambda$  encore donnée par (8).

Ces termes  $P_i$  et  $P_r$  sont donc négligeables si

$$\frac{h}{mv_0 4\pi} \ll \Delta x_0 \ll L, \quad (9)$$

en particulier pour les corps macroscopiques de masse  $m > 10^{-10}$  kg. Ces différences essentielles entre les prévisions de la mécanique classique statistique et celles de la mécanique quantique sont dues à la manière différente dont les probabilités se combinent dans les deux théories : dans la mécanique classique statistique, elles se combinent par l'intermédiaire des densités de probabilité  $\rho(x, v, t)$ , tandis que dans la mécanique quantique, elles se combinent par l'intermédiaire des amplitudes de probabilité  $\Psi(x, t)$ . À ces différences entre les deux mécaniques, il faut ajouter naturellement le principe d'incertitude de HEISENBERG qui, dans le cas de la mécanique quantique, limite les probabilités initiales  $P(x, t_0) dx$  et  $P(v, t_0) dv$  de position et de vitesse.

11. C'est à dessein qu'on a insisté sur les différences entre la mécanique classique statistique et la mécanique quantique, pour montrer que ces différences n'ont rien à faire directement avec le problème du déterminisme de ces théories. En effet : si pour résoudre ce problème on adopte le premier point de vue mentionné au paragraphe 8 — le point de vue traditionnel —, il est évident que, pas plus que la mécanique classique statistique, la mécanique quantique ne saurait être une théorie déterministe puisqu'elle ne porte que sur des probabilités de mesure, et non sur des valeurs infiniment précises de la position et de la vitesse du quantum.

Par contre, si l'on adopte le second point de vue (selon lequel les valeurs de mesure infiniment précises doivent céder la place aux *probabilités* de valeurs de mesure comme seuls éléments de connaissance de l'état d'un système), la mécanique quantique, comme la mécanique classique statistique, est une théorie non seulement causale, mais aussi déterministe, puisqu'à partir des éléments de connaissance d'un état passé du système, à savoir l'amplitude de probabilité  $\Psi(x, t_0)$ , elle détermine le maximum des éléments de connaissance que nous pouvons avoir de l'état présent, à savoir la fonction d'onde  $\Psi(x, t)$ .

12. À ce second point de vue, que nous croyons plus conforme à l'esprit de la physique moderne, on pourrait présenter entre autres trois objections :

*Première objection* : l'amplitude de probabilité  $\Psi(x, t_0)$ , dira-t-on, n'est pas une grandeur observable.

Nous avons rappelé plus haut (paragraphe 10) la manière de déduire  $\Psi(x, t_0)$  de l'expérience. N'est-ce pas tout ce que l'on demande d'une quantité pour être appelée observable au sens original du terme, à savoir une grandeur à laquelle on peut à chaque instant assigner univoquement un complexe de nombres à partir d'un certain ensemble d'observations ? Ici, il est vrai, cet ensemble d'observations est en général très grand... mais est-ce là une objection sérieuse ?

*Seconde objection* : la fonction d'onde  $\Psi(x, t)$  ne donne pas du système une connaissance complète, parce qu'elle ne donne pas les valeurs exactes de la position et de la vitesse du quantum, valeurs que l'on peut bien s'*imaginer* aussi exactes que possible, même si on ne peut les *mesurer*. (C'est aussi, si je l'ai bien comprise, l'objection principale de la minorité «hérétique», et d'EINSTEIN en particulier, à l'interprétation orthodoxe de la mécanique quantique.)

Pour répondre à cette objection, il faut insister sur deux points : premièrement, la mécanique quantique ne s'occupe que des microsystèmes, où les éléments fondamentaux de la matière ne sont pas des particules classiques que l'on peut toujours distinguer les unes des autres, mais bien des quanta sans autre individualité que leurs paramètres physiques : deux électrons sont donc indiscernables l'un de l'autre. Or cette indiscernabilité exclut la possibilité d'*imaginer* pour eux une trajectoire; sans quoi il serait possible de les distinguer à chaque instant. Mais s'il est impossible d'*imaginer* la trajectoire d'un électron, il est impossible aussi d'*imaginer* une mesure infiniment exacte simultanée de la position et de la vitesse de l'électron à chaque instant, car cela serait précisément l'équivalent d'une trajectoire ! Secondement, les plus grands succès de la physique moderne ont été obtenus par application du principe méthodologique selon lequel les concepts et les notions qui introduisent les distinctions au delà de toute expérience possible n'ont aucun sens physique et doivent être éliminés. Or, nous avons vu que la notion de mesure infiniment exacte est précisément de ce type. Il faut donc l'éliminer de la physique, du moins en tant qu'élément fondamental de la théorie.

*Troisième objection* : la mécanique quantique ne saurait être une théorie déterministe, parce que l'observateur introduit par la mesure une perturbation indéterminée : comme on peut le montrer en effet, la fonction d'onde change alors brusquement.

La réponse ici est que ce changement incontrôlable, « la réduction brusque et imprévisible de la probabilité », n'est pas du tout caractéristique de la mécanique quantique, mais bien, comme nous l'avons déjà indiqué, caractéristique de toute théorie utilisant les probabilités, en particulier de la mécanique classique statistique. Il ne s'agit pas là de « magie quantique », comme on l'a dit, mais seulement d'un aspect connu des théories probabilistes ! La probabilité qu'une pièce de cent sous tombe sur face est de  $1/2$  tant qu'elle tombe : au moment où elle frappe le sol, la probabilité devient brusquement 0 ou 1 suivant qu'elle est tombée sur pile ou sur face ! La perturbation apportée par l'observation n'est donc pas liée directement à la question du déterminisme de la mécanique quantique; tel que nous l'avons défini, celui-ci résulte de la structure des équations de mouvement et non pas de la nature des grandeurs qu'elles gouvernent.

13. Pour conclure, disons ceci : d'abord, quel que soit le point de vue adopté, la mécanique quantique est une théorie causale, puisqu'elle ne prétend déduire le présent que du passé, et non de l'avenir. Ensuite, si la mécanique classique statistique et la mécanique quantique présentent des différences essentielles, ces différences sont étrangères au problème du déterminisme de ces mécaniques. Selon le point de vue adopté, les deux mécaniques sont ou indéterministes ou déterministes. Le point de vue traditionnel qui fait de la mécanique quantique une théorie non déterministe semble dépassé par la physique moderne car il repose sur des à priori étrangers à l'expérience. Le point de vue que nous lui avons opposé et selon lequel la mécanique quantique est une théorie déterministe, ce second point de vue semble actuellement plus satisfaisant parce qu'il évite l'emploi de notions étrangères à l'expérience [les valeurs de mesure infiniment précises] et qu'il permet de ce fait un gain de simplicité et de cohérence méthodologique.

---

#### BIBLIOGRAPHIE

1. D. BOHM. — *Phys. Rev.* 85, 166 (1952); *ibid.* 85, 180 (1952).
- L. DE BROGLIE. — La Physique quantique restera-t-elle indéterministe ? Gauthier-Villars, Paris (1953).
- A. ALEXANDROW. — *Dokl. Akad. Nauk.* 84, 2 (1952).

- D. BLOCHINZEW. — *Sowjet Wissenschaft* 6, 4 (1953).
- I. FENYES. — *Z. Phys.* 132, 81 (1952).
- W. WEIZEL. — *Z. Phys.* 134, 264 (1953); *ibid.* 135, 270 (1953).
- L. JANOSSY. — *Ann. Phys.* (6), 11, 324 (1952).
- E. SCHROEDINGER. — Science et Humanisme, Desclée De Brouwer (1954).
2. W. HEISENBERG. — The Development of the Interpretation of the Quantum Theory, part of *Niels Bohr and the development of Physics*, 12, Pergamon Press, London (1955).
3. p. ex. HANS REICHENBACH. — Philosophische Grundlagen der Quantenmechanik, Birkhaeuser, Basel (1949), p. 159 et suivantes.
- C.-F. VON WEIZSACKER. — Komplementarität und Logik. *Die Naturwissenschaften* 19, 521-529; *ibid.* 20, 545-555 (1955).
4. P. FÉVRIER. — Déterminisme et Indéterminisme, PUF, Paris (1955). Aux pages 227-228 on trouve sur les mots « causalité large » et « déterminisme » des commentaires qui permettraient de leur prêter un sens voisin de celui qui est proposé ici.
5. A. EINSTEIN. — Scient. papers, presented to M. Bohr, Oliver and Boyd (1953), p. 33.
6. M. BORN. — Continuity, Determinism and Reality, *Det. Kong. Dansk. Vid. Selsk.; Mat. fys. Bd* 30, 2 (1955). Dans ce mémoire, on trouvera, outre les calculs détaillés conduisant aux relations (7) à (9), une analyse très claire des différences entre la mécanique quantique et la mécanique classique statistique, considérées là comme indéterministes.
7. J.-W.-M. DU MOND and E.-R. COHEN. — *Rev. Mod. Phys.* 25, 691 (1953).
8. Référence (6), p. 11.
9. W. HEISENBERG. — *Z. Phys.* 43, 172 (1927).