

Réflexions sur l'espace et le temps, en physique classique et quantique¹

JEAN REIGNIER

Département de Mathématique, CP 217, Campus de la Plaine,
Université Libre de Bruxelles, 1050 Bruxelles ; e-mail : jreignie@ulb.ac.be

RESUME. L'espace et le temps sont des éléments essentiels de l'analyse que les humains font de leur environnement. Les paramètres associés à ces concepts se retrouvent dans les théories classique et quantique, presque de la même manière dans la *formulation* de ces théories, mais d'une manière très différente au niveau de notre *compréhension intuitive* de leurs résultats. Cet article tente d'expliquer pourquoi il en est ainsi, en analysant la façon dont certains principes de base sont introduits dans ces théories. Ces principes sont: la localisation dans l'espace, l'isolement d'un système, l'état d'un système isolé, la causalité. En analysant le problème de la localisation d'une entité microscopique, je montre que l'idée même de faire une expérience de localisation de ces entités doit faire l'objet d'une convention. Je donne un exemple où une même entité sera jugée localisée ou non-localisée selon l'expérience de localisation effectuée. Je discute aussi les idées de *temps* et de *durée* en physique quantique. Je montre que si la durée peut être convenablement définie pour un ensemble statistique de particules, il n'en va pas de même pour les particules prises individuellement.

ABSTRACT. Space and Time are essential ways by which humans think about their environment. The mathematical parameters associated with these concepts appear nearly in the same way in the formulation of both the classical and the quantum theories, but cer-

¹ Présenté au Colloque organisé par la Fondation Louis de Broglie, à l'Institut Henri Poincaré, Paris, les 1 et 2 décembre 2003.

tainly not any more at the level of our intuitive understanding of their results. This paper aims to explain why it can be so, starting from an analysis of the way some basic principles are introduced in these theories. These principles are: localisation in space, isolation of a system, state of an isolated system, and causality. The problem of quantum non-locality is analysed again. It is shown that localising a microscopic entity can depend on the kind of localising experiment one performs. I give an example of an entity which will be considered as localised or alternatively as non-localised, depending on the localising experiment. I also discuss the ideas of time and of duration in quantum physics. I show that if duration can be properly defined for a statistical set of particles, it is not so for the individuals.

1 Introduction

Depuis sa naissance au début du 20-ième siècle et jusqu'à nos jours, la physique quantique n'a pas cessé de poser de graves problèmes conceptuels aux physiciens, problèmes qui ont été repris comme en écho par certains cercles philosophiques. Il est immédiatement apparu que les mots et les images concrètes couramment utilisés pour notre description de situations physiques ne convenaient plus pour décrire ce que la physique quantique semblait nous révéler. La physique "classique" telle que développée au 19-ième siècle n'a jamais posé de tels problèmes. En usant des images et des mots du langage courant dans leur sens ordinaire, elle nous donne une représentation claire de la réalité physique. On comprend donc que les physiciens du début du 20-ième siècle aient été désarçonnés par la physique nouvelle. Voyons rapidement quelques exemples de ces situations paradoxales.

Parlons d'abord de la lumière. Comment doit-on se la représenter? Historiquement, les physiciens ont longtemps balancé entre les représentations contradictoires d'une onde et d'un flux de corpuscules. Mais dès la moitié du 19-ième siècle, à la suite des travaux de Fresnel et de Foucault, il semblait définitivement acquis que la lumière était de nature ondulatoire. La théorie de Maxwell et les travaux expérimentaux de Hertz en donnèrent même la version finale d'une onde de nature électromagnétique. Mais les travaux d'Einstein sur le rayonnement du corps noir montrèrent dans les années 1905-1909 que la lumière possédait *aussi et nécessairement* un aspect corpusculaire. Si les physiciens réussissent maintenant (au moins formellement) à concilier les deux points de vue, c'est à l'aide de véritables prothèses ma-

thématiques qui remplacent notre intuition défaillante. Nous commémorons aujourd'hui le 80-ième anniversaire d'une découverte qui concerne une histoire symétrique: celle de l'électron. Au début du 20-ième siècle, l'électron corpusculaire de Lorentz expliquait si bien tant de phénomènes que son statut de particule ne faisait aucun doute. Louis de Broglie a montré qu'il fallait *aussi* le considérer comme une onde. Une onde de L. de Broglie est maintenant associée à toutes les particules. La visualisation est peut-être encore plus difficile que pour le photon parce que ce dernier occupe une position tout à fait à part dans la soupe matière-énergie. Et si la plupart des physiciens adoptent indifféremment et fort correctement l'une ou l'autre image, selon le problème, bien peu de professeurs de physique se sentent à l'aise pour répondre aux étudiants qui osent les interroger sur la *vraie* nature des particules.

Une autre situation paradoxale apparaît en 1913 avec le modèle atomique planétaire de Bohr. Passons sur le fait que l'électron accéléré du modèle ne rayonnait pas; il gêne le physicien classique, mais pas notre intuition. Mais comment concilier les sauts quantiques avec notre intuition spatio-temporelle? Où se trouve l'électron quand il effectue cette transition? Et combien de temps dure-t-elle? La physique moderne n'a pas résolu ces paradoxes contre-intuitifs; elle les fait disparaître dans un formalisme abstrait, faisant à nouveau usage de ces prothèses mathématiques qui remplacent notre intuition.

La seconde naissance de la mécanique quantique, dans les années 1924-1930, a encore amplifié le divorce entre la physique formalisée et sa description basée sur l'intuition et le langage courant. Comment doit-on se représenter le mouvement d'un corpuscule si l'existence du quantum d'action lui interdit ontologiquement de posséder simultanément une position et une vitesse parfaitement déterminées?

Aujourd'hui, il est beaucoup question d'action à distance, de non-séparabilité, de non-localité, et même de non-existence du temps à l'échelle quantique. Que signifient ces mots au regard du langage courant? S'agit-il de science ou de sorcellerie?

Je me propose de réexaminer ces questions en focalisant l'attention sur nos relations avec l'espace et le temps, en séparant bien l'aspect intuitif nécessaire à notre "compréhension" du monde qui nous entoure, de l'aspect "formel" nécessaire à l'élaboration de nos théories. En vérité, si nous conservons en microphysique les attitudes mentales de notre représentation du monde macroscopique, c'est que nous ne pouvons guère faire autrement. Notre vie quotidienne, notre langage, notre longue évolution vers l'homo sapiens sapiens, sont autant de raisons qui nous font apparaître le principe de

la localisation des objets matériels comme une évidence. De même, toute évolution s'inscrit dans la durée et chaque événement semble résulter d'événements antérieurs; il y a toujours un aspect causal au déroulement des histoires. Dès lors, les théories qui respectent ces principes et dont l'archétype est la mécanique classique nous paraissent familières, logiques, parlantes. Tout au contraire, les théories qui s'en écartent nous paraissent étranges et posent des problèmes conceptuels.

Peut-on remédier à cet état de choses? Probablement pas complètement puisque le mode même de fonctionnement de notre cerveau semble y jouer un rôle important. Mais on peut à tout le moins essayer de mieux comprendre la difficulté et, en la connaissant mieux, se vacciner préventivement du rejet. Ouvrons les yeux sur ce que signifient les principes de la théorie classique connue et acceptée, et ouvrons les yeux sur ce que signifient les principes de la théorie quantique si dérangeante. Nous verrons tout d'abord que l'on retrouve dans la seconde une bonne part de ce qui se trouve aussi dans la première. Nous constaterons aussi que ce qu'on n'y retrouve pas pourrait bien être tout simplement l'une ou l'autre idée a priori que nous, les humains, tels que nous sommes, y avons imprudemment introduite.

2 A propos des principes de la mécanique classique

On sait que la formulation rationnelle des principes de la mécanique classique a fait l'objet de vigoureux débats au cours du 19-ième siècle. Tous les grands mécaniciens y ont apporté leur pierre. On trouvera une synthèse de ces discussions dans les travaux de Heinrich Hertz [11] et de Henri Poincaré ([16]; voir aussi [17]). En gros, Hertz et Poincaré distinguent trois schémas différents:

- Le schéma newtonien dont le cheminement historique est jalonné des grands noms d'Archimède, Galilée, Newton, d'Alembert et Lagrange; il se caractérise par l'acceptation a priori de quatre concepts fondamentaux : espace, temps, masse et force;
- le schéma énergétique, dérivé des travaux de Lagrange mais prenant son essor au 19-ième siècle avec Hamilton, Poisson et Helmholtz; il se caractérise par l'acceptation a priori de quatre concepts fondamentaux: espace, temps, masse et énergie;
- le schéma de Hertz qui rejette à la fois les a priori de la force et de l'énergie et les remplace par un usage généralisé du concept de liaison entre masses. Il fait ainsi l'économie d'un concept peu clair (force ou énergie) puisque ces liaisons (holonomes et non-holonomes) peuvent être formulées avec les seuls concepts d'espace et de temps.

L'analyse fine de Poincaré montre que, contrairement à l'opinion répandue et à ce que nous enseignons quotidiennement dans nos cours, les deux premiers schémas ne sont guère satisfaisants. En fait, ce sont respectivement les notions de force et d'énergie qui font problèmes. On doit les introduire d'une manière fort complexe où l'on mêle inextricablement définition, propriété et mesure. De plus, l'élégant schéma énergétique pêche par son manque de généralité: il ne peut pas aborder toutes les situations rencontrées en mécanique [problèmes des liaisons non-idéales (au sens de d'Alembert), des forces dissipatives, des liaisons idéales non-holonomes]. Quant au schéma de Hertz, s'il fait l'économie des concepts de force et d'énergie, il est obligé d'introduire des masses cachées hypothétiques, animées de mouvements inobservables. Et Poincaré de conclure [16]:

"On a exposé les principes de la Dynamique de bien des manières; mais jamais on n'a suffisamment distingué ce qui est définition, ce qui est vérité expérimentale, ce qui est théorème mathématique. Dans le système hertzien, la distinction n'est pas encore parfaitement nette, et, de plus, un quatrième élément est introduit: l'hypothèse. Néanmoins, par cela seul qu'il est nouveau, ce mode d'exposition est utile: il nous force à réfléchir, à nous affranchir de vieilles associations d'idées. Nous ne pouvons pas encore voir le monument tout entier: c'est quelque chose d'en avoir une perspective nouvelle, prise d'un point de vue nouveau."

C'est un peu dans cet esprit que je me propose de comparer les formulations de la mécanique classique et de la mécanique quantique, toutes deux étant considérées comme bien connues des lecteurs.

3 Principes fondamentaux de la mécanique classique et de la mécanique quantique

A – Du principe de localisation

La mécanique vise à décrire des objets matériels permanents dans un théâtre d'espace temps. Elle admet donc a priori l'existence d'objets matériels, et d'un cadre spatio-temporel². L'espace y est considéré comme eucli-

² Nos conceptions du cadre spatio-temporel ont bien entendu beaucoup évolué depuis le temps de Newton et de Kant. On peut reformuler la mécanique du point matériel dans le cadre de l'espace-temps de Poincaré-Minkowski et même dans le cadre plus général d'un espace-temps riemanien quelconque. Il est plus difficile d'étudier

dien à 3 dimensions et les objets matériels sont d'abord représentés comme des éléments géométriques de cet espace:

- le point matériel, représenté par sa position, c-à-d. 3 nombres après avoir fait le choix d'un système de coordonnées;
- le corps solide, représenté par sa position et son orientation, c-à-d. 6 nombres après avoir fait le choix d'un système de coordonnées;
- les systèmes formés de plusieurs éléments précédents.

Il arrive bien entendu que l'on restreigne l'espace par l'introduction de surfaces, de lignes ou de points fixes, qui définissent des liaisons. Nous n'aborderons pas cet aspect de la mécanique qui concerne des problèmes spécifiques et nous ne voulons examiner ici que les principes. Il est important de remarquer que, dès le départ, nous acceptons une modélisation du problème de l'évolution réelle des objets matériels. Le point ou le solide ne sont que des idéalizations: un solide est toujours un peu déformable, il a une forme, il a une couleur, il a une température (ce n'est pas pour rien que l'on chauffe une table de billard!). La mécanique constitue donc toujours une certaine schématisation de la réalité qu'elle veut décrire.

Le temps est considéré comme un paramètre extérieur que l'on divise et mesure par l'observation d'un mouvement de référence: pendule, mouvement de la terre, vibration atomique, tout ce qui peut segmenter le temps en intervalles que nous admettons égaux. Tous les phénomènes ou presque s'inscrivent dans la durée, ce qui va permettre de les étudier par des équations différentielles. Une exception importante (et que nous devons garder à l'esprit) est la mécanique des chocs: ce qui se passe quand un petit corps solide (même assimilé à un point matériel!) heurte une paroi, ou quand deux corps solides se rencontrent, est tellement complexe que son étude détaillée sortirait du cadre de la mécanique. On se contente donc d'une description très schématique: traitement par des équations différentielles avant et après le choc et une condition aux limites changeant brutalement les vitesses au moment du choc.

Venons en maintenant à un point important parce qu'il introduit une différence essentielle entre la mécanique classique et la mécanique quantique. Nous admettons que le point matériel possède à chaque instant une position que nous pouvons repérer, sans l'affecter, avec une précision arbitrairement élevée (axiome A). Il ne s'agit là, bien entendu, que d'une extrapolation de l'information que nous recevons par nos sens, en particulier par la vue. Même lorsque nous équipons nos sens de prothèses techniques sophistiquées

les systèmes de particules. On est très vite limité par la nécessité d'introduire aussi des champs de force entre ces particules.

qui permettent des mesures plus fines et plus rapides, se succédant plus fréquemment, nous ne situons les objets que d'une manière approchée et en des temps successifs. Mais nous procédons à un lissage de ces informations en vertu du postulat fondamental de l'existence d'une trajectoire continue dont l'observation est possible avec une précision arbitraire. Nous pouvons ainsi définir une fonction vectorielle $r(t)$. Moyennant un postulat de différentiabilité suffisante, nous associons à ce repérage continu les notions de vitesse $v(t)$, d'accélération $a(t)$, et s'il le fallait, des dérivées d'ordres supérieurs. C'est évidemment une construction mathématique qui, si elle devait être réalisée physiquement exigerait des observations successives et rapprochées, en précisant bien les conditions d'observation et en effectuant soigneusement des passages à la limite physique des valeurs moyennes observées. Conceptuellement, tout cela est possible. En pratique, le programme est réalisé d'une manière pleinement satisfaisante dans le domaine macroscopique. D'où, le caractère rationnel et vrai de la mécanique classique à cette échelle.

Mais que devient l'axiome A en mécanique quantique? Dès le début de la mécanique quantique, on a compris que l'observation d'un système physique, disons d'une particule, exigeait une certaine interaction entre l'objet observé et l'appareillage d'observation et que le minimum absolu d'une telle interaction était atteint par l'échange aléatoire d'un quantum d'action $h \approx 10^{-27}$ erg.sec. Dans ces conditions, Heisenberg a pu montrer que même si nous postulons l'existence ontologique d'une position continue et d'une vitesse continue, notre connaissance simultanée des deux quantités est limitée par des erreurs Δx et Δv corrélées par :

$$\Delta x \Delta v \geq h/m, \quad (1)$$

où m est la masse de la particule considérée. Cette contrainte physique est évidemment ridiculement négligeable dans le domaine macroscopique, mais devient prohibitive pour l'usage de la mécanique classique dans le domaine

microscopique³. Mais on peut aller plus loin dans l'analyse du problème de la cinématique dans le domaine microscopique. En fait, il n'existe aucune justification empirique pour l'existence d'une variable physique continue de position $r(t)$ d'un objet microscopique. Tout ce que nous pouvons garantir, c'est que d'instant en instant, nous pouvons observer la particule en tel ou tel endroit, avec d'ailleurs une incertitude dépendant de notre appareillage. Un bel exemple est donné par les traces laissées par les particules qui ionisent ici et là les atomes d'argent d'une émulsion photographique. Nous pouvons certainement construire une ligne polygonale allant de grain en grain; on pourrait la considérer comme une ébauche de trajectoire. Mais attention! Cette construction résulte d'un ajout mental hérité de la mécanique classique où en effet la construction est légitime. La mécanique quantique peut tout aussi légitimement contester cet héritage. Ces questions furent débattues au Conseil Solvay de 1927 et le grand physicien Lorentz s'opposa alors en ces termes au nouveau point de vue défendu par les jeunes fondateurs de la doctrine quantique (Cf. [13]):

"... Pour moi, un électron est un corpuscule qui, à un instant donné, se trouve en un point déterminé de l'espace, et si j'ai eu l'idée que à un moment suivant ce corpuscule se trouve ailleurs, je dois songer à sa trajectoire, qui est une ligne d'espace. Et si cet électron rencontre un atome et y pénètre, et qu'après plusieurs aventures il quitte cet atome, je me forge une théorie dans laquelle cet électron conserve son individualité; c'est-à-dire que j'imagine une ligne suivant laquelle cet électron passe à travers cet atome."

Lorentz exprime ainsi fort pertinemment la réaction instinctive de chacun d'entre nous. Mais, prenons y garde, des expressions comme "songer à sa trajectoire", "se forger une théorie", "imaginer une ligne" correspondent à une activité humaine qui vient s'ajouter au fait expérimental. Que cet ajout humain soit légitimé par le succès de la mécanique classique et par tout ce

³ Je serai fréquemment amené à utiliser les mots assez mal définis de macroscopique et de microscopique. Pour les objets matériels, je dirais que le caractère macroscopique subsiste à tout le moins tant que leur perception reste accessible à nos sens, et même à nos sens équipés d'appareillages relativement simples, comme un microscope optique par exemple. Une goutte d'eau de un micron dont la masse est de l'ordre de 10^{-12} gramme ressortit certainement encore du domaine macroscopique. Le microscopique concerne certainement les atomes et leurs constituants, ce qui nous amène dans une gamme de masses de 10^{-22} gr à 10^{-27} gr. La grande différence d'échelle entre ces exemples autorise un certain flou dans la définition. Mais la distinction peut parfois devenir fort délicate; en fait, elle ouvre aujourd'hui un intéressant domaine de recherches (physique mésoscopique).

que nous observons dans notre environnement macroscopique ne suffit pas pour justifier son extrapolation aux objets de la microphysique. À défaut d'une impossible observation de ces micro-objets en continu, nous devons nous demander s'il existe des expériences qui pourraient légitimer cette extrapolation. La réponse est malheureusement négative. Bien au contraire, il existe aujourd'hui des expériences qui peuvent s'interpréter en admettant qu'entre deux observations, il n'est pas légitime d'attribuer une place bien définie aux objets de la microphysique. Je reviendrai là dessus plus loin (Cf. § Non-localité)

Nous nous trouvons donc devant deux attitudes profondément différentes quant à l'axiome de la localisation spatiale des objets (axiome A), selon que l'on adopte le schéma classique ou le schéma quantique. Il va de soi que dans ces conditions, les autres axiomes de base des deux théories risquent aussi d'être profondément différents.

Dans le schéma classique, les objets (en particulier les corpuscules) occupent en permanence une place dans l'espace, place dont nous pouvons suivre l'évolution continue sans l'affecter en quelque manière que ce soit; nous admettons en plus une certaine différentiabilité de cette trajectoire, ce qui nous permet de définir une vitesse et une accélération, sauf éventuellement en des points exceptionnels (rencontre d'une contrainte, choc, point de branchement d'une trajectoire, etc.);

Les schémas quantiques conservent une partie de la réalité classique. Il subsiste d'abord l'affirmation de la permanence du corpuscule . De plus, les différentes interprétations s'accordent sur le point suivant: à tout volume de l'espace et à chaque instant, on peut associer la probabilité d'y détecter la particule, dans l'éventualité où l'on y opérerait une expérience de détection (laquelle consiste généralement en un apport d'énergie de la particule suffisant pour y provoquer le déclenchement d'un détecteur). Mais l'opinion des physiciens reste divisée sur la question de l'existence réelle d'une position $r(t)$ comme en mécanique classique (n'oublions pas qu'il s'agit d'un ajout humain et qu'il faut "se forger une théorie").

i) La plupart des physiciens adoptent le point de vue dit "de Copenhague" pour qui la question est purement métaphysique et ne doit pas apparaître dans une théorie réaliste. Si l'on fait une expérience de détection de la particule à un instant donné et dans un volume donné, la réponse sera simplement oui ou non, et c'est la seule information dont nous avons à tenir compte pour le futur et pour le passé: la particule y était à ce moment là, ou bien elle n'y était pas! S'interroger sur sa place réelle à un autre instant du futur ou du passé sans expérimenter ressortit de la métaphysique. Bien entendu, on doit tenir compte de l'information ainsi recueillie pour calculer les probabilités de

détection future. Ce point de vue a été admirablement exposé par Louis de Broglie dans plusieurs livres (Cf. par exemple [5], p.136 et suivantes.) avant qu'il ne change d'avis et se rallie à la théorie alternative.

ii) Un certain nombre de physiciens adoptent maintenant un point de vue moins radical, que l'on appelle généralement "l'interprétation de Broglie-Bohm-Vigier". La particule aurait réellement à chaque instant une position et une vitesse bien définies, mais celles-ci nous sont généralement inconnes, sauf lors d'une détection (où l'on retrouve d'ailleurs les limitations de Heisenberg). Ce qui est toujours connu c'est, comme dans l'interprétation orthodoxe, la probabilité de détection dans un volume quelconque de l'espace. La difficulté de déterminer une trajectoire vient du fait que la vitesse est à chaque instant déterminée par la position et par l'onde associée à la particule, cette onde créant par ailleurs un champ de forces supplémentaire appelé potentiel quantique. Il faut de plus admettre qu'à la différence du cas de la mécanique classique, l'ensemble des positions initiales possibles n'est pas entièrement libre: il est statistiquement contraint par la fonction d'onde initiale.

Je vais interrompre momentanément ces considérations (sur lesquelles je reviendrai plus tard), pour introduire un nouvel élément essentiel de notre approche de la réalité physique.

B – Du principe d'isolement

Ce deuxième principe restreint singulièrement le champ d'application de la mécanique classique en admettant qu'on ne l'utilisera que pour des systèmes isolés. On admet donc qu'il est possible de distinguer et d'étudier en détail une fraction minuscule de l'univers en négligeant tout le reste ou en n'en tenant compte que par une paramétrisation très simple posée empiriquement a priori. C'est ce que l'on appelle "isoler un système". Ce principe est évidemment une nécessité pratique, mais au delà de cette nécessité, il définit une attitude philosophique qui caractérise l'activité scientifique et la distingue de la magie, de l'astrologie et autres activités plus ou moins "paranormales". Strictement parlant, nous ne pouvons jamais parfaitement isoler un système, mais nous pouvons toujours le faire avec une "certaine approximation"; tout est donc question de précision. Considérons par exemple le problème de décrire la chute d'un homme qui sauterait du haut d'un building. Une première approximation consisterait à l'assimiler à un point matériel tombant dans le vide et dans un champ gravifique constant. Une meilleure approximation va consister à tenir compte du "reste du monde", en l'occurrence de l'air ambiant, et de le paramétriser en introduisant un coeffi-

cient de frottement; si le building est très élevé, on peut aussi songer à introduire une petite variation du champ gravifique. Le système est toujours isolé, au sens de la physique, mais on tient compte du reste du monde par une paramétrisation très simple. Mais, si l'homme se met à gesticuler, s'il est équipé d'un parapente et s'il l'utilise pour diriger sa chute, la "qualité" du problème change: le système devient un homme articulé d'une manière complexe et l'air ambiant, et la description d'un tel système ne ressortit plus de la simple mécanique du point. On peut multiplier ces exemples à l'infini: le principe selon lequel la physique s'occupe de systèmes isolés représente toujours un compromis qui tient compte de la précision que l'on souhaite atteindre et de notre capacité à aborder un problème dans toute sa complexité, la règle générale étant en effet que:

au mieux nous tenons compte du monde extérieur, en améliorant sa paramétrisation ou en incluant certaines de ses composantes dans le système, au plus la complexité du problème grandit et au moins nous sommes capables de le résoudre.

La mécanique quantique doit évidemment tenir compte de ce principe d'isolement. Mais elle rencontre ici une difficulté fondamentale au moment où l'on doit passer de la description probabiliste avec ses valeurs potentielles à la réalité concrète donnée par l'opération de mesure. La mesure requiert l'intervention d'un appareillage qui interagit avec le système, lequel cesse d'être isolé et donc, d'être descriptible par le modèle et les règles utilisés entre les mesures. Pour résoudre cette difficulté, on n'a guère d'autre choix que l'alternative suivante:

- soit garder les règles générales utilisées pour un système quantique isolé (en l'occurrence l'équation de Schroedinger), mais en incorporant l'appareil dans le système;
- soit admettre de nouvelles règles!

Une description détaillée de l'ensemble {système plus appareillage} au niveau microscopique par une équation de Schroedinger serait un problème formidable et d'une difficulté prohibitive. Elle serait du même ordre de difficulté que l'étude de l'évolution mécanique détaillée des molécules d'une mole de gaz. Alternativement, on pourrait tenter de représenter l'appareil d'une manière ultra-simplifiée, en le réduisant à un système quantique à un très petit nombre de degré de liberté; mais dans ce cas, on ne sortirait pas du domaine des prédictions probabilistes des systèmes à un petit nombre de degré de liberté. Bref, jusqu'à présent, cette approche s'est révélée être une impasse.

L'alternative d'admettre de nouvelles règles n'est guère plaisante. Elle s'apparente à un renoncement, à un empirisme provisoire qui doit à tout le moins satisfaire à deux exigences:

- primo, ne pas briser le cadre général de la discussion de façon à ce que l'épisode de la mesure ne soit pas incompatible avec un "avant" et un "après" où les règles usuelles de description quantique du système isolé considéré sont en vigueur;
- secundo, conduire à des résultats empiriquement corrects.

On sait comment la mécanique quantique a pu satisfaire à la première condition dans le cadre mathématique de l'espace de Hilbert associé au système isolé en identifiant l'évolution du système hors de la mesure à une transformation unitaire (équation de Schroedinger) et l'évolution du système au contact de l'appareillage à une projection orthogonale (réduction du paquet d'ondes). On sait aussi que cette solution s'est révélée empiriquement correcte!

Il est à noter que ce second mode d'évolution est à proprement parlé "hors du temps", et non pas "instantané" comme on le dit souvent. Le temps est en fait "aboli" pour le système considéré (pas pour nous!); la mesure est un épisode qui se situe entre deux situations où le temps est pleinement significatif pour le système: c'est le paramètre associé à la transformation unitaire continue décrivant l'évolution. Pendant l'opération de mesure, alors que pour nous le temps s'écoule, aucun paramètre continu de ce genre ne peut être associé au système complexe formé de l'ancien système isolé et de l'appareillage, ni à aucune de ses parties. Pour le système, on a donc réduit le temps à un "avant" et un "après" et on a aboli la notion de "pendant".

Remarquons que cette situation n'est guère différente de ce que la mécanique classique pratique couramment dans sa représentation des chocs. Les chocs presque parfaitement élastiques d'une bille de billard contre une bande sont décrits hors du temps, par une réorganisation des conditions cinématiques et non par une dynamique où l'on introduirait aussi le mouvement, même schématisé, du caoutchouc de la bande.

Dans ces conditions, je ne vois personnellement rien de choquant à ce double mode d'évolution adopté dans des conditions bien précises par la mécanique quantique et j'ai la conviction qu'elle nous donne une représentation "vraie" du monde, au moins dans le sens énoncé par H. von Helmholtz (cité d'après [8], Ch 1):

"Nos représentations du monde extérieur sont vraies quand elles nous donnent une indication suffisante des conséquences de nos actes par rapport à ce monde extérieur et nous permettent de tirer des conclusions exactes sur les modifications que nous devons en attendre".

En mécanique classique, on admet qu'un système d'objets matériels est isolé quand il est suffisamment éloigné des autres objets matériels de l'univers, l'isolement étant d'autant mieux réalisé que la distance est plus grande. C'est ainsi que les parties éloignées d'un système isolé deviennent à leur tour des systèmes isolés (les autres parties devenant alors un élément extérieur représenté par une paramétrisation simple). Cette réalisation pratique de systèmes isolés, dont l'efficacité a été vérifiée avec une très grande exactitude sur les objets macroscopiques, est devenue une des clés de notre compréhension de notre environnement. Cette approche est-elle encore valable pour les objets de la microphysique? La réponse doit être nuancée. S'il s'agit de la distance "physiquement réalisée", c-à-d. après détection des particules dans des régions éloignées de l'espace, il me paraît clair que le principe d'isolation par l'éloignement des parties doit être valable, car le contraire entraînerait des difficultés quant à sa validité pour les objets macroscopiques. Par contre, s'il s'agit de la distance représentée par les coordonnées des particules dans la fonction d'onde, c-à-d., de la distance qui concerne l'estimation des probabilités de présence, alors l'éloignement n'est pas une condition suffisante pour que les parties "éloignées" d'un système deviennent des systèmes isolés. C'est le cas quand la fonction d'onde est "factorisée" entre ces parties, ce ne l'est pas pour les états dits "brouillés" (les fameux "entangled states" de Schroedinger) qui sont des combinaisons linéaires d'états factorisables. Toutes les expériences de corrélations effectuées ces 25 dernières années l'ont amplement prouvé. De plus, Th. Durt a récemment démontré que, si l'on part d'une situation correspondant à deux systèmes isolés, par exemple après la détection de deux particules en des lieux éloignés l'un de l'autre, la moindre interaction existant entre ces particules fait immédiatement évoluer le système vers un état brouillé où les particules perdent leur individualité [9].

C – De l'état d'un système isolé

Une des idées les plus fertiles que la mécanique classique a donné à la physique est celle de *l'état*, à un *instant donné*, d'un *système isolé*. Par définition, il s'agit d'un ensemble de données indépendantes qui constituent une base suffisante pour déterminer à cet instant toutes les propriétés physiques du système envisageables dans le cadre de la théorie en question. Qu'une notion d'état puisse exister résulte de simplifications qui sont heureusement possibles dans de nombreux chapitres de la physique, mais qui ne le sont pas nécessairement dans d'autres disciplines. Depuis Galilée, on sait que l'état mécanique d'un système de N particules est l'ensemble $\{ r_i, v_i ; i = 1,$

...N} des positions et des vitesses à l'instant considéré; si le système contient des corps solides, il faut pour chacun d'eux ajouter une information concernant son orientation et sa rotation instantanée. La simplification est évidente: certaines propriétés physiques auxquelles on peut songer, comme par exemple la couleur ou le contenu calorifique d'un solide, échappent à cette description par l'état mécanique. D'autre part, en pratique, le nombre de constituants doit rester très limité: l'état d'une quantité infime d'un gaz ne saurait être cet état mécanique; on le remplace par un état statistique ou par un état thermodynamique qui nous donnent effectivement des informations sur certaines propriétés du gaz vu comme un tout. Enfin, la notion d'état peut même n'être qu'une chimère, comme quand les cosmologistes nous parlent de l'état de l'Univers à un instant donné, ou quand des experts d'autres sciences nous parlent de l'état d'un organisme vivant, ou de l'état d'une population.

Pour en revenir à la mécanique d'un système de corpuscules, on voit immédiatement comment cette notion d'état nous conduit aux équations différentielles de la mécanique: puisque l'accélération de chaque particule est une grandeur physique objective du système, elle doit être une certaine fonction de l'état, c-à-d. de l'ensemble des positions et des vitesses au même instant⁴ :

$$\forall i = 1, 2, \dots, N \quad : \quad a_i(t) = f_i[\{ r_k(t), v_k(t); k = 1, \dots, N \}; t], \quad (2)$$

la dépendance explicite en le temps correspondant, le cas échéant, à une paramétrisation simple et explicite du monde extérieur au système. Quand la forme explicite de ces fonctions d'accélération f_i est connue, on obtient le système d'équations différentielles ordinaires de la mécanique classique :

$$\forall i = 1, 2, \dots, N \quad : \quad \begin{aligned} \frac{dr_i}{dt} &= v_i, \\ \frac{dv_i}{dt} &= f_i. \end{aligned} \quad (3)$$

Ces équations différentielles (newtoniennes), complétées par la donnée d'un état initial, sont l'expression évidente du principe de causalité. Le pré-

⁴ Je rappelle que mon approche est non relativiste. Dans le cas relativiste, il faudrait introduire des champs qui exprimeraient le retard de la propagation de l'interaction. Le problème n'est pas encore résolu d'une manière satisfaisante mais seulement par perturbation.

sent détermine le futur et le passé! Du moins en théorie! Il faut en effet encore affronter de nombreuses difficultés: une modélisation correcte (mais forcément approximative) des fonctions f_i , une "bonne" connaissance de l'état initial, et des méthodes d'intégration efficaces. Chacun sait que, mis à part quelques cas simples, on est en général bien loin d'atteindre ce déterminisme de principe.

Il est à noter que cette présentation de la mécanique classique par la notion d'état galiléen répond assez bien à la critique de Poincaré rappelée au début de cet article. Tout ce que nous pouvons dire de général sur la modélisation des fonctions d'accélération est maintenant de nature expérimentale. On peut bien, si l'on veut, appeler certaines de ces règles générales "principes secondaires" mais cela n'enlève rien à leur origine profonde qui est l'expérience. J'en donne une brève présentation en Appendice, dans le cadre newtonien sans liaisons (voir aussi [22]).

On peut de même, aujourd'hui, formuler les équations de la mécanique quantique à partir d'une notion d'état. Bien entendu, cet état quantique doit être profondément différent de l'état classique puisqu'il ne peut pas reposer sur la réalité d'une trajectoire physique des corpuscules. Cette notion d'état quantique n'est pas apparue immédiatement mais on peut suivre son émergence dans les travaux des pionniers, de 1923 à 1929. Dans les travaux originaux de L. de Broglie et de E. Schroedinger, il est question d'une fonction d'onde qui représente réellement la particule dans l'espace ordinaire. On pouvait la considérer, à la Schroedinger, comme une distribution spatiale de la masse et de la charge de la particule; on pouvait aussi y voir une sorte de vibration de l'éther, mais l'éther n'était déjà plus en odeur de sainteté parmi les physiciens. De toute manière, l'extension de la théorie aux systèmes de corpuscules a rapidement éliminé ces images réalistes puisque l'onde associée évolue dans l'espace abstrait des configurations. L'interprétation probabiliste de la fonction d'onde impose qu'elle soit de carré sommable, c-à-d. pour le mathématicien qu'elle soit un élément de l'espace fonctionnel $L_2(\mathbb{R}^3)$ s'il s'agit d'une seule particule, $L_2(\mathbb{R}^{3N})$ s'il s'agit d'un système de N particules. L'étape suivante est inductrice. Elle a été franchie par Dirac et Von Neumann: dans une théorie générale, l'objet mathématique qui représente l'état sera un vecteur normé d'un espace de Hilbert⁵. Les espaces fonctionnels $L_2(\mathbb{R}^3)$ et $L_2(\mathbb{R}^{3N})$ introduits précédemment en sont des représentations commodes pour les problèmes considérés. Elles sont commodes parce qu'elles conservent un rôle privilégié à la variable de position des particules,

⁵ En fait, un "rayon", c-à-d, un vecteur normé défini à une phase près.

ce qui facilite la description de l'interaction par une fonction "potentiel", comme en mécanique classique. Dans le même esprit, pour un système de N particules de spin $1/2$, on adopterait l'espace $\prod_{i=1,\dots,N} \otimes [L_2(R^3) \otimes C^2]_i$.

On remarque que, tout comme en mécanique classique, le paramètre temps (notre temps) reste extérieur à cette représentation de l'état. Il n'intervient qu'au niveau de l'évolution dynamique du système que l'on souhaite représenter en accord avec le **principe de causalité** : l'état doit évoluer continûment à partir d'un état initial. Il est à noter que nous faisons ici un choix décisif puisque nous privilégions le principe de causalité de l'évolution d'un système isolé, ce qui signifie l'abandon de l'idée même d'un saut quantique. Il n'y a pas de problème à admettre un autre schéma d'évolution dans le cas de la mesure, puisque le système n'est plus isolé. Mais le problème de la désintégration spontanée d'un système isolé va constituer une difficulté dès lors que nous décidons d'adopter une évolution continue. Quoi qu'il en soit, le problème mathématique de représenter l'évolution continue d'un vecteur normé dans un espace de Hilbert a une réponse univoque: il s'agit d'une transformation unitaire continue à laquelle correspond une équation différentielle:

$$i \frac{d\psi_t}{dt} = A\psi_t \quad (4)$$

où A est un opérateur auto-adjoint de l'espace de Hilbert. De nombreuses raisons, tant empiriques que de principe, ont conduit les physiciens à admettre que l'opérateur A est, à un facteur $\hbar/2\pi$ près, la transcription en tant qu'opérateur et selon un code formel bien établi du hamiltonien H de la description classique du système. On obtient ainsi l'équation de Schroedinger généralisée à un système quantique quelconque:

$$i \frac{\hbar}{2\pi} \frac{d\psi_t}{dt} = H\psi_t. \quad (5)$$

Parmi les nombreuses "bonnes raisons" qui conduisent à cette identification, je citerai :

- l'identification de cette équation à celle de Schroedinger pour un système de particules, dans la représentation $L_2(R^{3N})$, avec substitution formelle de l'opérateur $(\hbar/2\pi i)$ **grad**_k pour l'impulsion **p**_k de la particule k ($k=1,\dots,N$);

- le théorème d'Ehrenfest qui montre que, avec ce choix, les valeurs moyennes des grandeurs évoluent selon le schéma classique;
- le théorème de Noether qui veut que dans une approche de Lagrange-Hamilton, l'hamiltonien soit le générateur des translations dans le temps;
- le principe de correspondance de Bohr qui veut qu'un passage à la limite $\hbar \rightarrow 0$ (judicieusement effectué!) redonne le comportement classique;
- et par dessus tout, les nombreux succès que cette substitution formelle a rencontré dans les applications.

Bien entendu, quand on écrit une équation de Schroedinger, la référence à un système classique n'est pas obligatoire. On peut parfaitement écrire des hamiltoniens qui n'ont pas de correspondant classique (systèmes de spins, par exemple). De même, on n'est pas obligé d'utiliser les espaces $L_2(\mathbb{R}^3)$ faisant référence aux coordonnées de position des particules (Cf. l'exemple de l'oscillateur harmonique où l'on peut privilégier une représentation en niveaux d'énergie). Mais l'usage de la coordonnée de position classique est souvent commode parce qu'elle facilite l'intuition, notamment en relation avec la représentation de l'interaction par un potentiel.

Dans le cadre classique, la détermination de l'état initial correspond à la mesure simultanée de la position et de la vitesse de chaque particule. Il est à noter que, quoi que l'on fasse, cette mesure ne peut s'effectuer avec une précision absolue; l'intégration des équations différentielles du mouvement fournit alors un tube de trajectoires dans l'espace des configurations, et l'une d'elles est la trajectoire vraie. L'état quantique initial est déterminé par une expérience de mesure d'une ou de plusieurs grandeurs, ce qui par le mécanisme de projection sélectionne un état correspondant. Ici aussi, l'erreur intrinsèque associée à l'appareil de mesure peut intervenir. C'est notamment toujours le cas si la mesure correspond à une grandeur à spectre continu, comme la position ou l'impulsion. La mesure sélectionne alors un certain vecteur dans le sous-espace des vecteurs compatibles avec le résultat de la mesure. Si l'on recommence l'expérience, on sélectionnera en règle générale un autre vecteur de ce sous-espace. L'intégration de l'équation de Schroedinger fournit alors un tube de trajectoires dans l'espace de Hilbert au lieu d'une trajectoire unique. Comme les prédictions quantiques ne sont que probabilistes et concernent des valeurs moyennes correspondant à la répétition d'expériences identiques, il vaut parfois mieux tenir compte de cet effet de tube directement dans la théorie. C'est pourquoi certains physiciens préfèrent utiliser un formalisme un peu plus sophistiqué où le vecteur d'état est remplacé par un opérateur de projection appelé "matrice de densité d'états". On pourrait d'ailleurs procéder de la même façon en théorie classique pour tenir compte des incertitudes dans la connaissance de l'état initial. L'analogie

classique-quantique est alors encore plus explicite. Toutefois, il est bon de se souvenir que la mécanique quantique est fondamentalement indéterministe et ne peut prévoir que des probabilités. C'est pourquoi je continue à donner la préférence à une présentation basée sur le vecteur d'état plutôt que sur l'opérateur densité qui incorpore directement les deux types d'incertitude.

4 Non localité

Revenons maintenant au problème de la localisation des objets de la microphysique. J'ai exposé précédemment les deux points de vue:

- celui de la mécanique classique pour qui un corpuscule possède à chaque instant une position et une vitesse lesquelles existent donc ontologiquement;
- celui de la mécanique quantique pour qui une position (ou alternativement une vitesse) n'existe que lorsqu'elle est attestée par une détection c-à-d. une interaction avec un appareillage macroscopique localisé.

J'ai aussi présenté brièvement le point de vue intermédiaire de l'interprétation quantique de Broglie-Bohm-Vigier pour qui une position et une vitesse existent à chaque instant mais restent inconnues en dehors d'une détection par un appareillage macroscopique qui déterminera soit l'une, soit l'autre. Le point de vue classique nous apparaît comme celui du bon sens parce qu'il traduit notre réalité quotidienne. Le point de vue quantique est une réalité formelle qui nous paraît assez étrange mais qui n'est pas contredite par l'expérience. Ce problème est au centre de l'oeuvre de Louis de Broglie et l'évolution de son point de vue ainsi que les raisons profondes qui l'ont guidé sont exposés en détail dans ses écrits. L. de Broglie insiste sur le fait "... que les trains d'ondes sont toujours limités et que nous ne pouvons faire d'observations ou de mesures sur la réalité microphysique que par l'intermédiaire des phénomènes macroscopiques observables déclenchés par l'action locale d'un corpuscule." ([7], préface) Il franchit un pas supplémentaire quand il y joint la nécessité de l'idée d'une localisation permanente des corpuscules afin d'en obtenir une image claire (idem). Ce point de vue n'est guère contestable, encore que les deux propositions ne relèvent pas du même degré d'objectivité. La première énonce une réalité physique; la seconde peut s'interpréter comme le constat d'une limitation de l'esprit humain à imaginer certains aspects de la nature. D'ailleurs, cette image claire d'une localisation permanente des corpuscules correspond à une extrapolation vers une échelle extrêmement petite de nos représentations macroscopiques; et rien ne nous assure qu'un tel changement d'échelle peut se faire impunément, sans altérer la réalité physique de ce que nous appelons corpuscule. Pouvons nous par exemple changer d'échelle au point de ramener le spin d'une particule (d'un

électron, d'un photon ?) à la rotation d'un corps solide ? En fin de compte, ce qui est essentiel, c'est d'adopter sur ces questions un point de vue en accord avec l'expérience (en particulier, avec le premier constat de L. de Broglie sur les trains d'ondes), même si la réalité physique ainsi reconstruite n'est plus l'image claire que nous donnerait une extrapolation de nos visions macroscopiques.

Commençons par nous demander ce que nous entendons par "localité". À mon sens, la notion de localité à laquelle nous sommes attachés recouvre au moins trois degrés de complexité, qui correspondent à trois niveaux différents de l'évolution de la pensée:

- Au niveau le plus primitif, que nous partageons certainement avec une grande partie du règne animal, la localité se ramène à constater qu'il faut bien qu'un objet donné soit quelque part! On peut l'isoler et le suivre dans ses déplacements. Cette localisation primitive s'est prodigieusement développée chez l'homme qui en a induit sa notion d'espace et de distance entre les objets! (Cf. Kant: "L'espace est une représentation a priori qui sert de fondement à toutes nos intuitions extérieures. On ne peut jamais se représenter qu'il n'y ait pas d'espace, quoique l'on puisse bien penser qu'il n'y ait pas d'objets dans l'espace. Etc." [12]). Cette notion primitive, complétée par la notion d'espace et de distance, constitue la localité "géométrique".
- À un niveau plus élaboré, on trouve la localité "newtonienne": des objets séparés (au sens de la localité géométrique) peuvent interagir, mais cette interaction doit décroître en intensité quand la distance entre les objets augmente. Cette localité newtonienne nous a permis d'analyser les phénomènes parce qu'elle nous permet d'isoler des systèmes du reste de l'univers, de négliger l'influence des objets lointains. La contester au niveau macroscopique tout en maintenant la localité géométrique ressortit à une sorte de pensée magique qui malheureusement fleurit encore dans nos sociétés (astrologie, envoûtement, etc.).
- À un niveau encore plus évolué, on trouve la localité "einsteinienne" qui complète la localité newtonienne en introduisant la notion d'une durée nécessaire à la propagation des actions physiques à distance. Dans l'espace-temps de Poincaré-Minkowski, des régions séparées par une "distance du genre espace" ne peuvent pas interagir.

En physique classique, on considère qu'une entité est géométriquement localisée dans un volume Ω de l'espace quand il est possible d'y détecter la totalité de l'une ou l'autre des propriétés physiques de cette entité, comme par exemple, sa masse, son contenu énergétique, sa charge électrique, son moment magnétique propre, etc. C'est clairement le cas pour un corpuscule,

pour un solide, mais aussi pour des systèmes plus complexes formés de plusieurs de ces éléments de base, et aussi pour les trains d'ondes limités. Mais la physique classique admet aussi la localité newtonienne: quand une entité est ainsi localisée dans un volume Ω , il est non seulement impossible de la localiser (dans le même sens) dans un autre volume Ω' disjoint de Ω , mais il est tout aussi impossible d'agir sur cette entité, de modifier son futur immédiat, en usant d'appareillages macroscopiques dont la portée est limitée à des volumes Ω', Ω'', \dots , disjoints de Ω . C'est la stricte équivalence classique entre les deux propositions simples:

- "si l'entité est ici, elle n'est pas ailleurs",
- "si l'entité est ici, je ne peux pas agir sur elle, maintenant, à partir d'un ailleurs suffisamment éloigné".

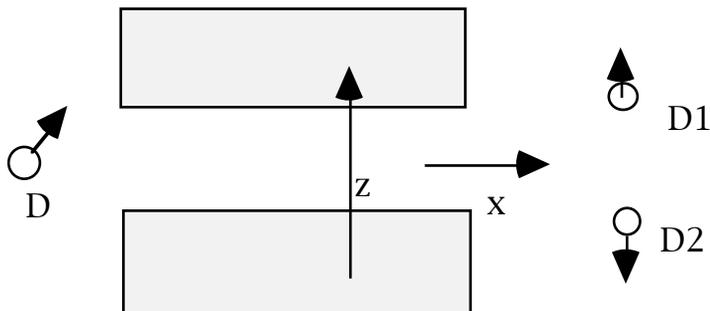
Classiquement, la localité géométrique et la localité newtonienne sont imbriquées l'une dans l'autre.

La non localité quantique sous la forme d'action à distance pour deux particules dans un état brouillé a été bien mise en évidence dans les années 1970-1980 par des expériences de corrélation de spin de photons (Cf. par exemple [2], [1]). Je voudrais maintenant discuter une expérience de pensée qui illustre deux aspects de la non-localité quantique:

- d'une part l'ambiguïté qui peut exister sur la notion de détection dans le domaine quantique,
 - d'autre part l'action à distance,
- et cela sur le cas d'une seule particule à spin.

Je considère une particule de spin 1/2 et de moment magnétique propre μ (un atome d'argent, par exemple), préparée dans un état localisé (un petit train d'ondes gaussien par exemple) et de spin déterminé. Le train d'ondes se propage avec une vitesse relativement bien déterminée $v = (v \pm \Delta v) \mathbf{1}_x$, vers un aimant de Stern-Gerlach aligné selon cette vitesse et dont la partie constante du champ magnétique définit la direction z du trièdre de référence. On doit considérer que cette description de l'état initial concerne une région macroscopique assez petite appelée D sur la figure ci-dessous (quelques millimètres cube, par exemple). Le paquet d'ondes est lui même beaucoup plus petit que D . Pour rappeler que le paquet d'ondes évolue à un moment donné dans cette région macroscopique D , j'utiliserai la notation $\Psi_D(x,t)$ pour sa partie spatiale; le spin est représenté par le spineur (a,b) des composantes relatives à l'axe z . Derrière l'aimant de Stern-Gerlach, je considère deux autres petites régions macroscopiques $D1$ et $D2$ qui sont situées sur les trajets que les deux parties du train d'ondes vont suivre après leur séparation par le Stern-Gerlach; ces régions sont macroscopiquement séparées. Je sup-

pose que ces petites régions sont quand même suffisamment volumineuses pour que l'on puisse y installer des appareils de mesure.



Je considère deux types de mesure:

- soit une mesure ordinaire de détection de la particule, par un apport d'énergie dans l'appareil;
- soit une mesure qui consiste à vérifier par précession de Larmor autour d'une direction quelconque que l'entière du moment magnétique est bien présente dans le volume.

Il est clair que dans la vision classique qui sert de base à notre intuition, une détection vaut l'autre.

Dans le cas d'une mesure de détection par apport d'énergie, on constatera que la particule se trouve soit dans D1, soit dans D2, les deux possibilités étant mutuellement exclusives. Si l'on répète l'expérience de nombreuses fois avec toujours la même préparation initiale, la réponse sera alternativement D1 ou D2, d'une manière aléatoire, mais le rapport des nombres de détection dans D1 et D2 sera donné par le carré du rapport des composantes de spin de l'état initial:

$$\Psi_0 = \Psi_D(x,t) \otimes (a,b) \quad , \quad (6)$$

$$\frac{N_{D1}}{N_{D2}} = \left| \frac{a}{b} \right|^2 \quad (7)$$

Jusqu'ici, l'expérience de pensée n'est en fait que du Stern-Gerlach quantique habituel, bien vérifiée de nombreuses fois par l'expérience réelle, et parfaitement compréhensible dans toutes les interprétations de la théorie.

Dans le cas d'une détection par précession magnétique, j'admettrai qu'il est possible d'installer un champ magnétique homogène et constant dans chacune des régions D1 et D2, dont l'action ne s'étend pas en dehors de cette région et qui peut être activé ou éteint. L'intensité du champ magnétique est calculée de façon à ce que la rotation de Larmor soit juste égale à 2π sur le temps que le train d'ondes met pour traverser la région. Je rappelle que dans une précession de Larmor, la partie spatiale de la fonction d'onde n'est pas modifiée; de plus, une rotation de 2π autour d'une direction quelconque se traduit par un simple changement de signe du spineur concerné. J'appelle $\Psi_F(x,t)$ la fonction d'onde finale, toujours décomposée en deux paquets distincts, après le passage des régions D1 et D2.

Envisageons maintenant quatre possibilités d'expériences et les fonctions d'onde qui en résultent : $\Psi_{F,k}$ ($k=1,..4$).

1- D1 et D2 sont inactifs:

$$\Psi_0(x,t) \rightarrow \Psi_{F,1}(x,t) = a \Psi_{D1}(x,t) (1, 0) + b \Psi_{D2}(x,t) (0, 1)$$

2- D1 actif et D2 inactif:

$$\Psi_0(x,t) \rightarrow \Psi_{F,2}(x,t) = -a \Psi_{D1}(x,t) (1, 0) + b \Psi_{D2}(x,t) (0, 1)$$

3- D1 inactif et D2 actif:

$$\Psi_0(x,t) \rightarrow \Psi_{F,3}(x,t) = a \Psi_{D1}(x,t) (1, 0) - b \Psi_{D2}(x,t) (0, 1)$$

4- D1 et D2 sont actifs:

$$\Psi_0(x,t) \rightarrow \Psi_{F,4}(x,t) = -a \Psi_{D1}(x,t) (1, 0) - b \Psi_{D2}(x,t) (0, 1)$$

Bien entendu, comme l'état quantique n'est défini qu'à une phase près, les fonctions d'ondes finales 1 et 4 représentent un même état quantique Ψ , et les fonctions d'ondes finales 2 et 3 représentent aussi un même état quantique Ψ' , mais ces deux états Ψ et Ψ' ont clairement des propriétés différentes. Le point important est que l'on obtient le même résultat physique Ψ' en opérant indifféremment en D1 ou en D2; on peut même compenser l'action exercée en D1 par une action similaire exercée en D2 (même état Ψ).

En quoi cette expérience de pensée apporte-t-elle une contribution à notre discussion de la localité. Tout d'abord, nous voyons que décider du lieu où se trouve une entité microscopique doit faire l'objet d'une convention. Il n'est plus vrai que, à l'instar du cas classique, la détection locale de l'entiereté de l'une ou l'autre des grandeurs associées à cette entité suffise à la localiser: selon que nous considérons l'énergie ou le moment magnétique la réponse est différente. Si nous choisissons l'énergie, la particule est en D1 ou en D2, et ces localisations sont mutuellement exclusives. Si nous choisissons le moment magnétique, la particule est à la fois en D1 et en D2, elle est donc

non locale. Bien entendu, les partisans d'une localisation à tout prix (la théorie de Broglie-Bohm-Vigier, par exemple) peuvent répondre que la "vraie localisation" concerne l'énergie, et que le moment magnétique relève de la fonction d'onde qui est effectivement délocalisée. Mais à quoi peut bien leur servir cette image classique d'un corpuscule localisé mais qui abandonne ses propriétés magnétiques à une structure non locale? Le potentiel quantique avait déjà obligé la théorie à renoncer à la localité newtonienne pour ne conserver que la seule localité géométrique. Il faut maintenant repenser cette notion de localisation géométrique, puisque certaines propriétés de l'objet, classiquement corpusculaires et donc relevant de la localisation géométrique, sont clairement délocalisées. On peut se demander si le jeu en vaut la chandelle.

Bien entendu, on pourrait aussi objecter que cette expérience de pensée n'est pas réalisable en pratique. Chacun sait en effet que manipuler un Stern-Gerlach et préparer un spin dans une direction donnée ne sont pas des choses faciles. Mais des expériences pratiquement équivalentes ont été réalisées en utilisant un interféromètre à neutrons ([20], [21]), et leurs résultats confirment la localisation du dépôt d'énergie et la délocalisation du moment magnétique. C'est bien assez pour démontrer que l'image quantique d'un corpuscule qui aurait malgré tout une position est à considérer avec beaucoup de prudence.

5 Le temps et la durée⁶

Un des aspects les plus contre-intuitifs de la mécanique quantique est la disparition de la notion de durée des phénomènes. En fait, les objets quantiques n'ont pas d'âge, ils ne vieillissent pas. Si l'on retourne à la mécanique classique, on en découvre aisément la raison: le vieillissement, l'usure, y sont décrits par des termes dissipatifs et ces termes sont exclus du formalisme hamiltonien. En mécanique quantique, comme en mécanique classique hamiltonienne, l'évolution n'est finalement qu'une transformation canonique continue, dont le paramètre est le temps; c'est un temps immatériel qui n'a rien à voir avec notre appréciation de la durée. Bien entendu, il reste possible de calculer des durées sur des ensembles statistiques. C'est ce que nous faisons quand nous calculons la "durée de vie" des états instables. Les calculs ne sont pas tout à fait satisfaisants, mais ils ont le mérite d'exister et de don-

⁶ Ou "Durée et Simultanéité". Petit clin d'œil à Bergson, dont le livre est certes critiquable sur le plan de la physique mais nous oblige quand même à réfléchir. [3]

ner des résultats en accord avec les données expérimentales, du moins quand on maîtrise bien la dynamique (en physique atomique, par exemple). En gros, on procède comme suit:

- On considère d'abord un système "non perturbé" où l'objet qui va se désintégrer et les produits de la désintégration coexistent mais n'interagissent pas. Ainsi défini, ce système formé de deux sous-systèmes indépendants évolue canoniquement, sans âge.
- On introduit un terme de couplage entre les deux sous-systèmes et on se propose d'étudier l'évolution du système couplé à partir d'un état propre du système non couplé (n'oublions pas que l'on travaille dans le même espace de Hilbert). Si l'on s'en tenait là, on aurait toujours affaire à un système hamiltonien sans âge, pour lequel la lecture du contenu du vecteur d'état par la base fournie par l'ancien hamiltonien donnerait l'apparence d'une évolution. D'ailleurs, d'après un théorème classique de Poincaré, il suffirait de considérer des temps très longs pour voir le système repasser aussi près que l'on veut de l'état initial. Mais comme, en général, le calcul est impuissant à maîtriser la dynamique du système couplé, on est obligé d'aborder le problème par le calcul des perturbations.

C'est dans ce cadre perturbatif qu'il est possible de montrer que, si l'hamiltonien non perturbé possède un spectre continu (ce qui est toujours le cas s'il contient des particules libres), alors, pour des temps qui ne sont ni trop longs (à cause de la non validité du calcul pour les temps très longs; à cause aussi du retour de Poincaré) ni trop courts (à cause d'un effet Zénon, dû à certaines caractéristiques spectrales générales des hamiltoniens), le taux de transition par unité de temps vers un certain groupe d'états finals de l'hamiltonien non perturbé est constant, en sorte que l'évolution en probabilité de l'état initial vers ce groupe d'états finals est bien représentée par une loi exponentielle de désintégration. C'est cette loi exponentielle qui est acceptée comme la vraie prédiction de la théorie, bien qu'elle résulte en partie de manipulations mathématiques peu justifiables.

J'insiste sur le fait qu'il s'agit là d'un résultat statistique qui concerne un ensemble de systèmes préparés dans un même état initial. Il est impossible de prédire autre chose qu'une table de mortalité de la population des atomes radioactifs, table de mortalité d'autant plus étrange que chaque atome pris individuellement n'a pas d'âge.

Un autre problème concerne l'effet Zénon. On part d'un état préparé; on peut montrer que, si l'hamiltonien du système couplé est borné inférieure-

ment⁷ la probabilité de permanence de l'état initial (c-à-d. de stabilité) débute avec une tangente horizontale: au début et pendant un temps court, il y a stabilité. Il suffirait de re préparer l'état initial pour repartir de zéro. Or, dans la théorie, la préparation d'un état est une mesure, représentée par une projection intemporelle. Idéalement, on pourrait donc prolonger la vie d'un atome radioactif en s'assurant de temps en temps qu'il est toujours là! De récents calculs détaillés sur un modèle un peu simplifié de transitions atomiques semblent en effet montrer que l'on peut effectivement allonger la durée de vie apparente d'un état excité en le re préparant par une interaction extérieure (le calcul est entièrement dynamique et ne fait pas référence au postulat de projection; Cf. [15]).

Finalement, nous devons nous interroger sur la durée d'une transition quantique. La question s'est posée sur le plan théorique depuis le modèle de Bohr en 1913. Elle a été réactivée à plusieurs reprises par Schroedinger. Elle reste aujourd'hui sans réponse. Dans sa forme actuelle, la mécanique quantique n'a pas d'horloge pour définir cette durée. D'autre part, à ma connaissance, les expérimentateurs n'ont pas (pas encore?) les outils pour la mesurer. La question est-elle vide de sens? Ou bien rencontrons nous ici une autre difficulté fondamentale à situer les phénomènes quantiques dans le cadre de notre représentation intuitive du temps?

Je m'étonne toujours que ceux qui s'interrogent tellement sur la localisation des particules ne ressentent pas, en parallèle, cette grave difficulté de la physique quantique dans ses rapports avec le temps. Ce n'est pourtant pas la faute des grands ancêtres qui ont attiré notre attention sur la question, tout en proposant des réponses pas très claires et surtout pas très concordantes :

- "Time and space are modes by which we think and not conditions in which we live." A. Einstein (quoted by Forsee, [10]).
- "L'interprétation actuelle de la Mécanique ondulatoire nous obligerait donc à considérer nos notions usuelles d'espace et de temps comme totalement inexactes non seulement à l'échelle microphysique (ce qui serait encore acceptable), mais même à l'échelle macroscopique (puisque les points A et B peuvent être très éloignés sur l'écran)" L. de Broglie [6]
- "The concepts of time and space by their nature acquire a meaning only because of the possibility of neglecting the interaction with the means of measurement. (...). On the whole, it would scarcely seem justifiable, in

⁷ Ce qui est toujours le cas ; autrement, on disposerait là d'une source d'énergie inépuisable !

the case of the interaction problem, to demand a visualisation by means of ordinary space-time pictures." N. Bohr [4].

6 Appendice

Modélisation des fonction d'accélération

Je rappelle quelques règles générales qui prévalent pour la modélisation des fonctions d'accélération dans le cas de systèmes de particules, sans contraintes. Ce sont des "principes secondaires" en ce sens qu'ils sont moins généraux que ceux présentés dans le texte (localisation, isolement, existence d'un état, causalité). Je rappelle d'abord ce que Poincaré nous disait à propos des principes (Cf. [18] et [19]):

"Ces principes sont des résultats d'expériences fortement généralisés; mais ils semblent emprunter à leur généralité même un degré éminent de certitude. Plus ils sont généraux, en effet, plus on a fréquemment l'occasion de les contrôler et les vérifications, en se multipliant, en prenant les formes les plus variées et les plus inattendues, finissent par ne plus laisser de place au doute."

1- Principe de l'addition vectorielle des fonctions d'accélération correspondant à une même particule mais à des "circonstances différentes", quand ces circonstances sont réalisées simultanément.

Il est à noter que si mathématiquement, ce principe d'addition vectorielle des fonctions d'accélération est très clair, il n'en va pas de même quand on considère les situations physiques réelles. Il s'agit d'un principe d'indépendance et de superposition de l'une des caractéristiques du mouvement (l'accélération) pour des circonstances distinctes mais réalisables simultanément. De toute évidence, il se réduira au parallélogramme des forces, après que nous aurons introduit la masse. Cependant, il faut se rappeler que le parallélogramme des forces est d'abord un résultat des expériences de la statique. On se souviendra aussi que la première "démonstration" de cette règle d'addition des forces par Simon Stevin (en 1586) reposait sur un autre "principe": l'impossibilité du mouvement perpétuel pour les systèmes mécaniques (Cf. [14]).

2- Principe de décomposition de chacune des fonctions d'accélération en deux parties: une partie "interne au système" où les particules n'interviennent que deux à deux, et une partie due au reste de l'univers où chaque particule n'intervient que pour elle-même:

$$f_i(\{r_k, v_k\}, t) = \sum_{k \neq i} f_{k/i}(r_i, v_i; r_k, v_k) + f_{ext/i}(r_i, v_i, t) \quad (A-1)$$

En fait, ce principe découle du précédent si l'on admet que les "circonstances différentes" peuvent être de considérer les particules en paires et de pouvoir les isoler totalement du reste de l'univers. On admet (par raison suffisante) que les accélérations à deux corps ne dépendent pas du temps. Dans la plupart des applications, on admet aussi qu'elles ne dépendent pas des vitesses.

3- Principe d'action-réaction : l'accélération que la particule i communique à la particule k et l'accélération réciproque que la particule k communique à la particule i sont dirigées selon la droite de leur position relative, de sens opposés, et en grandeur dans un rapport constant, quelle que soit la nature de leur interaction (installation de ressorts, charges électriques amenées sur ces particules, etc). On profite de cette circonstance pour introduire la masse d'inertie des particules. Après avoir choisi une unité quelconque (par exemple, en choisissant dans le système $m_1 = 1$), on écrira ce principe sous la forme:

$$\left| \frac{f_{i/k}}{f_{k/i}} \right| = \frac{m_i}{m_k}. \quad (A-2)$$

Empiriquement, il se trouve que ce rapport constant est aussi celui des poids de ces particules, pesées en un même endroit. C'est l'égalité de la masse d'inertie et de la masse gravitationnelle. On peut utiliser cette circonstance pour introduire systématiquement la masse partout, y compris dans les fonctions d'accélération $f_{ext/i}$. On retrouve ainsi la notion de force et la dynamique newtonienne:

$$F_i = m_i f_i. \quad (A-3)$$

Une fois en possession de la dynamique newtonienne, on peut passer aux schémas de Lagrange et de Hamilton selon les règles et restrictions habituelles.

Références

- [1] A. Aspect, P. Dalibar, G. Roger, Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analysers. *Phys. Rev. Lett.*, 49, (1982), 1804.
- [2] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, Experimental test of Bell's inequalities, etc. *Phys. Rev. Lett.*, 47, (1981), 460. *Phys. Rev. Lett.*, 49, (1982), 91.
- [3] H. Bergson, *Durée et simultanéité*. PUF, Paris (1968)
- [4] N. Bohr, *Atomic theory and the description of nature*. Cambridge University Press (1934).
- [5] L. de Broglie, *Les incertitudes de Heisenberg et l'interprétation probabiliste de la mécanique ondulatoire*. (Notes de cours 1950-1952) Gauthier-Villars, Paris (1982).
- [6] L. de Broglie, *Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la mécanique ondulatoire*. Gauthier-Villars, Paris (1956).
- [7] L. de Broglie, *La théorie de la mesure en mécanique ondulatoire*. Gauthier-Villars, Paris (1957).
- [8] L. Cornu, *La mécanique. Les idées et les faits*. Flammarion, Paris (1918).
- [9] T. Durt, *Quantum entanglement, interaction, and the classical limit*. Prépublication, présentée au *Zeits. für Naturforschung*.
- [10] P. Forsee, *A. Einstein, Theoretical Physicist*. Macmillan, New-York (1963).
- [11] H. Hertz, *The principles of mechanics presented in a new form*. Dover Publ., New-York (1956) ; (Ed. allemande: 1894).
- [12] E. Kant, *Critique de la raison pure*. Ed. Quadrigé, PUF (1990) (1^{ière} éd. allemande: 1781)
- [13] *Rapports et Discussions du 5^{ième} Conseil de Physique Solvay, tenu à Bruxelles du 14 au 19 octobre 1927*. Gauthier-Villars, Paris (1928).
- [14] E. Mach, *La mécanique. Exposé historique et critique de son développement*. Ed. Jacques Gabay, Paris (1987); (Ed. allemande: 1883).
- [15] E. Mihokova, S. Pascasio, L.S. Schulman, *Hindered decay: quantum Zeno effect through electromagnetic field domination*. *Phys. Rev. A* 56, (1997), 25-32.
- [16] H. Poincaré, *Les idées de Hertz sur la mécanique*. *Revue Générale des Sciences* 8 (1897) 734-743; reproduit dans *Oeuvres*, Tome VII, 231-250 (Paris 1952).
- [17] H. Poincaré, *La science et l'hypothèse*. Flammarion, Paris (1968); (1^{ière} Ed. 1902).
- [18] H. Poincaré, *Les principes de la physique-mathématique*. Conférence de St-Louis (1904); reprint in "*Physics for a New Century*", *Am. Inst. of Phys.* 281-299.

- [19] H. Poincaré, *La valeur de la science* . Flammarion, Paris (1907).
- [20] H. Rauch, Verification of coherent spinor rotation of fermions. *Phys. Letters* 54A, (1975), 425.
- [21] H. Rauch, Neutron interferometric tests of quantum mechanics. *Helv. Phys. Acta* 61, (1988), 589.